



UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
FIRENZE

DOCTORAL PROGRAMME IN INDUSTRIAL  
ENGINEERING

DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA  
INDUSTRIALE

XXXII

**Ultrasuoni generati da diodo laser:  
monitoraggio non distruttivo di componenti  
meccanici**

ING/IND-14

**Candidato**

Michelangelo-Santo  
Gulino

**Coordinatore del Corso di  
Dottorato**

Prof. Maurizio  
De Lucia

**Tutore**

Prof. Dario Vangi

**Revisori esterni**

Prof. Michele Carboni

Prof. Bernardo Zuccarello

*Anni 2016/2019*

©Università degli Studi di Firenze – School of Engineering  
Via di Santa Marta, 3, 50139 Firenze, Italy

Tutti i diritti riservati. Nessuna parte del testo può essere riprodotta o trasmessa in qualsiasi forma o con qualsiasi mezzo, elettronico o meccanico, incluso le fotocopie, la trasmissione fac simile, la registrazione, il riadattamento o l'uso di qualsiasi sistema di immagazzinamento e recupero di informazioni, senza il permesso scritto dell'editore.

All rights reserved. No part of the publication may be reproduced in any form by print, photoprint, microfilm, electronic or any other means without written permission from the publisher.

*Ai miei genitori  
e a Caterina*

## Ringraziamenti

Seppur frutto di un considerevole sforzo individuale, il presente lavoro ha beneficiato dell'importante esperienza maturata nel campo dei controlli non distruttivi dall'intero gruppo di ricerca del Laboratorio di Meccanica Sperimentale, di cui faccio a tutt'oggi orgogliosamente parte.

Non posso esimermi dal ringraziare innanzitutto il mio tutor, Prof. Dario Vangi, per avermi formato ed incentivato ad esprimere il mio potenziale nel campo della ricerca; sono invece grato ai miei compagni di viaggio Antonio Virga, Carlo Cialdai, Filippo Begani, Sara Ranfagni e Luca Banelli per i consigli e l'aiuto fornitimi, nonchè per le esperienze condivise (formative o meno). Un ruolo importante hanno inoltre giocato i docenti del Collegio e i miei colleghi di Dottorato, del XXXII ciclo e non, per avermi spinto a migliorarmi coi loro *feedback* ed avermi prestato la giusta attenzione nelle differenti occasioni d'incontro.

Infine, a nulla varrebbe il mio impegno se non avessi alle spalle la mia famiglia, cui devo molto in termini di incoraggiamento, entusiasmo e passione verso quello che faccio. Ai miei genitori e a Caterina un sentito ringraziamento per avermi supportato/sopportato nell'arco di questi anni formativi, nonchè convinto di poter ritrovare in loro la forza per proseguire e migliorare ulteriormente nei momenti di difficoltà. Si potrebbero stendere pagine intere solo per elencare i modi e le circostanze in cui mi sono stati d'aiuto; ma questa sarebbe un'altra storia...

# Sommario

Il lavoro descrive il processo di messa a punto di una metodologia d'ispezione non distruttiva di componenti meccanici, basata sull'eccitazione non a contatto di ultrasuoni (US) tramite diodi laser modulabili. Il fenomeno fisico a cui tale eccitazione risulta riconducibile è denominato "fotoacustica": un riscaldamento localizzato del materiale a partire da impulsi luminosi ed il suo successivo raffreddamento comportano la sua dilatazione e contrazione, con conseguente propagazione di onde elastiche nel componente. Poiché il diodo laser rappresenta una tecnologia non convenzionale di eccitazione ultrasonora, requisito fondamentale è comprendere il fenomeno della fotoacustica nel suo complesso al fine di ottimizzare il sistema d'ispezione. L'indagine ha dapprima coinvolto alcuni provini, per essere successivamente traslata verso componenti meccanici e, nello specifico, assili ferroviari; per l'assile, un'ispezione di tipo *contactless* risulta particolarmente desiderabile, in quanto permette di ispezionare il componente mentre si trova in rotazione, durante l'esercizio. Nondimeno, l'impiego di diodi laser in luogo di soluzioni come i laser impulsati apre le porte alla creazione di un *layout* d'ispezione non a contatto a basso costo, adatto all'applicazione su vasta scala.

La prima fase del progetto di ricerca ha coinvolto lo studio e la messa a punto di un sistema per la rilevazione di onde sulla base dei risultati di una preliminare campagna di prove: impiegando una sonda piezoelettrica a banda larga a contatto, sono stati identificati US di tipo longitudinale e superficiale propaganti in provini ed eccitati tramite diodo da 0.15 W. L'analisi ha permesso di compiere passi in avanti rispetto alla letteratura tecnica in termini di qualità del segnale ultrasonoro rilevato; parametro di particolare rilevanza è la durata  $\delta$  dell'impulso laser impiegato, che influenza direttamente sia il rapporto segnale-rumore (*signal-to-noise ratio*,  $S/N$ ) che la frequenza centrale  $f_0$  delle oscillazioni ultrasonore.

L'uso di una sorgente dalla maggior potenza (5W) ha permesso di spingere l'applicazione del sistema d'ispezione ad un ambito dal maggior interesse ingegneristico, inerente all'eccitazione di US in componenti meccanici completi come gli assili ferroviari. Stante la maggior criticità delle cricche sulla superficie in conseguenza del momento flettente rotante cui l'assile è continuamente sottoposto, la campagna sperimentale ha mirato alla rilevazione di tali difettosità tramite onde di tipo superficiale: è stato determinato come una cricca profonda 3 mm sul corpo dell'assile comporti una riduzione del 65% nel valore di  $S/N$ , eccitando US con frequenza centrale di 200 kHz. Analoghe considerazioni possono essere estese a cricche posizionate sui raggi di raccordo, in corrispondenza dei quali si vengono sovente a concentrare le tensioni massime.

Una successiva sperimentazione tramite sonde non a contatto a banda stretta ha fatto emergere l'impossibilità di rilevare ultrasuoni, richiedendo un'ulteriore messa

a punto del sistema d'indagine per concentrare maggiormente la banda dell'US attorno alla frequenza centrale della sonda stessa. Avvalendosi del fenomeno fisico di doppia eccitazione di US tramite un singolo impulso laser (il primo quando ha luogo il riscaldamento, il secondo all'atto del raffreddamento), è stato proposto l'impiego di una sequenza in *input* al diodo costituita da impulsi dalla medesima  $\delta$  e relativamente distanziati nel tempo di  $2\delta$ . Tale soluzione permette di concentrare la banda intorno a  $f_0=1/(2\delta)$ , con un'amplificazione controllata del segnale fino al 210% rispetto al caso di singolo impulso.

Nonostante gli ulteriori sforzi profusi nell'ottimizzazione della ricezione, non è stato possibile evidenziare la presenza di US tramite sonde non a contatto. Conseguentemente, il lavoro si conclude con la proposta di metodologie alternative per la rilevazione non a contatto degli US eccitati da diodo: requisito fondamentale per tali alternative è un prezzo limitato tale da non conffiggere con uno degli obiettivi del progetto, ovvero la messa a punto di un sistema d'ispezione dal basso costo complessivo. Preme tuttavia sottolineare come la metodologia di eccitazione sviluppata per la rilevazione a contatto di US propaganti in componenti meccanici risulti estremamente performante: la ricerca ha dunque raggiunto il principale scopo previsto di comprendere il complesso fenomeno di eccitazione di US tramite diodo laser, illustrandone le prestazioni effettive in una concreta applicazione ingegneristica ed andando ad arricchire quanto disponibile allo stato dell'arte.

# Prefazione

Il lavoro condensa i risultati di tre anni di attività condotta all'interno del Laboratorio di Meccanica Sperimentale dell'Università degli Studi di Firenze. L'ambito della ricerca è l'eccitazione di ultrasuoni attraverso sorgente laser, campo multidisciplinare che coniuga scambio di calore e meccanica strutturale. Rispetto alle tradizionali tecniche d'ispezione non distruttiva, il fondamentale vantaggio di un sistema che beneficia di tale sorgente consiste nella possibilità di eccitare onde elastiche senza contatto diretto col componente meccanico.

Specificamente, l'interesse è focalizzato sull'eccitazione ultrasonora tramite diodi laser modulabili, ad oggi estensivamente impiegati nel campo biomedico. L'obiettivo è disporre di un sistema che riduca fortemente i costi (fino a 100 volte) legati all'ispezione condotta attraverso laser impulsati. La tecnologia di eccitazione tramite diodi è non convenzionale, richiedendo la sintonizzazione *in toto* dei parametri di lavoro del laser per l'ottimizzazione della qualità del segnale ultrasonoro rilevato.

Al fine di investigare le *performance* di tale sistema ottimizzato in termini di monitoraggio non distruttivo di componenti meccanici, il lavoro è imperniato sull'assile ferroviario. Tale componente è soggetto, generalmente previo smontaggio dalla sede, a periodiche ispezioni ultrasonore atte a minimizzare le probabilità di rotture a fatica; un'ispezione totalmente non a contatto risulta in tal caso particolarmente desiderabile, in quanto permette di monitorare l'integrità del componente durante la sua rotazione, direttamente a bordo del veicolo ferroviario. Sul convoglio sono peraltro installati numerosi assili, con rilevante incremento nei costi per l'estensione del monitoraggio al veicolo completo; un sistema *low cost* è dunque di fondamentale importanza in un'ottica industriale.

La principale criticità riscontrata nel corso del progetto riguarda uno stato dell'arte povero per quanto concerne la sperimentazione tramite diodi laser, richiedendo la completa derivazione delle proprietà degli ultrasuoni eccitati. La letteratura non ha finora indagato le reali prestazioni dei diodi in termini di eccitazione ultrasonora, preferendo sorgenti dalla maggior potenza come i laser impulsati. Un'ulteriore problematica riguarda la messa a punto di un apparato d'ispezione totalmente *contactless*, che deve constare di sistemi non a contatto per la rilevazione (oltre che per l'eccitazione) degli ultrasuoni. La scelta e la messa a punto di sistemi per la rilevazione non a contatto è compito non triviale, cui viene dedicata particolare attenzione.

I risultati riportati nel prosieguo sono solo parte della sperimentazione condotta, la quale, come noto a chi opera nel campo, è un processo di continua sintonizzazione tra strumenti, processamento dei segnali e deduzione. Il lavoro si propone di discutere solo i punti centrali di quanto emerso, omettendo dettagli di scarsa rile-

vanza scientifica. Inoltre, seppur si dia inizialmente spazio ad una descrizione sul suo principio di funzionamento, il laser viene trattato (eccetto casi peculiari) dal solo punto vista funzionale, ovvero come una *black box* che permette l'eccitazione di ultrasuoni durante la sperimentazione.

# Indice

<b>Sommario</b>	<b>v</b>
<b>Prefazione</b>	<b>vii</b>
<b>1 Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1 Tecnologie laser per l'eccitazione di ultrasuoni . . . . .	1
1.1.1 Laser impulsati . . . . .	2
1.1.2 Diodi laser . . . . .	2
1.2 Stato dell'arte sugli ultrasuoni generati da laser . . . . .	3
1.2.1 Generalità sull'effetto fotoacustico . . . . .	4
1.2.2 Ispezione tramite laser impulsati di componenti complessi . .	7
1.2.3 Indagini sperimentali tramite diodi laser . . . . .	18
<b>2 Sperimentazione con onde di <i>bulk</i> su provini</b>	<b>31</b>
2.1 Studio sulla casualità della sequenza TTL . . . . .	32
2.2 Parametri maggiormente influenti su $S/N$ . . . . .	39
2.2.1 Studio numerico sui parametri di rilievo . . . . .	39
2.2.2 Test sperimentali sui parametri di rilievo . . . . .	44
2.3 Riepilogo dei risultati ottenuti e rilevanza per il prosieguo . . . . .	48
<b>3 Sperimentazione con onde superficiali su provini</b>	<b>49</b>
3.1 DOE . . . . .	50
3.2 Influenza dei parametri sulla rilevabilità dell'ultrasuono di Rayleigh .	51
3.2.1 Influenza su $S/N$ . . . . .	52
3.2.2 Influenza su $f$ . . . . .	52
3.3 Discussione dei risultati inerenti alle onde R e rilevanza nel contesto	53
3.3.1 Caratteristiche del diodo laser da 5 W . . . . .	55
3.3.2 Indagine sulle potenzialità del diodo da 5 W . . . . .	56
<b>4 Rilevazione a contatto di onde superficiali su assili</b>	<b>59</b>
4.1 Analisi preliminare sulla qualità dei segnali acquisiti . . . . .	60
4.2 Rilevazione di cricche superficiali tramite onde R . . . . .	64
4.2.1 Disambiguazione sulla tipologia di onde eccitate . . . . .	64
4.2.2 Rilevabilità di una cricca sul corpo dell'assile . . . . .	67
4.3 Comportamento ultrasonoro in presenza di raggi di raccordo . . . . .	69
4.4 Conclusioni sulla rilevazione a contatto di onde R propaganti su assili	72

---

<b>5</b>	<b>Rilevazione non a contatto di onde propaganti su assili</b>	<b>73</b>
5.1	Scelta del diodo laser . . . . .	73
5.2	Scelta della sonda in aria . . . . .	75
5.3	Discussione e prove col nuovo apparato . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Sperimentazione con diodo da 20 W per l'ottimizzazione del rapporto segnale-rumore</b>	<b>79</b>
6.1	Ottimizzazione di $S/N$ . . . . .	79
6.1.1	Ottimizzazione della sequenza di impulsi . . . . .	82
6.1.2	Ottimizzazione della focalizzazione del fascio . . . . .	89
6.2	Ulteriori prove con sonde non a contatto . . . . .	89
6.3	Rilevazione a contatto di cricche sui raggi di raccordo in assili ferroviari	90
6.4	Rilevazione degli US con sonde a banda stretta . . . . .	91
6.5	Contributo del lavoro ed ulteriori sviluppi . . . . .	93
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>99</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>101</b>

# Elenco delle figure

1.1	Esempio di laser impulsato. . . . .	3
1.2	Esempio di diodo laser . . . . .	3
1.3	Andamento della riflettività al variare della lunghezza d'onda della radiazione laser, per alcuni materiali di interesse (estratto da Quazi et al. [3]). . . . .	5
1.4	Rappresentazione delle varie parti di cui si compone l'assile (modificato da [4]). . . . .	8
1.5	Schematizzazione dei carichi esterni che insistono sull'assile ferroviario, con visualizzazione di forze agenti, momenti e andamento del momento flettente $M_f$ . . . . .	9
1.6	Esempio di rottura a fatica con punto di nucleazione della cricca - "crack root" (a) - e visualizzazione in sezione di una cricca ellittica (b) [4]. . . . .	9
1.7	Modello CAD dell'assile (a) e semplificazione adottata per la modellazione FEM (b) nello studio [4]. . . . .	10
1.8	Punti di emissione (S) e di ricezione (R) per i test svolti nello studio [4]. . . . .	11
1.9	Spostamenti (sopra) e spettro normalizzato (sotto) di US rilevati nei punti R1-R4, R6, per un'eccitazione laser nel punto S1 [4]. . . . .	12
1.10	<i>Layout</i> numerico di rilevazione di cricche tramite laser-ultrasuoni nello studio [4]. . . . .	13
1.11	Ampiezza degli spostamenti e spettri dei segnali acquisiti in R2, R3 e R5, in caso di eccitazione sul collare. . . . .	13
1.12	Ampiezza degli spostamenti e spettri dei segnali acquisiti in R2, R3 e R5, in caso di eccitazione sul collare nello studio [4]. . . . .	14
1.13	Assile da treno alta-velocità e cricche ivi create per la sperimentazione riportata in [6]. . . . .	15
1.14	<i>Layot</i> di prova dello studio [6] per la rilevazione del difetto tra la sorgente ed il ricevitore accoppiato in aria. . . . .	15
1.15	B-scan ultrasonoro per lo studio [6] in cui l'ampiezza viene correlata al tempo e alla coordinata angolare di rotazione dell'assile. . . . .	15
1.16	Differenti <i>setup</i> sperimentali proposti in [6] con varie posizioni di difetto (a), (c), (e) e relativi risultati ottenuti dalla simulazione (b), (d), (f) . . . . .	16
1.17	RMS per i segnali acquisiti in presenza delle cricche D1-D4 dello studio [6], a diverse coordinate angolari. . . . .	16
1.18	Apparato sperimentale dello studio [7] (a) e rappresentazione della lastra oggetto dell'analisi (b). . . . .	17

1.19	B-scan per il provino privo di difettosità (a) e per il provino con cricca (b) dello studio di Canle [7]. . . . .	17
1.20	B-scan per il provino privo di difettosità (a) e per il provino con cricca (b) dello studio di Canle [7]. . . . .	19
1.21	Rappresentazione schematica del <i>layout</i> sperimentale dello studio di Park [8], in cui l'impulso laser viene fatto incidere sul ventilatore tramite un galvanometro e sincronizzato tramite <i>encoder</i> con la rotazione del ventilatore. . . . .	20
1.22	Ventilatore d'acciaio (a) impiegato nello studio di Park [8] con sensore piezoelettrico ad elevata sensibilità installato sul retro delle pale (c). Le <i>box</i> continue e discontinue in (b) indicano le zone di addestramento ed ispezione rispettivamente. . . . .	21
1.23	Istantanea della propagazione delle onde ottenuta tramite convoluzione dei segnali di riferimento rilevati staticamente e quelli rilevati in rotazione(a), mappa del RMS calcolato sulle differenti acquisizioni nei punti di indagine (b) e identificazione del difetto tramite filtraggio (c) per lo studio di Park [8]. . . . .	21
1.24	Esempi di segnale in <i>input</i> (a) e corrispondente segnale in <i>output</i> acquisito. . . . .	22
1.25	Cross-correlazione tra i segnali di Figura 1.24 ed ingrandimento in prossimità dell'istante in cui ha massima ampiezza. . . . .	23
1.26	Primi 50 campioni di una M-sequence d'esempio (a) e relativa autocorrelazione (b) (estratto da [11]). . . . .	24
1.27	Segnale ultrasonoro rilevato da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite sonda piezoelettrica (a), laser impulsato (b) e diodo laser (c) - modificato da [12]. . . . .	26
1.28	Segnale ultrasonoro rilevato nello studio [11] da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite laser impulsato. . . . .	27
1.29	Segnale ultrasonoro rilevato nello studio [11] da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite diodo laser. . . . .	27
1.30	Segnali nel tempo (a) e spettri associati (b) per un numero di <i>bit</i> del codice di Golay pari a 7, 9 e 11, rilevati nello studio [10]. . . . .	28
2.1	Apparato sperimentale per l'eccitazione e la rilevazione di onde longitudinali. . . . .	32
2.2	Interconnessione tra elementi dell'apparato di prova. . . . .	33
2.3	Porzione di sequenza T. . . . .	34
2.4	Porzione di auto-correlazione per la sequenza T. . . . .	34
2.5	Porzione di auto-correlazione per la sequenza L (sopra) e HL (sotto). . . . .	35
2.6	Diagramma di flusso per il processo sviluppato di rilevazione degli US eccitati dal diodo laser. . . . .	37
2.7	$S/N$ al variare di $\psi$ , impiegando il codice di Golay e la MLS. . . . .	38
2.8	$S/N$ al variare di $\psi$ , impiegando le sequenze L e HL. . . . .	38
2.9	$S/N$ al variare di $\psi$ , impiegando la sequenza T. . . . .	38
2.10	Contenuto in frequenza al variare di $\psi$ , per le differenti sequenze analizzate. . . . .	40

2.11	Mesh del solido di rivoluzione rappresentante il provino. Lungo l'asse sono evidenziati l'area su cui la radiazione laser insiste (ipocentro) e l'epicentro in cui l'onda viene rilevata; si impone vincolato il bordo esterno del disco. . . . .	41
2.12	Spostamento assiale dell'epicentro riconducibile a sole onde L in funzione di $\Delta$ . . . . .	43
2.13	Contenuto in frequenza normalizzato dei segnali di Figura 2.12. . . .	43
2.14	Legame tra durata dell'impulso $\Delta$ e durata dell'oscillazione eccitata P. . . . .	44
2.15	Andamento della frequenza ultrasonora al variare di $\delta$ (estrapolata dalla Figura 2.10). . . . .	45
2.16	Eccitazione dovuta a tre impulsi da 800 ns, equispaziati di 3200 ns. .	45
2.17	Spettro del segnale in Figura 2.16. . . . .	46
2.18	$S/N$ al variare del numero di impulsi. . . . .	47
2.19	$S/N$ al variare della durata dei bassi nel TTL. . . . .	47
2.20	$S/N$ al variare del numero di medie d'insieme applicate. . . . .	48
3.1	Apparato sperimentale per l'eccitazione e la rilevazione di onde superficiali. . . . .	50
3.2	Esempio di cross-correlazione in cui l' <i>input</i> non possiede casualità in termini di distanza tra impulsi. . . . .	52
3.3	$S/N$ in funzione dei parametri ritenuti influenti tramite DOE. . . .	53
3.4	Contenuto in frequenza al variare dei parametri ritenuti influenti tramite DOE. . . . .	54
3.5	Diodo NICHIA NUBM44 da 5 W. . . . .	55
3.6	Eccitazione (" <i>input laser</i> ") e conseguente profilo di potenza (" <i>output laser</i> ") del diodo laser da 5 W; NP (" <i>nominal power</i> ") rappresenta il tempo necessario al diodo per raggiungere la potenza di progetto. . .	56
3.7	Onde superficiali eccitate dal diodo da 5 W. . . . .	57
4.1	Modello CAD dell'assile oggetto della sperimentazione. . . . .	59
4.2	<i>Layout</i> di prova sull'assile. . . . .	60
4.3	Insieme di impulsi in input al laser (sopra) e segnale acquisito in uscita (sotto). . . . .	61
4.4	Andamento del $S/N$ al variare della distanza sorgente-ricevitore per il segnale rappresentato in Figura 4.3. . . . .	62
4.5	Caratteristica della sonda a contatto impiegata per le ispezioni. . . .	63
4.6	Istogramma delle frequenze centrali per i 108 segnali costituenti il DOE. . . . .	63
4.7	Schematizzazione lineare dell'assile e percorsi possibili per le onde eccitate. . . . .	65
4.8	Schematizzazione lineare dell'assile e percorsi possibili per le onde eccitate. . . . .	65
4.9	Segnale acquisito su assile senza cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, senza applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8. . . . .	66
4.10	Segnale acquisito su assile con cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, senza applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8. . . . .	66

4.11	Segnale acquisito su assile con cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, con applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8. . . . .	67
4.12	Cricca praticata sul corpo dell'assile. . . . .	67
4.13	Visualizzazione trasversale della cricca praticata sul corpo dell'assile. . . . .	68
4.14	Attenuazione della cricca $A_{drop}$ al variare della profondità della cricca $p$ . . . . .	69
4.15	Curva POD per un'ispezione condotta tramite borosonda (modificato da [21]). . . . .	70
4.16	Tre configurazioni di prova con percorso ultrasonoro interessato da raggi di raccordo, con acquisizione su (a) portata di calettamento, (b) collare e (c) fusello. . . . .	70
4.17	Segnale acquisito in corrispondenza della portata di calettamento (caso $a$ in Figura 4.16). . . . .	71
4.18	Segnale acquisito in corrispondenza del collare (caso $b$ in Figura 4.16). . . . .	71
4.19	Segnale acquisito in corrispondenza del fusello (caso $c$ in Figura 4.16). . . . .	71
4.20	$S/N$ al variare della distanza (lineare) tra sorgente e ricevitore, per varie sezioni dell'assile. . . . .	72
5.1	Nuovo <i>layout</i> di prova per la rilevazione di onde in aria (sulla destra, una sonda piezoelettrica accoppiata in aria). . . . .	74
5.2	Ampiezza degli spostamenti longitudinali all'epicentro (Figura 2.11) al variare della potenza del laser. . . . .	75
5.3	$S/N$ in funzione della distanza percorsa in aria e acciaio; il cerchio rappresenta il punto di intersezione tra i due grafici. . . . .	76
5.4	Laser Optlasers 445 nm acquistato. . . . .	77
5.5	Sonda Sonotec 200 acquistata. . . . .	78
6.1	Input a singolo impulso da 2500 $\mu s$ ed uscita corrispondente. . . . .	80
6.2	Ingrandimento dell'uscita di Figura 6.1 a 110 $\mu s$ dal primo punto di alto del TTL in ingresso. . . . .	81
6.3	Ingrandimento dell'uscita di Figura 6.1 a 110 $\mu s$ dal primo punto di basso del TTL in ingresso. . . . .	81
6.4	Sovrapposizione dei segnali di Figura 6.2-6.3 . . . . .	81
6.5	Eccitazione e risposta all'eccitazione del diodo da 5 W di Figura 3.6; si evidenzia la pendenza della risposta all'eccitazione, influente sulle frequenze ultrasonore in uscita. . . . .	82
6.6	Simulazione di interazione tra i due ultrasuoni eccitati da un impulso laser, al variare della sua durata $\delta$ . . . . .	83
6.7	Simulazione di interazione tra US eccitati da quattro impulsi laser, al variare della distanza relativa tra impulsi $d_{imp}$ . . . . .	85
6.8	Simulazione di interazione tra US eccitati da dieci impulsi laser ( $\delta=10 \mu s, d_{imp}=20 \mu s$ ). . . . .	86
6.9	<i>Splitting</i> della radiazione laser in numerosi fasci tramite Spatial Light Modulator (LSM), distanziati nello spazio di una lunghezza d'onda dell'US $\lambda$ (a-b), e risposta in frequenza attesa al variare del numero di fasci (c) - modificato da [26]. . . . .	87
6.10	$S/N$ e $PtP$ ultrasonori al variare del numero di impulsi ( $\delta=2.5 \mu s, d_{imp}=2\delta$ ). . . . .	87
6.11	Segnali acquisiti per numero di impulsi pari a 6 (sopra) e 10 (sotto). . . . .	88

---

6.12	$f_0$ al variare di $\delta$ e rappresentazione della curva di riferimento $f_0=1/(2\delta)$ .	89
6.13	$S/N$ al variare della distanza $\Phi$ tra lente e componente, con visualizzazione del punto di <i>beam waist</i> .	90
6.14	Cricche artificiali sui raggi di raccordo tra portata di calettamento e corpo (A), portata di calettamento e collare (B), collare e fusello (C).	92
6.15	Rappresentazione CAD delle cricche, localizzate a $30^\circ$ relativamente sulla coordinata angolare dell'assile.	93
6.16	Segnali acquisiti in presenza e assenza di una cricca sul percorso tra sorgente e ricevitore, posizionata in corrispondenza del raggio di raccordo A di Figura 6.14.	94
6.17	Segnali differenza tra acquisizione in presenza di cricca e acquisizione in assenza di cricca, per le tre cricche A, B e C di Figura 6.14.	95
6.18	Esempio di segnale acquisito tramite sonda a banda stretta con frequenza centrale di 1 MHz.	96
6.19	Illustrazione del principio di funzionamento della tecnologia GCLAD (estratto da Caron [28]).	97



# Elenco delle tabelle

1.1	Parametri di rilievo per la determinazione degli spostamenti ultrasonorici in un pezzo di alluminio e acciaio. . . . .	6
3.1	Parametri impiegati nel DOE e <i>p-value</i> associati (“*” indica la significatività statistica del parametro). . . . .	51
4.1	Parametri impiegati nel DOE su assili e <i>p-value</i> associati riguardanti $S/N$ (“*” indica la significatività statistica del parametro). . . . .	62
4.2	Parametri impiegati nel DOE su assili e <i>p-value</i> associati riguardanti la frequenza centrale dell’ultrasuono $f_0$ (“*” indica la significatività statistica del parametro). . . . .	62



# Capitolo 1

## Introduzione

Il presente Capitolo ha la funzione di introdurre l'ambito in cui la presente ricerca opera. In particolare, viene dapprima fornito un breve resoconto sulle tecnologie attualmente in uso per la generazione degli ultrasuoni da laser, sia in termini di campo di applicazione che di vantaggi/svantaggi; nello specifico, viene successivamente riportato lo stato dell'arte per quanto attiene agli ultrasuoni eccitati da laser impulsati e da diodi modulabili, ponendo particolare attenzione a come venga affrontato nello specifico campo il problema della generazione ultrasonora per il monitoraggio di componenti meccanici.

### 1.1 Tecnologie laser per l'eccitazione di ultrasuoni

La tecnologia laser (*light amplification by stimulated emission of radiation*) è stata messa a punto all'inizio degli anni '60; da allora, il suo *range* di applicazione si è ampliato significativamente andando a coprire numerosi rami della scienza, tra cui principalmente la medicina ed il settore manifatturiero. Le motivazioni sono principalmente da ricercarsi nelle caratteristiche di direzionalità e coerenza della radiazione: a differenza di una sorgente luminosa tradizionale, la potenza luminosa non viene infatti dispersa in tutte le direzioni ed il fascio direzionale è costituito da onde a singola lunghezza d'onda - tale caratteristica è nota come coerenza. Ciò permette la concentrazione puntuale di un consistente quantitativo d'energia, con ovvii vantaggi in termini di gestione dei processi tecnologici.

Gli anni '80 e '90, corrispondenti alla piena maturità delle sorgenti laser, hanno costituito un passo fondamentale verso la comprensione delle reali potenzialità della tecnologia. Come conseguenza, la ricerca ha mirato alla sostituzione di un campo di forze con un riscaldamento localizzato per la generazione di spostamenti in superficie e all'interno dei materiali: in questo periodo nasce la fotoacustica, la branca della fisica inerente alla generazione di onde elastiche nei corpi tramite irraggiamento (fotoni ad elevato contenuto energetico). Il riscaldamento localizzato del materiale crea una dilatazione sulla sua superficie; poichè il materiale sottostante lo strato esterno funge da vincolo alla dilatazione dello strato stesso, esso viene sottoposto a forze, tensioni e deformazioni che propagano all'interno del corpo. Tali onde propagano in maniera libera nel mezzo con livello di attenuazione dipendente dalla sua struttura microscopica, modificando le loro proprietà in presenza di discontinuità (geometriche e strutturali). Dalla rilevazione di tali

modifiche, è possibile comprendere se il mezzo sia caratterizzato da criticità che ne possano compromettere il funzionamento sul breve e medio periodo. In caso le onde siano entro la *range* delle frequenze udibili (20 Hz - 20 kHz), esse vengono chiamate acustiche; in caso si superi la soglia dei 20 kHz, le onde sono di tipo ultrasonoro: tali onde ad elevata frequenza possiedono rilevanza fondamentale, poichè maggiore risulta la frequenza e minore è la dimensione del difetto minimo rilevabile tramite l'onda.

Le sorgenti impiegate per favorire l'effetto fotoacustico sono due: i laser impulsati e i diodi laser modulabili. Il funzionamento di entrambe le sorgenti è basato sulla cessione tramite un mezzo pompante di energia ad atomi, che in risposta emettono radiazioni a minor livello energetico; tale "emissione stimolata" può essere amplificata confinandola all'interno di una camera di risonanza (oscillatore), in cui viene fatta interagire a sua volta con ulteriori emissioni stimolate.

Entrambi i tipi di sorgente laser permettono la generazione degli ultrasuoni senza contatto diretto col componente, rendendola applicabile durante il funzionamento in linea dello stesso (rotazione o movimento relativo). Un ulteriore campo di applicazione è rappresentato dalla generazione di ultrasuoni in un ambiente aggressivo (ad elevata temperatura o corrosivo) che possa compromettere l'integrità degli strumenti a contatto impiegati per l'eccitazione e la rilevazione delle onde [1].

### 1.1.1 Laser impulsati

I laser impulsati si basano sul rilascio dell'energia accumulata in tempi estremamente ridotti; ne sono un esempio i laser di tipo *Q-switched*, nei quali è presente una parete parzialmente trasmittente la radiazione. La qualità del fascio, denominata appunto *Q* e rappresentante il rapporto tra energia immagazzinata e perdite subite dalla radiazione nel percorrere l'interno dell'oscillatore, può essere controllata gestendo la parete trasmittente e rilasciando istantaneamente energia quando viene impostato un valore elevato di *Q*.

L'energia accumulata viene rilasciata in pochi ns, con potenze dell'ordine dei MW; il vantaggio derivante dall'uso della tecnologia per la generazione degli ultrasuoni risiede nell'ampiezza elevata dei segnali ultrasonori in uscita: i rapporti segnale-rumore (*signal-to-noise ratio*, *S/N*) sono estremamente elevati in virtù delle elevate potenze in gioco, permettendo di prescindere dal processamento del segnale per ottimizzare la rilevazione degli ultrasuoni. Di contro, i laser impulsati sono caratterizzati da elevatissimi costi, da decine di migliaia di € fino a centinaia di migliaia per i sistemi più evoluti. Un'ulteriore criticità, che sta tuttavia acquisendo sempre minore importanza in virtù della miniaturizzazione, è rappresentata dall'ingombro di tali apparati, collegato ai sistemi di raffreddamento necessari all'asportazione del calore in eccesso. In Figura 1.1 è riportato un esempio di laser impulsato.

### 1.1.2 Diodi laser

I diodi laser sono una sorgente di radiazione luminosa in grado di operare continuamente secondo uno schema ad onda continua (*continuous wave*, CW). La riduzione a singolo impulso avviene tramite un segnale in input al laser (analogico o TTL) attraverso cui il diodo viene "modulato". Il principale vantaggio della tecnologia è il basso costo, fino a due ordini di grandezza inferiore a quello per i laser impulsati; un ulteriore vantaggio dei diodi laser è direttamente desumibile

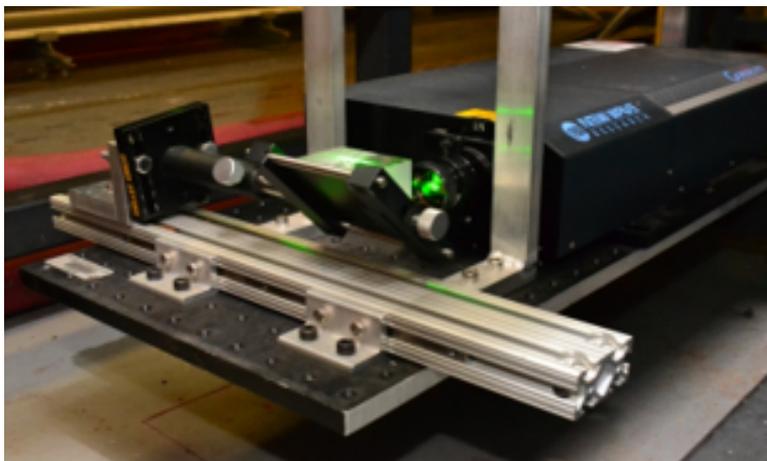


Figura 1.1: Esempio di laser impulsato.

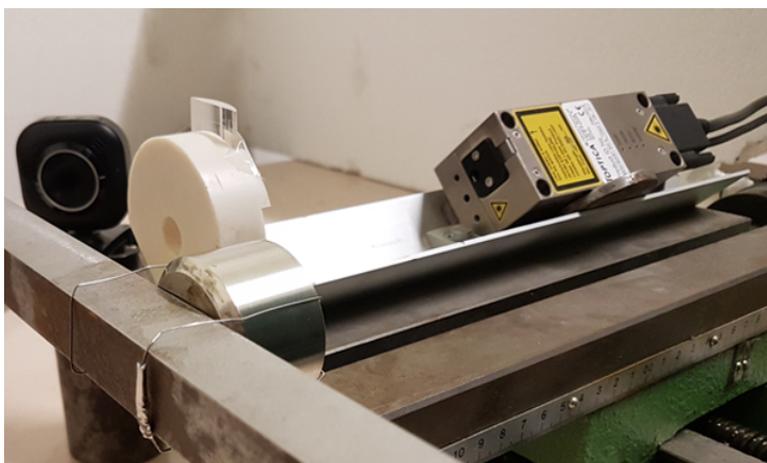


Figura 1.2: Esempio di diodo laser.

dalla Figura 1.2: confrontando le dimensioni di webcam e del diodo laser (da 0.15 W ed utilizzato estensivamente durante la presente ricerca), è possibile evidenziare le dimensioni contenute del diodo e dunque la possibilità di creare layout di prova estremamente compatti. Di contro, la potenza è ridotta (intorno a 1 W) e l'ampiezza delle oscillazioni conseguentemente contenuta. Per evidenziare la presenza di ultrasuoni è dunque richiesta l'applicazione di particolari procedure di processamento sulle acquisizioni dell'*output* e l'appropriata scelta del segnale TTL con cui modulare il laser; ulteriori dettagli in merito vengono forniti nella Sezione seguente.

## 1.2 Stato dell'arte sugli ultrasuoni generati da laser

La presente Sezione illustra lo stato dell'arte circa tutti gli aspetti necessari alla trattazione dell'eccitazione di US tramite laser su assili ferroviari; in particolare, si riportano le basi teoriche su cui poggia l'effetto fotoacustico, per elencare

successivamente alcuni casi studio di applicazione dell'effetto fotoacustico a componenti complessi (anche in rotazione) tramite laser impulsati. Si riportano infine le indagini svolte e i risultati cui si è ad oggi pervenuti facendo impiego di diodi laser.

### 1.2.1 Generalità sull'effetto fotoacustico

La Sezione è dedicata agli aspetti della fotoacustica di maggior rilievo per l'indagine discussa nel prosieguo. È di primaria rilevanza accennare al meccanismo di assorbimento della radiazione da parte dei metalli, che governa *in toto* l'effetto fotoacustico; si illustrerà successivamente come tale radiazione assorbita permetta di generare ampiezze e frequenze ultrasonore di interesse. Si menzionano infine le accortezze necessarie ad evitare il danneggiamento localizzato del materiale nello svolgimento delle attività tramite laser. Le considerazioni qui riunite sono principalmente tratte dalle ricerche di Scruby [2] e riguardano prevalentemente, come la maggioranza della restante letteratura tecnica, la radiazione da laser impulsati.

#### Assorbimento della radiazione da parte dei metalli

Il verificarsi dell'effetto fotoacustico è dipendente dalla quantità di energia assorbita dal materiale irradiato. Il laser emette un fascio di radiazione coerente, la cui lunghezza d'onda può corrispondere all'ultravioletto (UV, inferiore a 400 nm), visibile (compreso tra 400 nm e 780 nm) o infrarosso (superiore a 780 nm) dello spettro elettromagnetico. Quando il fascio è incidente ad un solido, parte dell'energia è assorbita tramite vari meccanismi, in dipendenza della natura del provino e della lunghezza d'onda della radiazione; la rimanente parte è riflessa o dispersa dalla superficie [2]. Assumiamo che il provino sia sufficientemente spesso da limitare la trasmissione del calore e anche che l'intensità della radiazione non sia sufficiente a determinare ablazione o processi di danneggiamento del materiale. Se la radiazione laser è incidente ad un materiale assorbente e non riflettente, allora essa è progressivamente attenuata mentre penetra nel provino. Assumendo che le onde piane propagghino in una direzione  $z$ , la frazione assorbita  $dI$  in un elemento infinitesimo qualsiasi è proporzionale secondo la costante  $\gamma$  (coefficiente di assorbimento) allo spessore dell'elemento  $dz$ . Per integrazione risulta la legge di assorbimento seguente, in cui la radiazione assorbita  $I'$  è funzione della coordinata  $z$  (direzione definita dall'asse della radiazione stessa):

$$I'(z) = I(0) \cdot \exp(-\gamma z) \quad (1.1)$$

Tuttavia,  $I'$  costituisce solo uno dei contributi alla radiazione totale  $I$  che raggiunge il provino. La rimanente parte  $I''$  ( $I'' = I - I'$ ) è riflessa dal componente; si definisce così il coefficiente di riflessione  $R$  tale che:

$$R = I''/I = 1 - I'/I \quad (1.2)$$

Gli elettroni di conduzione in accumulo sulla superficie di un metallo schermano l'interno dalla radiazione incidente, cosicché l'assorbimento e la riflessione prendono luogo in uno strato superficiale o "pelle" (*skin*) [2]. Una "profondità di pelle"  $q$  può essere definita come la profondità a cui l'ampiezza della radiazione diminuisce fino a  $1/e$  volte il proprio valore iniziale. Il valore di  $R$  è dunque funzione della

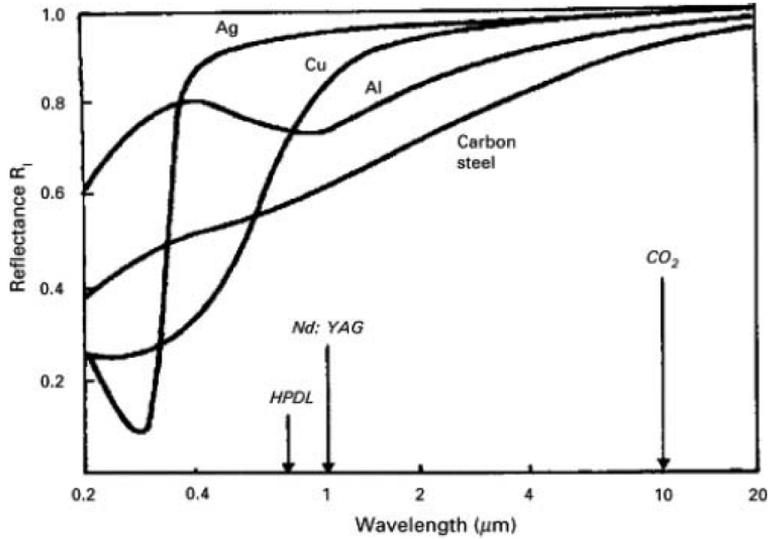


Figura 1.3: Andamento della riflettività al variare della lunghezza d'onda della radiazione laser, per alcuni materiali di interesse (estratto da Quazi et al.[3]).

profondità di pelle, caratteristica del materiale e che, per elevate lunghezze d'onda, può esprimersi come:

$$q = (\pi\mu_0\mu_r\sigma\Psi)^{-1/2} \quad (1.3)$$

Nell'Equazione 1.3,  $\sigma$  e  $\mu_r$  sono la conducibilità e la permeabilità relativa del metallo rispettivamente,  $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$  H/m la permeabilità dello spazio libero e  $\Psi$  la frequenza della radiazione. In via approssimativa, se si indica con  $c$  la velocità della luce,  $R$  può essere espressa in funzione della frequenza della radiazione  $\Psi$  come segue:

$$R = 1 - \frac{4}{\mu_0\sigma c q} = 1 - \frac{4(\pi\mu_0\mu_r\sigma\Psi)^{1/2}}{(\mu_0\sigma)^{1/2}c} \quad (1.4)$$

Seppur la legge di Equazione 1.4 sia applicabile solo per lunghezze d'onda nel range dell'infrarosso, in generale per i metalli vale una proporzionalità di tipo diretto tra  $\Psi$  e  $R$ . Per tale ragione, per favorire l'assorbimento della radiazione da parte di componenti d'acciaio è auspicabile l'impiego di radiazioni a frequenza elevata, o equivalentemente dalla bassa lunghezza d'onda (UV o visibile). A titolo illustrativo dei concetti espressi, la Figura 1.3 riporta la riflettività per alcuni materiali di rilievo (tra cui l'acciaio) al variare della lunghezza d'onda della radiazione [3].

### Entità degli spostamenti ultrasonori e frequenze eccitate

La generazione di onde ultrasonore adatte agli esami non distruttivi dei materiali richiede potenze incidenti elevate e frequenze che possono essere ottenute utilizzando un laser ad onda continua modulato. È di rilievo stimare l'ordine di grandezza della potenza ottica incidente richiesta per generare tali oscillazioni, come le frequenze in uscita. Assumiamo che l'assorbimento di energia  $dE$  nel materiale in un

Tabella 1.1: Parametri di rilievo per la determinazione degli spostamenti ultrasonori in un pezzo di alluminio e acciaio.

Parametro	Alluminio	Acciaio al carbonio
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	2700	7900
$c_1$ [m/s]	6400	6000
$\alpha$ [1/K]	0.0000231	0.0000107
$C$ [J/kg/K]	240	50

tempo  $dt$  causi un'espansione termica in un volume  $V$  di materiale creando una deformazione elastica infinitesima  $dV/V$ . È noto come:

$$dV = \frac{3\alpha}{\rho C} dE \quad (1.5)$$

dove  $\alpha$ ,  $\rho$  e  $C$  sono il coefficiente di espansione lineare, densità e calore specifico del materiale rispettivamente. È altresì noto che lo spostamento  $u_r$  dell'elemento infinitesimo lungo la direzione della radiazione è pari a:

$$u_r = \frac{B}{4\pi(\lambda + \mu)c_1} \frac{dV}{dt} \quad (1.6)$$

dove  $c_1$  è la velocità del suono nel mezzo,  $\lambda$  e  $\mu$  sono le costanti elastiche di Lamé e  $B = \lambda + 2/3\mu$  è il modulo di taglio. Assumendo che  $\lambda = 2\mu$  per molti metalli (come l'acciaio), si ottiene la forma:

$$u_r = \frac{\alpha}{2\pi\rho C c_1 r} \frac{dE}{dt} \quad (1.7)$$

Considerando la generazione di un'onda ultrasonora di ampiezza pari a  $10^{-10}$  m a distanza 0.1 m dalla superficie irradiata, impiegando i valori dei parametri di Tabella 1.1 per risolvere l'Equazione 1.7 si perviene ad una potenza di  $10^5$  W sia per l'alluminio che per l'acciaio [2]. Tale valore di  $u_r$  è comparabile alla risoluzione di strumenti come gli interferometri.

La formula precedentemente riportata fornisce l'ampiezza delle oscillazioni, ma non la loro frequenza centrale  $f_0$ ; tale parametro è tuttavia di estremo rilievo, in quanto le ispezioni ultrasonore sono tipicamente condotte attraverso sonde la cui risposta in frequenza è fortemente concentrata intorno ad una specifica frequenza. Tipicamente, le frequenze di rilevanza della tecnica sono contenute nel *range* 100 kHz-10 MHz. I laser impulsati sono estremamente performanti dal punto di vista dell'eccitazione ad elevate frequenze in quanto gli impulsi hanno tipicamente durata inferiore alla decina di ns, con vicinanza alla condizione ideale di "delta di Dirac" (impulso ideale) e risposta a larga banda.

Gli impulsi laser nello spazio hanno tipicamente profilo gaussiano; se si assume che gli impulsi ultrasonori abbiano medesimo andamento nel tempo, del tipo  $\exp(-t^2/(2s_d^2))$  con  $s_d$  deviazione standard, la trasformata di Fourier ha forma del tipo  $\exp(-2\pi^2 s_d^2 f^2)$ . Da ciò consegue che la trasformata di Fourier cadrà a metà del suo valore massimo (-6 dB) ad una frequenza pari a:

$$f(-6dB) = \frac{0.1874}{s_d} \quad (1.8)$$

Dall'Equazione 1.8 segue che, per assicurare energia apprezzabile a frequenze ultrasonore di 10 MHz, la larghezza dell'impulso (espressa tramite deviazione standard) dovrà essere approssimativamente 20 ns. Questo conferma che un laser a impulso corto permetta di ottenere un contributo energetico elevato alle elevate frequenze. Finché viene usata una sorgente impulsata, dunque, l'esatto valore della lunghezza di impulso non è critica, poiché essa non è tipicamente superiore a 50 ns. Per frequenze inferiori, come 100 kHz, secondo l'Equazione 1.8 dovranno impiegarsi invece durate d'impulso inferiori a 2  $\mu$ s.

### Energia dell'impulso

L'energia d'impulso è un fattore influente sulle caratteristiche di un ultrasuono generato da laser. Vi sono due contrastanti considerazioni da premettere: da una parte l'ampiezza delle oscillazioni nel regime termoelastico non distruttivo vero e proprio è proporzionale alla potenza ottica, cioè all'energia di impulso per una fissata durata dello stesso. Quindi, per incrementare le ampiezze ultrasonore e migliorare conseguentemente la rilevabilità dei difetti, è desiderabile impiegare un'energia di impulso il più grande possibile. D'altro canto, incrementare l'energia di impulso porta l'energia di lavoro della sorgente in prossimità della soglia di danneggiamento della superficie, col verificarsi di deformazioni plastiche localizzate, fusione o vaporizzazione indesiderate. Tale soglia dipende dalla densità di potenza più che dall'energia, cosicché può talvolta essere evitata allargando l'area irradiata.

Per i comuni metalli come l'acciaio e l'alluminio, la soglia di danneggiamento per un impulso *Q-switched* nel vicino infrarosso è tra 1 e 10 MW/cm<sup>2</sup> alla temperatura ambiente. Ad elevate temperature la soglia è inevitabilmente minore, richiedendo un incremento di temperatura inferiore per portare il materiale al suo punto di fusione. Nei non-metalli, invece, l'ampia variazione nel coefficiente di assorbimento e nella conducibilità termica rendono impossibile identificare uno specifico *trend* nella soglia di danneggiamento, anche solo a livello indicativo.

### 1.2.2 Ispezione tramite laser impulsati di componenti complessi

Le ispezioni che coinvolgono componenti complessi piuttosto che semplici provini sono svolte facendo impiego di soli laser impulsati. Nella presente Sezione vengono discussi nel dettaglio gli attuali *standard* di riferimento per due tipi di indagine di particolare rilevanza: indagini su assili ferroviari statici (su cui anche il presente lavoro si concentra direttamente) ed indagini su componenti in rotazione (per identificare le problematiche associate ad una rilevazione totalmente *contactless*).

#### Ispezione di assili ferroviari

Le capacità di rilevazione di cricche su assili ferroviari tramite US generati da laser impulsati sono state oggetto di alcuni studi in territorio italiano. In Figura 1.4 si riportano le varie parti di cui l'assile si compone, ovvero il corpo, la portata di calettamento, il collare ed il fusello. Sono rappresentate inoltre alcune zone in cui il componente è soggetto a sovratensioni, ovvero nei punti di calettamento della ruota (portata di calettamento) e di posizionamento dei cuscinetti (sul fusello).

La Figura 1.5 illustra la schematizzazione di un assile condotto privo di elementi di trasmissione del moto, in cui la forza peso  $W$  si distribuisce equamente verso

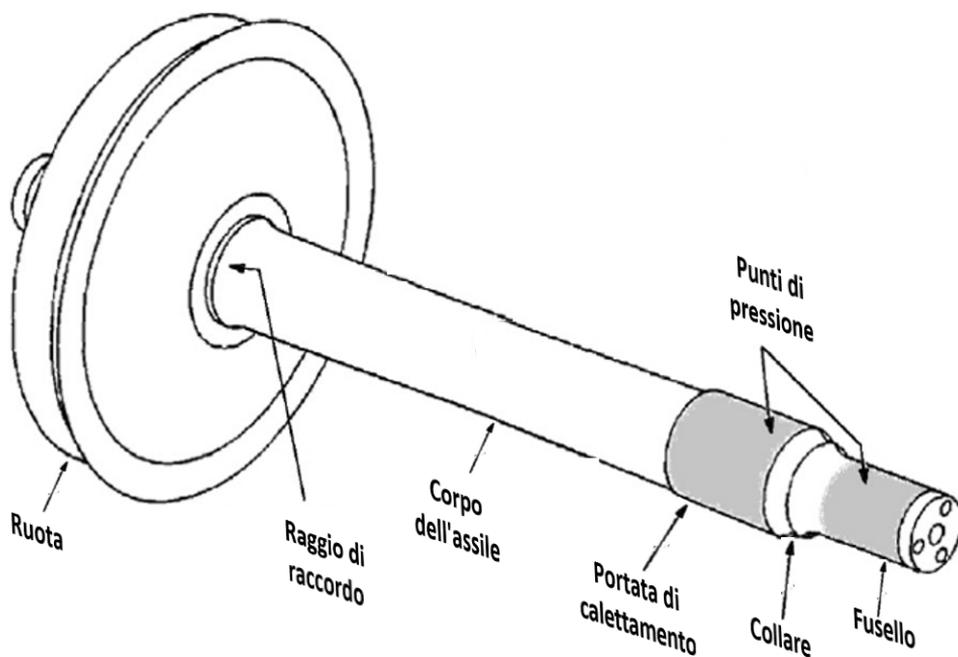


Figura 1.4: Rappresentazione delle varie parti di cui si compone l'assile (modificato da [4]).

le estremità del componente laddove i cuscinetti sono accoppiati col fusello; tale schema è coerente con le linee guida fornite dalla normativa EN 13103-1 (2018) per il dimensionamento degli assili ferroviari [5]. In servizio, la ruota della sala montata - insieme di assile e ruote - funge da cerniera, che trasmette all'assile una forza verticale ed una forza orizzontale  $H$  (il contatto tra ruota e rotaia avviene su una superficie inclinata di qualche grado). Le cricche sull'assile si manifestano principalmente a causa dei carichi affaticanti, che lo sottopongono a *stress* variabili tra un valore massimo ed un valore minimo: il momento torcente  $M_t$  (che si manifesta nel momento della frenata) ed il momento flettente  $M_f$  (massimo al centro dell'assile e pari a  $W/2 \cdot l$ , con  $l$  distanza tra centro del cuscinetto e centro ruota); il campo di tensione risulta così una sovrapposizione di sforzi longitudinali (la sezione circolare dell'assile è soggetta ad un campo di tensioni 'a farfalla') e tangenziali, che variano ciclicamente durante la rotazione. Tra corpo dell'assile e punto di accoppiamento assile-cuscinetto vi sono inoltre numerosi cambi di sezione nonché raggi di raccordo (che fungono da concentratori di tensioni). Per tale motivo, l'ispezione non distruttiva deve coinvolgere l'intera lunghezza dell'assile.

Una tipica cricca da fatica sull'assile si presenta come in Figura 1.6b [4]: la cricca ha forma ellittica ma il rapporto tra i semiassi dell'ellisse stessa varia durante la propagazione, all'aumentare della proporzione tra dimensione della cricca e diametro dell'assile. Giunta alla sua dimensione critica (dipendente dalle caratteristiche del materiale) la propagazione della cricca diventa instabile, terminando con il cedimento del componente (Figura 1.6a).

In un primo studio da parte di Mineo [4], è stato investigato numericamente l'effetto sugli US in uscita di cricche posizionate in differenti punti dell'assile. Il

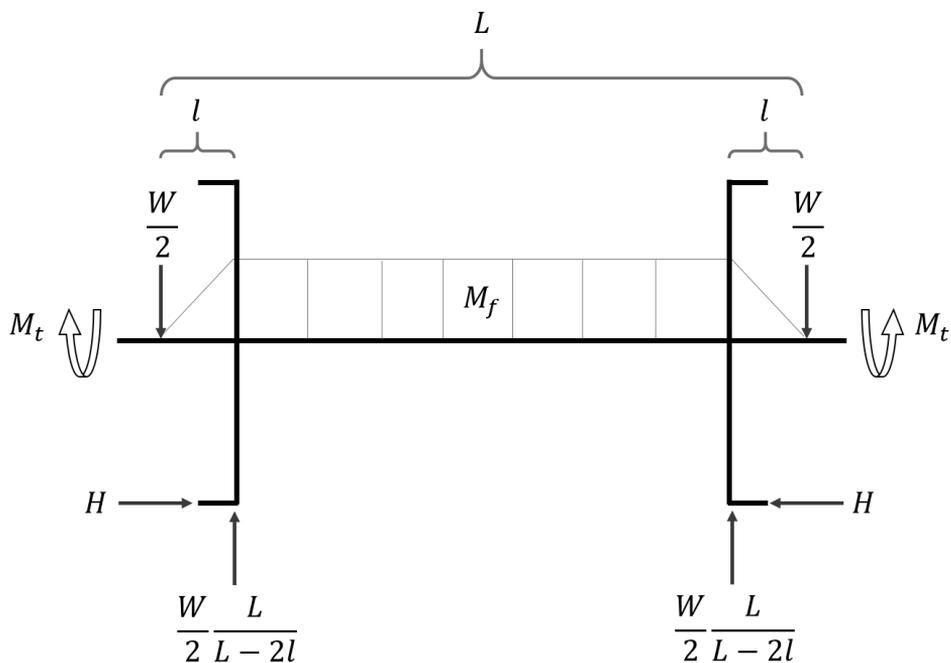


Figura 1.5: Schematizzazione dei carichi esterni che insistono sull'assile ferroviario, con visualizzazione di forze agenti, momenti e andamento del momento flettente  $M_f$ .

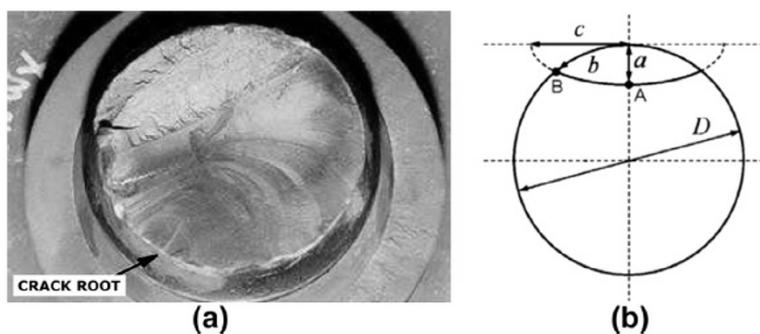


Figura 1.6: Esempio di rottura a fatica con punto di nucleazione della cricca - "crack root" (a) - e visualizzazione in sezione di una cricca ellittica (b) [4].

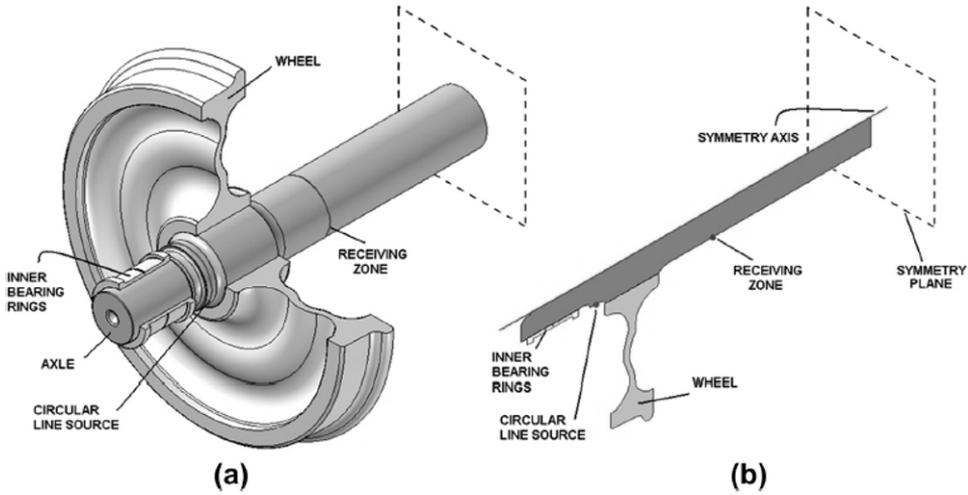


Figura 1.7: Modello CAD dell'assile (a) e semplificazione adottata per la modellazione FEM (b) nello studio [4].

modello CAD impiegato per l'analisi viene illustrato in Figura 1.7a: come direttamente desumibile, il modello CAD è comprensivo di ruote calettate e dell'anello interno del cuscinetto solidale al fusello; ciò rende il modello estremamente vicino alla realtà fisica di propagazione degli ultrasuoni (il calettamento implica discontinuità a livello geometrico). La proposta dello studio riguarda l'eccitazione tramite sorgente laser impulsata - “*circular line source*”, sul collare in figura - e la rilevazione su vari punti dell'assile tramite il monitoraggio degli spostamenti puntuali - “*receiving zone*”, sul corpo dell'assile in figura. La Figura 1.7b illustra invece la schematizzazione adottata per limitare i tempi di calcolo: solo una metà dell'assile viene difatti modellata, in quanto l'assile con ruote calettate è simmetrico nel suo complesso; la maggior riduzione del modello è inerente ad una schematizzazione 2D assialsimmetrica. Infatti, in questo caso, il tempo di calcolo viene ridotto drasticamente rispetto ad una modellazione 3D; tuttavia, si perdono importanti informazioni per quanto concerne le onde di tipo superficiale che propagano nel mezzo: propagando sulla superficie ed essendo eccitate in tutte le direzioni a partire dalla sorgente, le onde di tipo superficiale possono percorrere traiettorie elicoidali sull'assile. Tali percorsi non sono evidenziabili, discostando i risultati numerici da quelli derivanti da un'eventuale sperimentazione in laboratorio.

La simulazione numerica è stata basata su un'analisi dinamica esplicita con modello *lumped mass*, computazionalmente più efficiente dei solutori impliciti per modelli complessi in cui le frequenze degli US da rilevarsi sono dell'ordine del MHz. E' stata utilizzata un'analisi completamente accoppiata termico-strutturale dove la soluzione di risposta meccanica risulta da una legge di integrazione a differenza centrata esplicita, e le equazioni di trasferimento di calore sono integrate con una regola di integrazione nel tempo a differenza in avanti esplicita. La soluzione di risposta meccanica si basa sull'impiego di una regola d'integrazione esplicita insieme all'uso di matrici di massa ad elemento diagonale. L'equazione di moto ad uno specifico istante di tempo è:

$$[M]\ddot{\mathbf{u}}_n + [C]\dot{\mathbf{u}}_n + [K]\mathbf{u}_n = \mathbf{F}_n \quad (1.9)$$

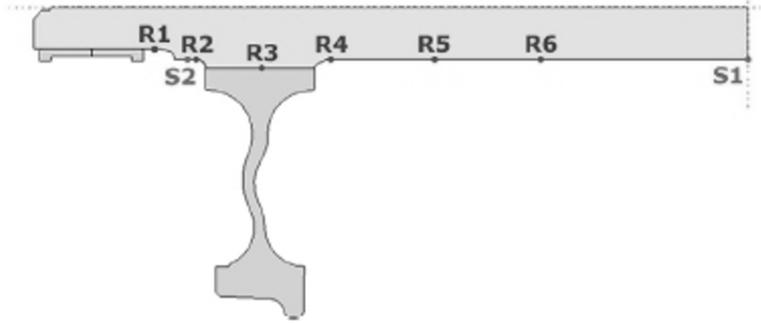


Figura 1.8: Punti di emissione (S) e di ricezione (R) per i test svolti nello studio [4].

dove  $[M]$  è la matrice di massa per i nodi,  $[C]$  la matrice di smorzamento,  $[K]$  la matrice di rigidezza,  $\mathbf{F}$  il vettore dei carichi esterni,  $\mathbf{u}$  il vettore degli spostamenti,  $\dot{\mathbf{u}}$  e  $\ddot{\mathbf{u}}$  le derivate prima e seconda del vettore spostamento; il pedice  $n$  indica il numero del passo temporale analizzato. Se le matrici sono diagonali (ottenibile con un'opportuna distribuzione delle masse), il metodo permette di raggiungere un disaccoppiamento delle equazioni da risolvere limitando conseguentemente il tempo di calcolo.

Per applicare una fonte termoelastica compatibile con le reali capacità dei laser impulsati, è stata stimata la radiazione necessaria alla transizione tra regime termoelastico e ablativo per il materiale (pari a  $28.2 \text{ MW/cm}^2$ ); è stato applicato a questo punto un flusso di calore all'interno del modello con valore pari al 90% di tale radiazione. La radiazione è stata vincolata in 9 ns di durata dell'impulso. È stata innanzitutto indagata la dissipazione degli US dovuta alla sola presenza dei raggi di raccordo; infatti, le onde superficiali decadono in ampiezza secondo una funzione della distanza  $d$  del tipo  $d^{-1/2}$ . I raggi di raccordo danno tuttavia luogo a modifiche nei modi d'onda, con dissipazione di energia nelle varie direzioni dello spazio. I punti di emissione e di rilevazione degli US impiegati nello studio [4] sono riportati in Figura 1.8 con le lettere S e R rispettivamente.

Impiegando una sorgente laser impulsata incidente nel punto S1, i risultati in termini di ampiezza degli spostamenti e spettro sono riportati in Figura 1.9. Come evidenziato, sul corpo dell'assile (tra R6 e R4) la dissipazione è limitata (vige la legge fisica  $d^{-1/2}$ ) e il contributo alle alte frequenze è elevato; nel passaggio sul raccordo tra corpo e portata di calettamento (da R4 a R3) si ha una riduzione dell'ampiezza di circa il 50%, con una prevalenza dei contributi ultrasonori a frequenza minore. Ciò è dovuto ad un'interazione maggiore degli US ad alta frequenza coi raggi di raccordo, schematizzabili come discontinuità a tutti gli effetti. L'effetto diviene sempre più vistoso man mano che l'US raggiunge il collare e successivamente il fusello. La riduzione di ampiezza massima (tra corpo e fusello) è stimabile in 60%.

Una successiva modellazione numerica ha invece mirato ad investigare l'effettiva fattibilità dell'ispezione e stimare l'ampiezza dei segnali rilevabili in presenza o meno di cricca. La Figura 1.10 presenta l'insieme di generatore laser e sonda simulate, con la sonda che può essere posizionata in differenti punti dell'assile. L'eccitazione dell'US avviene sul collare, che risulta tipicamente privo di componenti calettati e dunque accessibile alla radiazione anche in *layout* sperimentali. La Figura 1.11

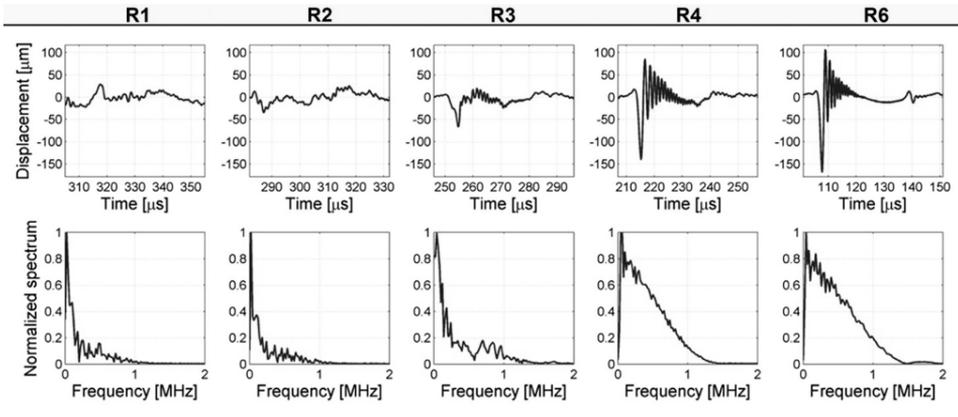


Figura 1.9: Punti di emissione (S) e di ricezione (R) per i test svolti nello studio [4].

riporta i risultati della rilevazione nei punti R2, R3 e R5 (di cui R3 non risulta effettivamente accessibile sperimentalmente, a causa del calettamento della ruota) in caso di assenza di cricca. Come visibile dagli spettri dei segnali, anche in questo caso solo i contenuti in frequenza inferiore a 500 kHz superano le discontinuità geometriche, e l'ampiezza del segnale si riduce drasticamente. Rispetto al caso precedente, a causa della maggior vicinanza tra sorgente e difetto, il vantaggio risiede nella possibilità di ottenere un'ampiezza maggiore dell'US in uscita rifratto dalla cricca, aumentando la rilevabilità della stessa.

La Figura 1.12 riporta i risultati in termini di ampiezza degli spostamenti ed il corrispondente involuppo (tramite trasformata di Hilbert) in caso di assenza, di presenza sul fusello e di presenza sulla portata di calettamento di una cricca di profondità pari a 10 mm. A causa della presenza della cricca sul fusello (Figura 1.12 al centro), l'involuppo del segnale subisce delle alterazioni rispetto al caso di assenza di cricca (Figura 1.12 a sinistra); nel caso di cricca sulla portata di calettamento, invece, la forma d'onda è la medesima (Figura 1.12 a destra) ma l'involuppo ha ampiezza inferiore.

Nel complesso, lo studio fornisce importanti suggerimenti per quanto riguarda le effettive capacità del sistema. Ci si attende innanzitutto che solo le basse frequenze percorrano le discontinuità; inoltre, se l'eccitazione avviene sul corpo dell'assile, si dovrà porre particolare attenzione al percorso sui raggi di raccordo, che disperderà un quantitativo non trascurabile di energia dell'onda. All'analisi numerica illustrata ha fatto seguito un'ulteriore indagine da parte di Cavuto [6], che ha mirato a corroborare i risultati discussi con delle evidenze da prove sperimentali.

L'assile su cui l'analisi è stata condotta, riportato in Figura 1.13a, ha in questo caso forma differente rispetto allo studio [4], in quanto nato per applicazioni ad alta velocità. In Figura 1.13b sono riportate alcune cricche create sull'assile, in porzioni dello stesso interessate da numerosi raggi di raccordo; le cricche convesse hanno profondità massima di 1 mm. Al fine di sviluppare un apparato del tutto *contactless*, la rilevazione è stata svolta impiegando una sonda accoppiata in aria, con frequenza centrale pari a 1 MHz. Il laser impulsato è Nd:YAG (1064 nm) con durata di impulso pari a 12 ns e 82 mJ di energia; dato il diametro dello *spot* incidente sull'assile di 6 mm, la densità di potenza è pari a 16.9 MW/cm<sup>2</sup> ed

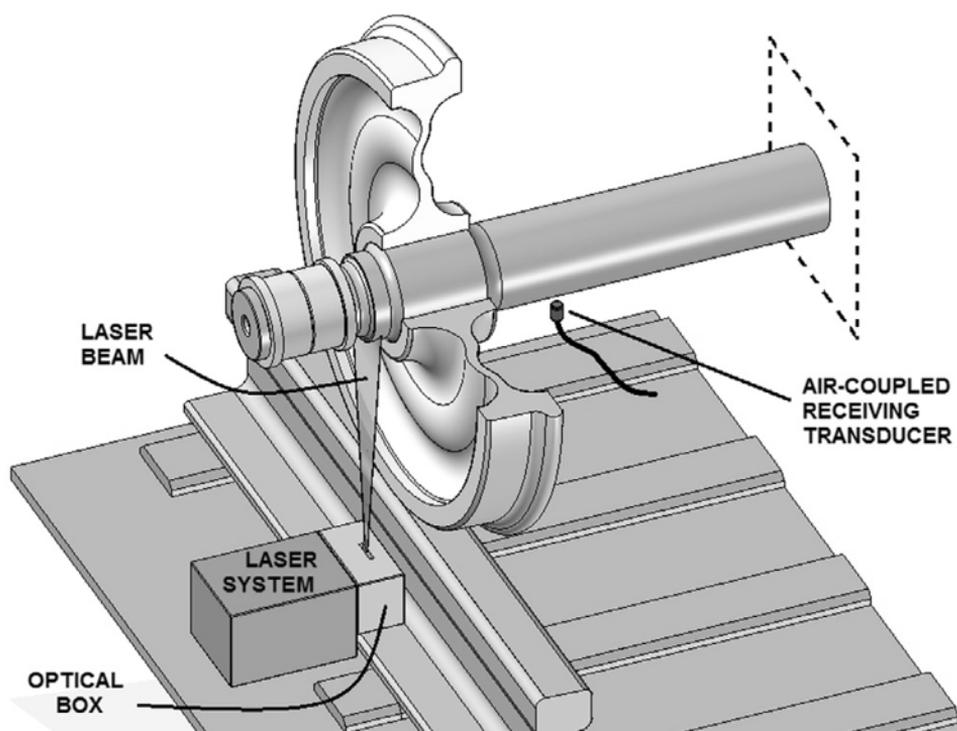


Figura 1.10: *Layout* numerico di rilevazione di cricche tramite laser-ultrasuoni nello studio [4].

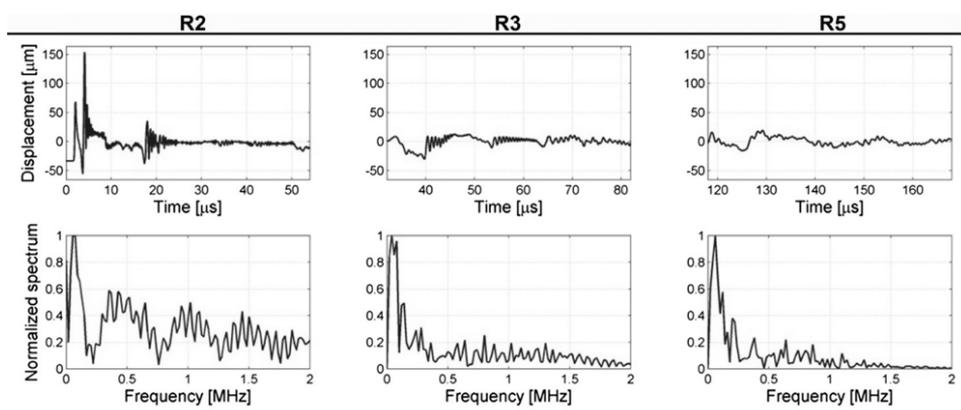


Figura 1.11: Ampiezza degli spostamenti e spettri dei segnali acquisiti in R2, R3 e R5, in caso di eccitazione sul collare nello studio [4].

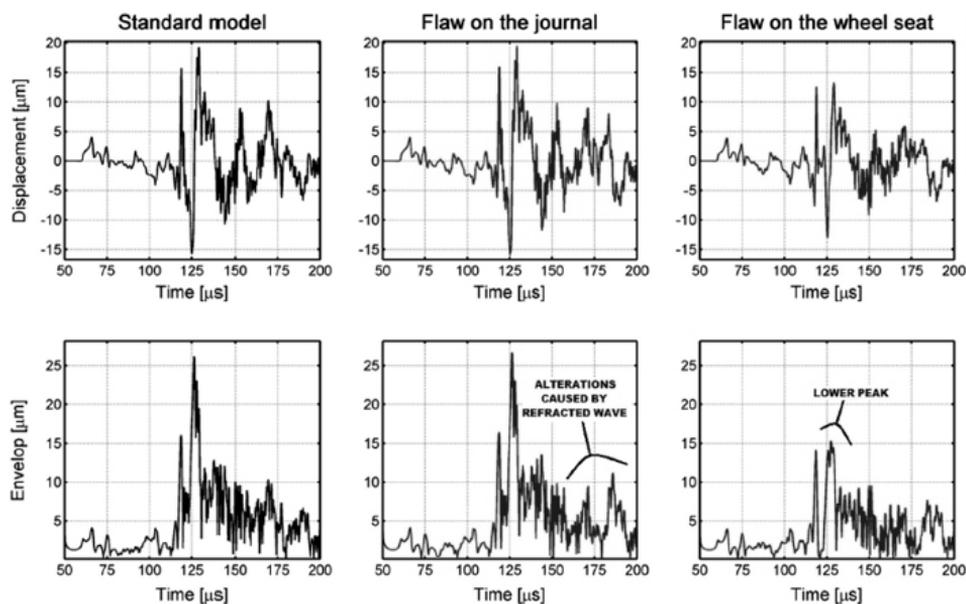


Figura 1.12: Ampiezza degli spostamenti e spettri dei segnali acquisiti in R2, R3 e R5, in caso di eccitazione sul collare nello studio [4].

inferiore alla soglia di danneggiamento del materiale (reputata pari a  $20 \text{ MW/cm}^2$  [2]).

In Figura 1.14 è riportato il *layout* di prova in cui il difetto si trova tra la sorgente ed il ricevitore accoppiato in aria. L'assile è ruotato a bassa velocità da un motore elettrico, cosicché al variare della coordinata angolare si acquisiscano in continuo delle forme d'onda. Differenze in specifici istanti a differenti coordinate angolari, come la parte centrale del B-scan in Figura 1.15 rispetto al resto della mappa, è indicativa della presenza di una discontinuità.

La Figura 1.16 riporta i risultati di vari test sperimentali in cui il laser e la sonda ricevente sono posizionati in maniera differente, di modo da rilevare cricche in punti differenti. Come visibile, le cricche D2, D3 e D4 creano delle bande a 0 V di ampiezza nel B-scan alla medesima posizione angolare e vengono correttamente rilevate. In maniera analoga, la media quadratica (*root mean square*, RMS) dei segnali calcolata a ciascuna coordinata radiale permette di evidenziare delle valli associate alla presenza di difetti, come riportato in Figura 1.17 per i difetti D1-D4.

In definitiva, l'ispezione degli assili tramite eccitazione e acquisizione non a contatto è realizzabile a livello sperimentale, purché si impieghino elevate potenze e la distanza longitudinale sorgente-ricevitore sia limitata (massima distanza intorno a 0.3 m); preme sottolineare come, in questa sperimentazione, sia stato considerato il solo assile, e non l'intera sala montata. La trattazione verrebbe infatti complicata dalla presenza delle ruote, sia in termini di movimentazione che di ispezione (sovrattensioni nella zona di calettamento).

### Ispezione di componenti in rotazione

Sono limitati gli studi che riguardano la rilevazione delle difettosità mentre il componente ruota. Lo studio di Canle [7], in particolare, è dedicato allo studio di

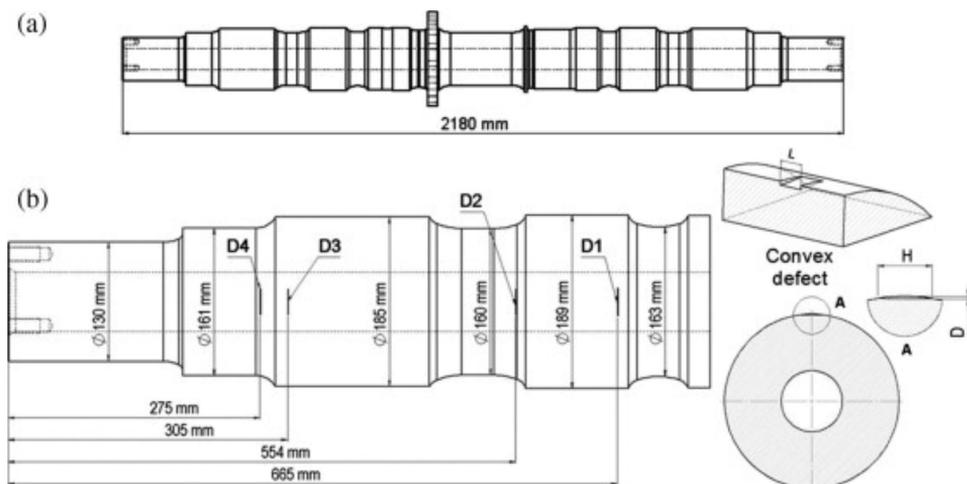


Figura 1.13: Assile da treno alta-velocità e cricche ivi create per la sperimentazione riportata in [6].

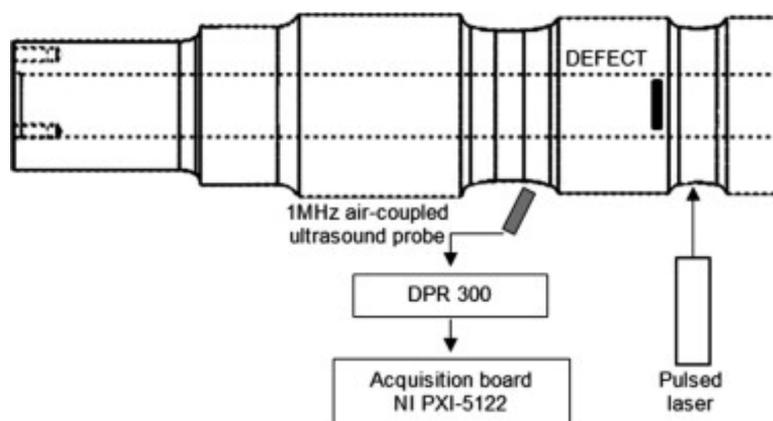


Figura 1.14: *Layot* di prova dello studio [6] per la rilevazione del difetto tra la sorgente ed il ricevitore accoppiato in aria.

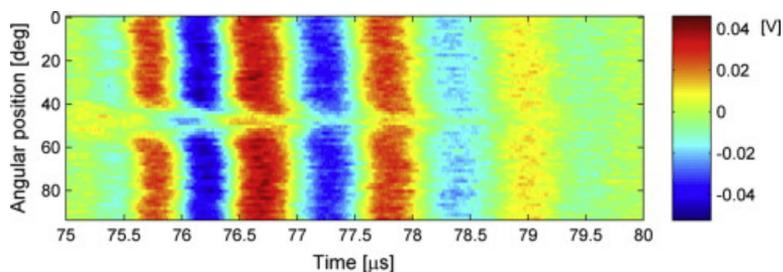


Figura 1.15: B-scan ultrasonoro per lo studio [6] in cui l'ampiezza viene correlata al tempo e alla coordinata angolare di rotazione dell'assile.

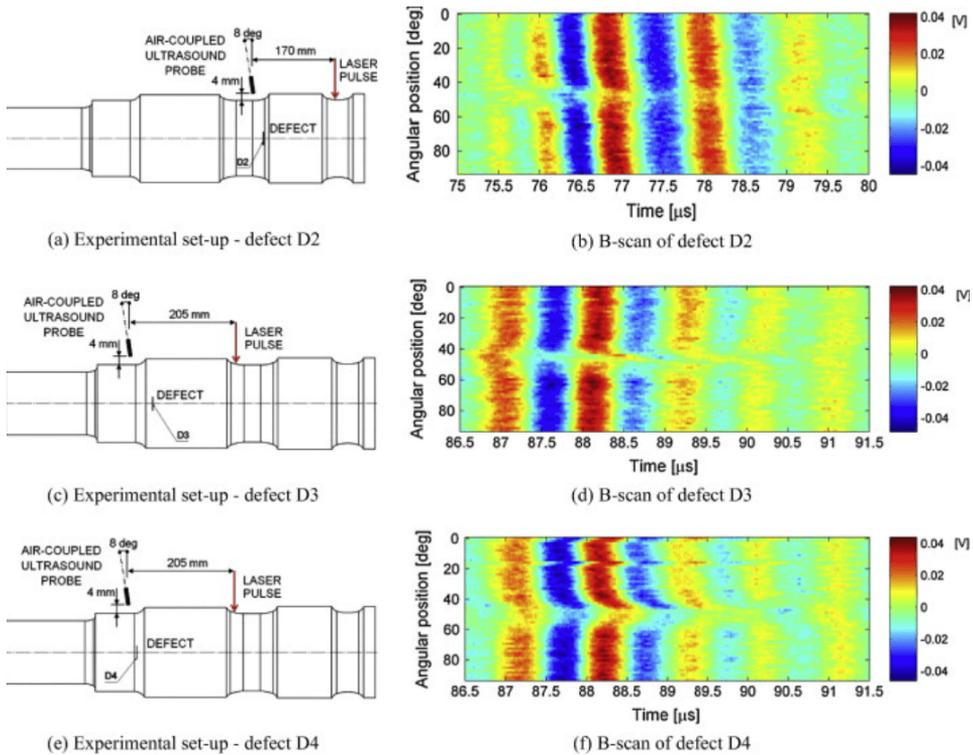


Figura 1.16: Differenti *setup* sperimentali proposti in [6] con varie posizioni di difetto (a), (c), (e) e relativi risultati ottenuti dalla simulazione (b), (d), (f)

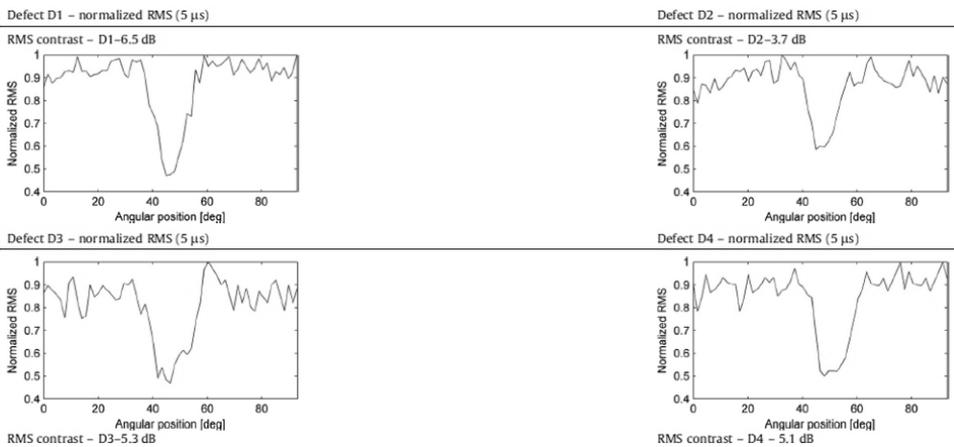


Figura 1.17: RMS per i segnali acquisiti in presenza delle cricche D1-D4 dello studio [6], a diverse coordinate angolari.

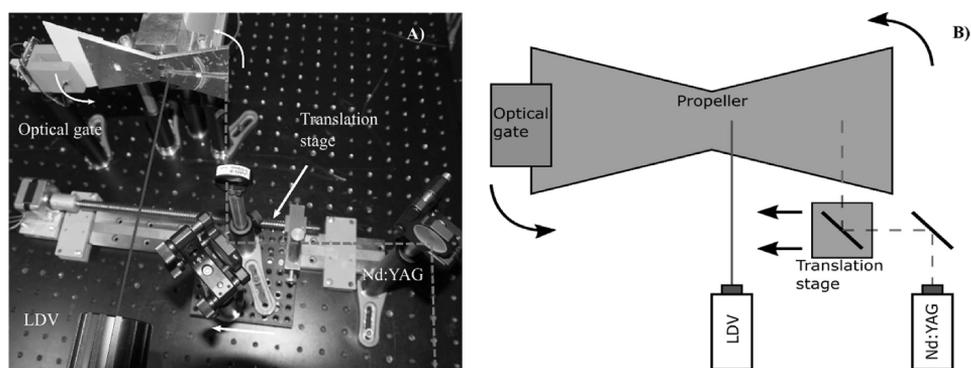


Figura 1.18: Apparato sperimentale dello studio [7] (a) e rappresentazione della lastra oggetto dell'analisi (b).

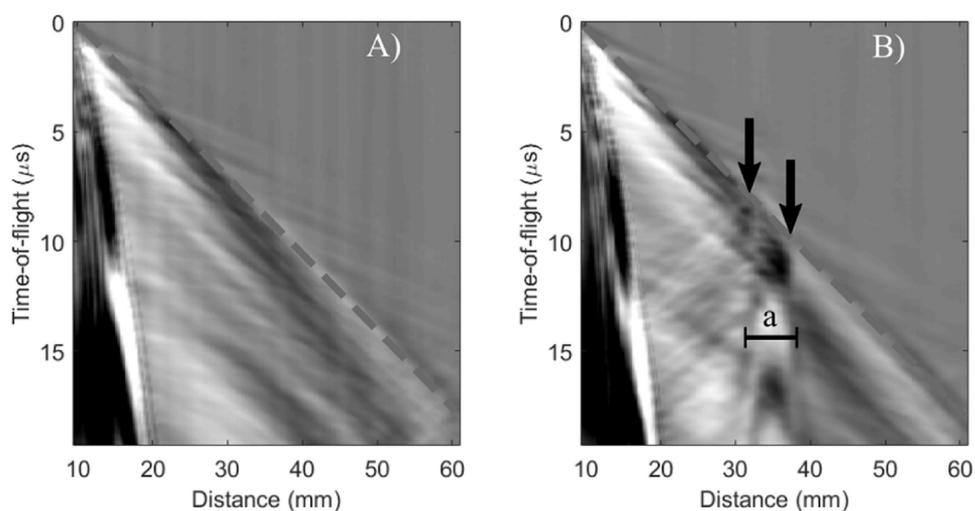


Figura 1.19: B-scan per il provino privo di difettosità (a) e per il provino con cricca (b) dello studio di Canle [7].

propagazione di onde all'interno di lastre *bowtie* (*papillon*) in movimento a 415 rpm, visualizzate in Figura 1.18b e schematizzazione di un *propeller* aeronautico. Il fine ultimo è dimostrare, su scala ridotta, l'applicabilità dell'ispezione basata su laser impulsati a componenti reali. In particolare, lo studio ha coinvolto due lastre di dimensioni  $130 \times 75.2 \times 4 \text{ mm}^3$ , la prima priva di difettosità e la seconda con cricca  $5 \times 10 \times 2.4 \text{ mm}^3$  criccata a 35 mm dal centro di rotazione. Un vibrometro laser-Doppler è impiegato per l'acquisizione dell'onda US.

Dato lo spessore limitato della lastra, sul componente si ha principalmente eccitazione e propagazione di onde superficiali di Lamb. La Figura 1.19 illustra un B-scan per le due lastre con filtro mediano di ottantesimo grado per ciascuna acquisizione; il B-scan è ottenuto sincronizzando la generazione dell'impulso laser Nd:YAG con la rotazione della lastra. Il confronto tra B-scan per il provino privo di difettosità (Figura 1.19a) e quello con cricca (Figura 1.19b) evidenzia la presenza di discontinuità interne al componente.

Dallo studio si desume come le difettosità possano essere individuate con un

apparato totalmente non a contatto, impiegando strumenti estremamente sensibili (vibrometri) e dall'elevato costo. Tuttavia, non è rintracciabile una sperimentazione che riguardi il componente in scala 1:1; da tale punto di vista, lo studio di Park [8] risulta completo. In tale studio, si analizza la propagazione di onde in un modello di struttura in rotazione rappresentante un ventilatore in acciaio di lunghezza della singola pala di circa 250 mm; al contorno dello studio, tuttavia, vi è l'ambito delle turbine eoliche, per le quali tale tipo di ispezione risulterebbe di estremo interesse.

La procedura di *testing* prevede un primo addestramento in cui i segnali vengono acquisiti in corrispondenza di una serie di punti prefissati; successivamente, i segnali vengono acquisiti sul componente in rotazione nei medesimi punti, per poi essere correlati (tramite convoluzione) coi segnali precedentemente acquisiti. Da tale elaborazione risulta un B-scan, che permette la rilevazione di un difetto attraverso l'applicazione di un filtro. La Figura 1.20 riporta schematicamente il processo.

Uno schema del *layout* sperimentale impiegato per validare la metodologia è fornito dalla Figura 1.21; il fascio laser da Nd:YAG (impulso da 6 ns e 5 mJ) viene reso incidente alla superficie del ventilatore attraverso un galvanometro a doppio specchio, che permette lo scan 2D. Un *encoder* permette la sincronizzazione tra impulso laser e rotazione del ventilatore. È altresì evidente dalla Figura 1.22, rappresentante il ventilatore strumentato stesso, che il sensore impiegato per la rilevazione della cricca consiste in un sensore piezoelettrico a contatto, rendendo la tecnologia di ispezione solo parzialmente *contactless*.

I risultati del B-scan sono riportati in Figura 1.23a ottenuto per convoluzione tra segnali di riferimento statici e segnali acquisiti durante la rotazione del ventilatore; la zona rossa di concentrazione dell'energia ultrasonora permette di stabilire la presenza di una cricca. Tuttavia, altre zone a medesimo contributo energetico sono contenute nel B-scan. Il calcolo del RMS ai vari tempi (b) permette di ridurre ulteriormente l'ambiguità, ma l'ambiguità permane. Solo con un filtraggio basato sulle onde rifratte (c) presenti in prossimità della cricca e non nelle altre zone della Figura 1.23b è possibile infine identificare la cricca e fornirne una parziale caratterizzazione dimensionale.

Seppur lo studio di Park [8] abbia il merito di traslare il livello d'indagine da provino a componente complesso, la rilevazione del difetto fa affidamento su tecnologie a contatto. Nondimeno, come illustrato dalle Figure 1.22-1.23 l'area di indagine non coinvolge l'intero componente. In definitiva, per quanto attiene alla rilevazione di difetti su componenti in rotazione, l'indagine si trova in stallo tra metodologie a contatto di componenti di grandi dimensioni e non a contatto per provini (tramite strumenti tipicamente ad elevato costo); le procedure sono limitate alla sola rilevazione di onde di Lamb (o guidate) che, rimanendo confinate nello spessore del componente, mantengono elevata energia anche per distanze percorse elevate [9]; la trattazione di onde superficiali di Rayleigh, propaganti in componenti con dimensioni molto maggiori della lunghezza d'onda ultrasonora (come gli assili), risulta senza dubbio maggiormente complessa.

### 1.2.3 Indagini sperimentali tramite diodi laser

Gli studi inerenti alla rilevazione di ultrasuoni generati da diodi laser sono estremamente limitati, con la totalità delle indagini rivolte alla rilevazione su provini piuttosto che su componenti meccanici veri e propri; ciò è ovviamente dovuto alla bassa ampiezza degli spostamenti ultrasonori prodotta (stimata in alcuni pm per

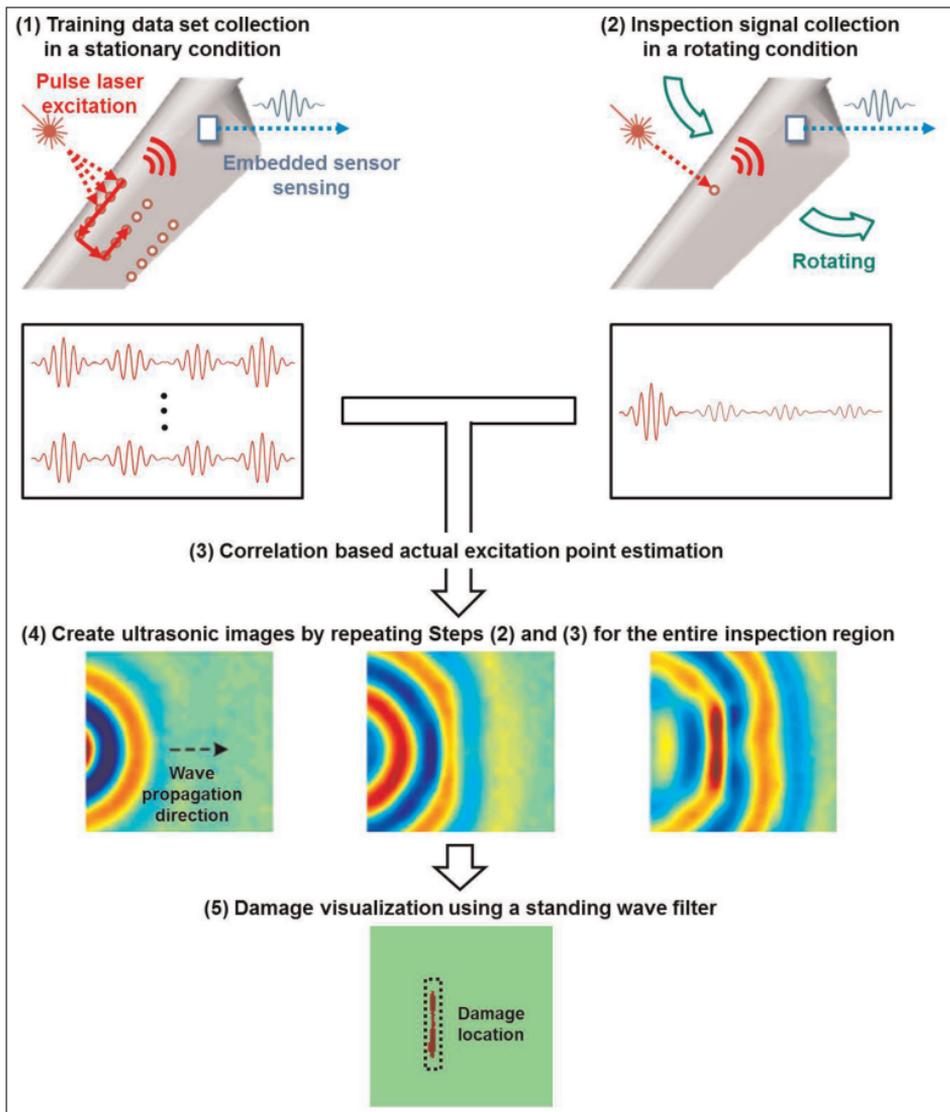


Figura 1.20: B-scan per il provino privo di difettosità (a) e per il provino con cricca (b) dello studio di Canle [7].

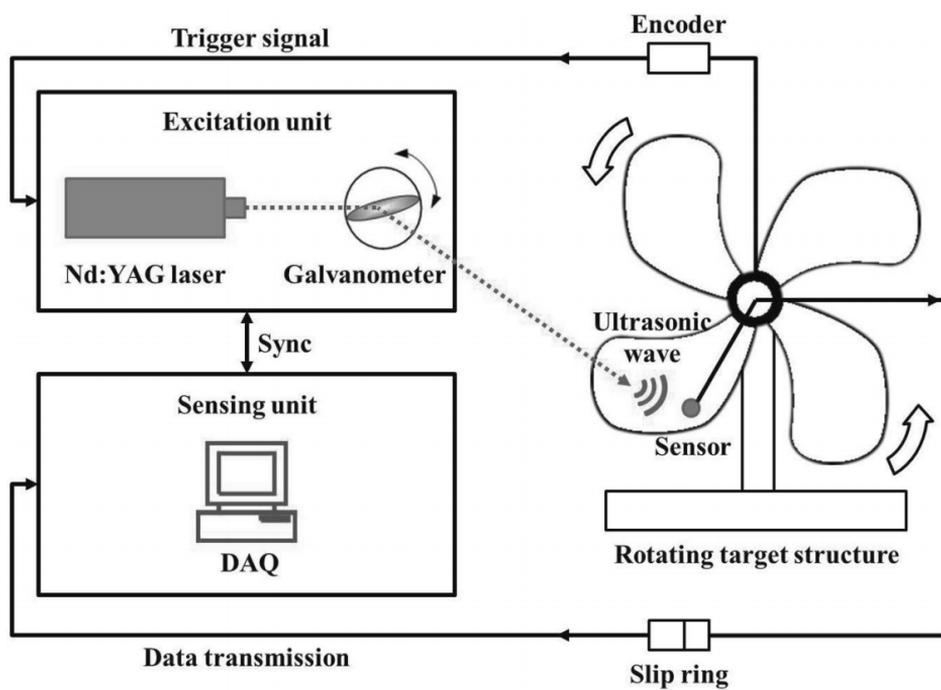


Figura 1.21: Rappresentazione schematica del *layout* sperimentale dello studio di Park [8], in cui l'impulso laser viene fatto incidere sul ventilatore tramite un galvanometro e sincronizzato tramite *encoder* con la rotazione del ventilatore.

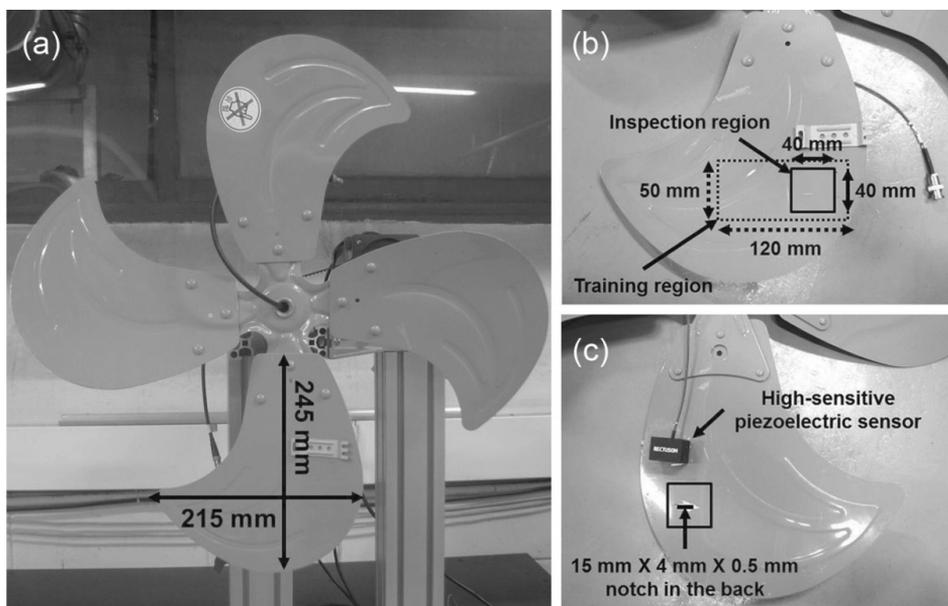


Figura 1.22: Ventilatore d'acciaio (a) impiegato nello studio di Park [8] con sensore piezoelettrico ad elevata sensibilità installato sul retro delle pale (c). Le *box* continue e discontinue in (b) indicano le zone di addestramento ed ispezione rispettivamente.

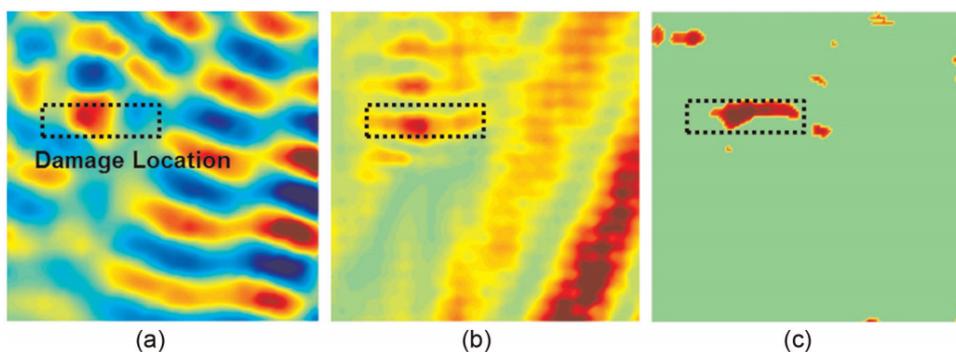


Figura 1.23: Istantanea della propagazione delle onde ottenuta tramite convoluzione dei segnali di riferimento rilevati staticamente e quelli rilevati in rotazione(a), mappa del RMS calcolato sulle differenti acquisizioni nei punti di indagine (b) e identificazione del difetto tramite filtraggio (c) per lo studio di Park [8].

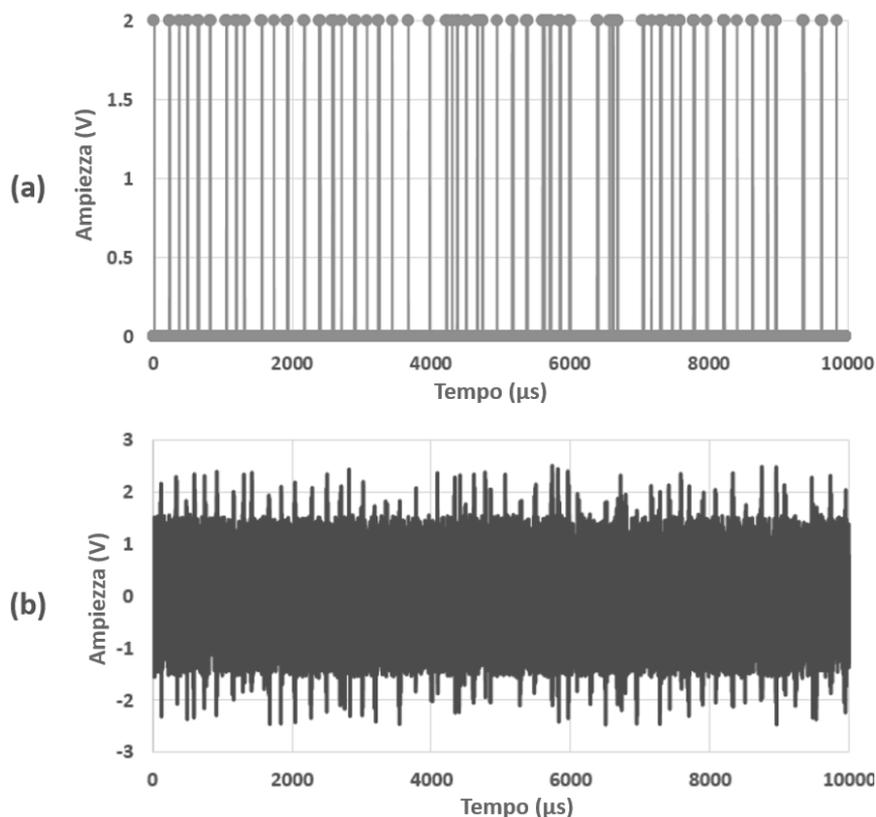


Figura 1.24: Esempi di segnale in *input* (a) e corrispondente segnale in *output* acquisito.

diodi con potenza di circa 1 W [10]). Nella presente Sezione vengono illustrati gli strumenti necessari all'applicazione delle procedure proposte da tali studi, costituenti la *baseline* per lo sviluppo della procedura di analisi trattata nei Capitoli 2-3.

### Cross-correlazione

La fondamentale criticità degli ultrasuoni generati da diodi è la difficoltosa rilevazione degli ultrasuoni propaganti nel mezzo ispezionato. Per far fronte a tale limitazione, prima Pierce (1998, [11]) e a stretto giro Anastasi (1999, [12]) hanno proposto l'impiego della cross-correlazione tra segnale in ingresso al laser e segnale acquisito; due segnali di esempio in ingresso (a) ed in uscita (b) sono rappresentati in Figura 1.24. Nell'*output*, il segnale ultrasonoro è confuso col rumore elettronico, dalle medesime componenti frequenziali dell'US (rumore coerente) e ampiezza paragonabile. A causa della coerenza tra rumore e US, l'applicazione di filtri in pre o post processamento non porta benefici in termini di rilevabilità dell'onda.

Si consideri la formulazione discreta (sommatorie in luogo di integrali) della cross-correlazione  $R_{XY}(\tau)$ :

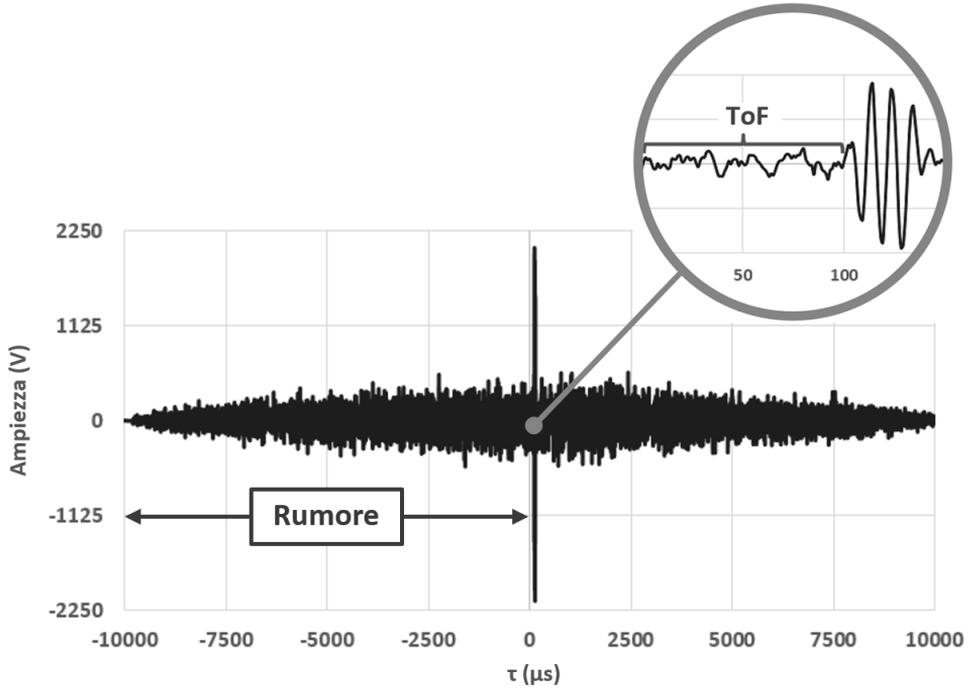


Figura 1.25: Cross-correlazione tra i segnali di Figura 1.24 ed ingrandimento in prossimità dell'istante di massima ampiezza.

$$R_{XY}(\tau) = \sum_{i=1}^{N_s} X(t) \cdot Y(t + \tau \cdot i) \quad (1.10)$$

dove  $N_s$  rappresenta il numero di campioni di cui i generici segnali X e Y si compongono, con  $\tau \in [-F/2; F/2]$  e  $F = N_s \cdot i$  la larghezza della finestra analizzata. Ciò equivale ad affiancare i due segnali X e Y e traslarli relativamente all'altro di un valore  $\tau$ , moltiplicando membro a membro i valori interni alla finestra d'intersezione tra i due; la procedura deve essere ripetuta per ogni possibile  $\tau$ . La cross-correlazione (in caso i due segnali X e Y abbiano medesima durata), la cross-correlazione è composta di un numero di punti pari a  $2N_s$  (e dunque finestra temporale doppia rispetto a X e Y).

Le potenzialità della cross-correlazione risultano evidenti una volta applicata ai segnali di *input* e *output* di Figura 1.24; come riportato in Figura 1.25, infatti, si rileva un ultrasuono ben definito nei dintorni di 100  $\mu s$  (ToF dell'US, o equivalentemente *shift* temporale tra eccitazione e corrispondente US). Il primo tratto della cross-correlazione è associato a solo rumore, in quanto i  $\tau$  associati corrispondono a condizioni di anticipo dell'*output* rispetto all'*input*. Nonostante la coerenza tra US e rumore, dunque, la cross-correlazione permette di far emergere l'onda elastica incrementandone la rilevabilità.

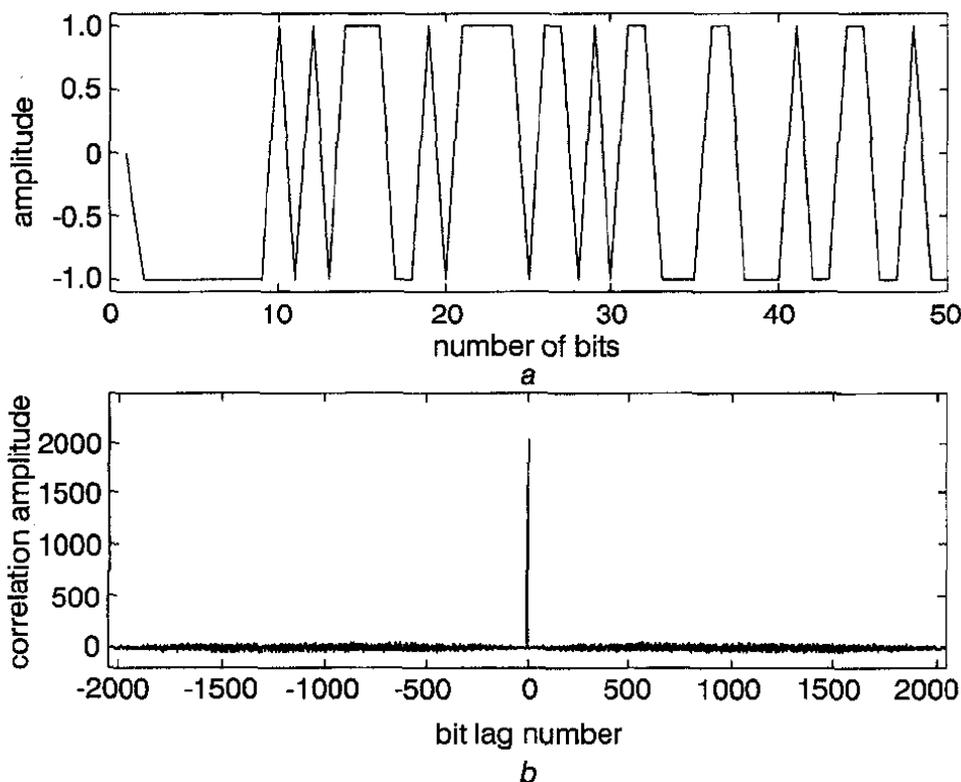


Figura 1.26: Primi 50 campioni di una M-sequence d'esempio (a) e relativa auto-correlazione (b) (estratto da [11]).

### Sequenze *pseudo-random*

Per incrementare le prestazioni della cross-correlazione, si può fare impiego di particolari codici in ingresso detti sequenze *pseudo-random* (o *pseudo-noise*, PN). Tali sequenze sono nate nel campo delle telecomunicazioni per allargare la banda dei segnali e sono alla base del funzionamento di applicazioni di posizionamento globale (*global positioning system*, GPS) [13]; la Figura 1.26a illustra i primi 50 campioni (o *bit*, dato il valore bipolare -1 o 1) di un particolare tipo di sequenza PN, ovvero la *maximum length sequence* (MLS). La Figura 1.26b illustra quale sia il vantaggio principale nell'uso di tale famiglia di sequenze: l'auto-correlazione, corrispondente ad una cross-correlazione (Equazione 1.2.3) in cui X e Y sono il medesimo segnale, è perfettamente centrata intorno al valore di *shift* pari a 0. Ciò implica un'elevatissima casualità della sequenza, differente da se stessa per qualsiasi valore di *shift* eccetto che in 0; come conseguenza diretta, lo spettro del segnale ha larga banda. A causa dell'elevata casualità delle sequenze PN, la correlazione tra una tale sequenza in *input* e l'*output* permette di evidenziare la presenza del segnale utile (ovvero US) in maniera non ambigua.

È altresì noto dalla letteratura che esista una sequenza maggiormente performante rispetto alla MLS, chiamata codice di Golay [10]. Il codice di Golay è stato sviluppato per ottenere un'autocorrelazione dall'ampiezza doppia rispetto alla MLS di pari lunghezza, ovvero in un'ampiezza pari a 4096 per  $N_s=2048$ : ciò implica, do-

po il processo di cross-correlazione, l'US contenuto nell'*output* viene maggiormente amplificato rispetto al caso d'impiego della MLS in ingresso, o che equivalentemente il tempo di acquisizione può essere ridotto a parità di ampiezza dell'US. Il codice di Golay è tuttavia meno flessibile della MLS, in quanto il numero di bit da cui è costituito può essere solo una potenza del 2. D'altro canto, il numero di campioni della MLS può essere qualsiasi, ma solo impiegando potenze del 2 è possibile ottenere un'autocorrelazione perfettamente centrata come quella di Figura 1.26b ( $N_s=2048$  ed ampiezza pari a 2048).

### Impiego di cross-correlazione e sequenze PN nella letteratura

Per l'analisi di onde che propagano internamente ad una lastra di alluminio di spessore pari a 12.4 mm (onde di *bulk*) Anastasi e Madaras [12] propongono l'impiego di una MLS in ingresso al diodo laser da 0.15 W. In Figura 1.27 si distinguono tre differenti uscite acquisite da una sonda piezoelettrica a contatto a banda stretta da 0.5 MHz: la prima (a) è associata ad un'eccitazione da sonda piezoelettrica a 0.5 MHz, la seconda (b) da laser impulsato Nd:YAG (6 ns, 4 mJ/impulso) e la terza da diodo laser successivamente all'applicazione della cross-correlazione (0.14 mJ/impulso). Mentre la forma d'onda degli US eccitati dalle differenti sorgenti laser risulti molto simile, lo stesso non può dirsi di quella per le onde eccitate da sonda e sorgente laser.

Nello studio di Pierce [11], una MLS viene invece impiegata per modulare un diodo da 1 W e generare US di Lamb su di una lastra di acciaio da 0.2 mm. In generale, si evidenziano US eccitati da diodo laser (dopo cross-correlazione) con caratteristiche simili agli US riconducibili al laser impulsato, come visibile da un confronto tra i segnali rilevati da una sonda a banda stretta da 0.5 MHz illustrati nelle Figure 1.28 e 1.29. Per il diodo laser, tuttavia, la banda non è concentrata a 0.5 MHz per le proprietà delle sequenze PN, cosicché si presentano delle oscillazioni sull'onda principale ed il numero di oscillazioni è inferiore rispetto al segnale derivante dal laser impulsato (differenti componenti frequenziali principali).

In studi più recenti come quelli di Cleary [14] e di Veres [10] viene investigata la qualità dei segnali US rilevati in caso di una modulazione del diodo laser tramite codice di Golay. Lo studio ha coinvolto provini di spessore 12.4  $\mu\text{m}$  e 50  $\mu\text{m}$  rispettivamente, in cui vengono a propagarsi onde di Lamb. In entrambi gli studi, l'acquisizione è non a contatto, attraverso vibrometro nello studio di Cleary e attraverso interferometro in quello di Veres.

Mentre lo studio di Cleary non riporta in maniera univoca una correlazione tra risultati attesi ed ottenuti impiegando il codice di Golay come *input* al laser, l'analisi di Veres risulta molto approfondita dal punto di vista prettamente analitico: è atteso un  $S/N$  in uscita proporzionale a  $\sqrt{2F}$  (dove  $F$  è espresso in termini di bit). Ciò implica che, quadruplicando il numero di campioni della sequenza (incremento di 2 *bit* nel codice), si perviene ad un'amplificazione del segnale utile di un fattore 2. Ciò si rispecchia sulla sperimentazione, come visibile in Figura 1.30a per numero di *bit* della sequenza pari a 7, 9 e 11. Tuttavia, i segnali non hanno la medesima forma d'onda, come dimostrato dalla Figura 1.30b dove è evidenziata la variabilità nella banda in uscita. A  $S/N$  viene associato un valore di 2.09, 3.82 e 8.28 per 7, 9 e 11 *bit* rispettivamente; ad ogni passaggio,  $S/N$  subisce approssimativamente un raddoppio come prevedibile tramite approccio analitico.

Dalla discussione sugli studi impostata emerge come la sperimentazione in cui i diodi laser sono impiegati come sorgente ultrasonora sia totalmente concentrata su

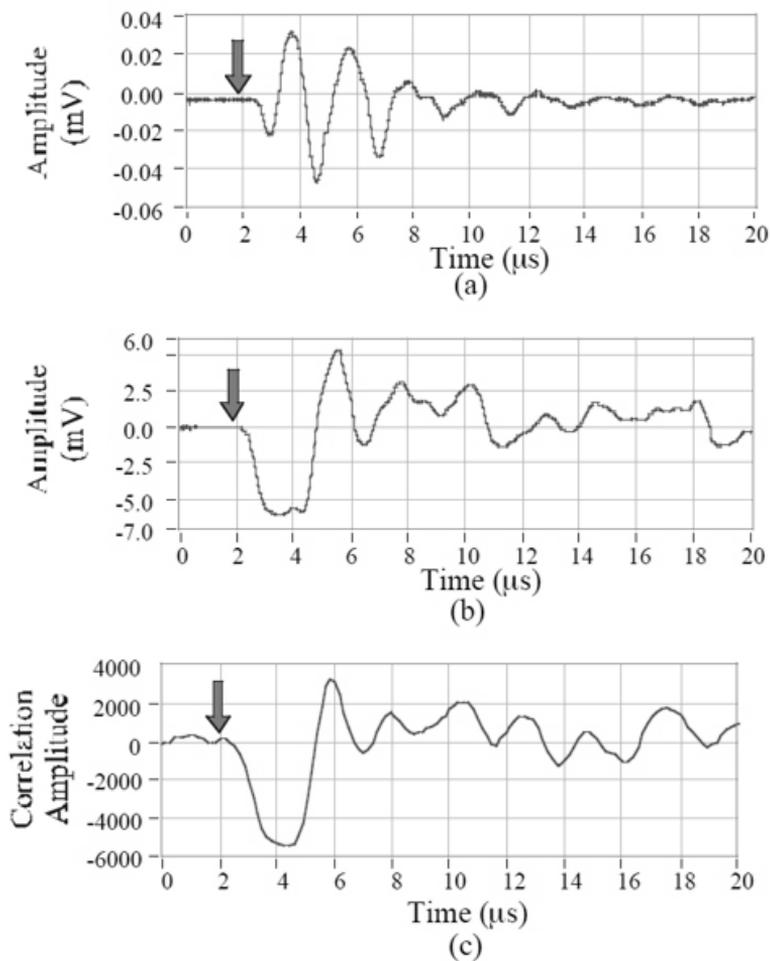


Figura 1.27: Segnale ultrasonoro rilevato da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite sonda piezoelettrica (a), laser impulsato (b) e diodo laser (c) - modificato da [12].

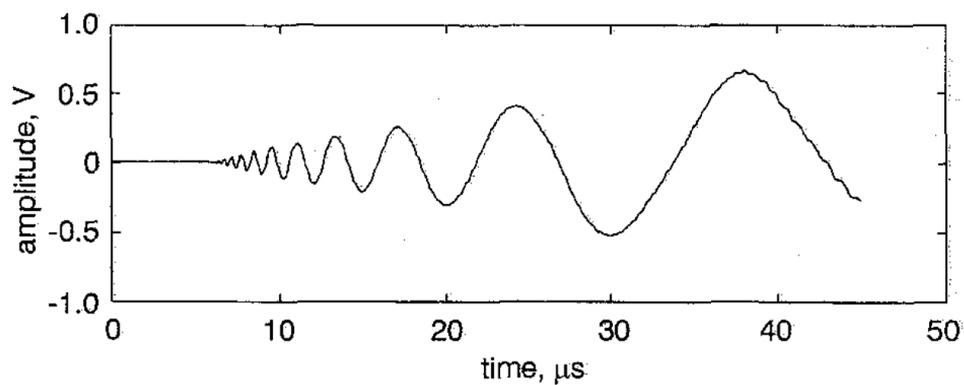


Figura 1.28: Segnale ultrasonoro rilevato nello studio [11] da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite laser impulsato.

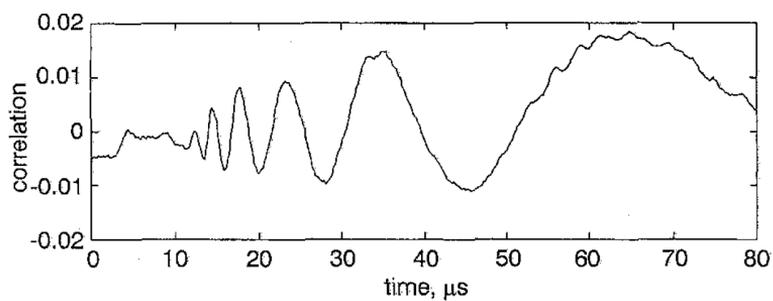


Figura 1.29: Segnale ultrasonoro rilevato nello studio [11] da una sonda piezoelettrica a contatto con frequenza centrale pari a 0.5 MHz in caso di eccitazione tramite diodo laser.

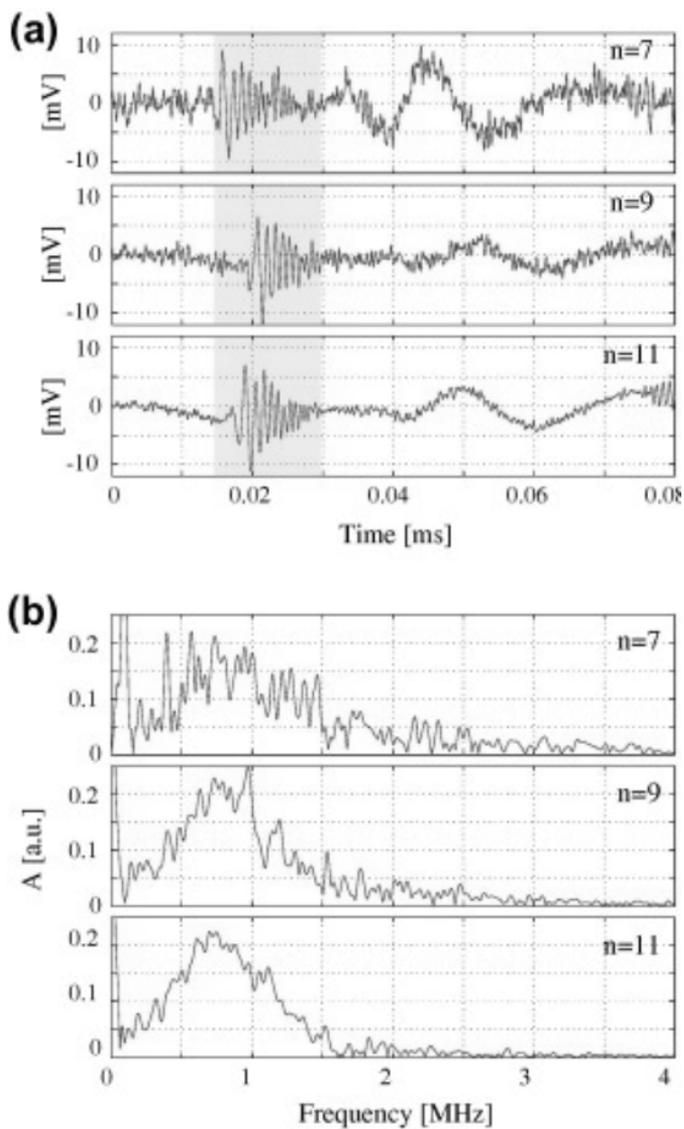


Figura 1.30: Segnali nel tempo (a) e spettri associati (b) per un numero di *bit* del codice di Golay pari a 7, 9 e 11, rilevati nello studio [10].

provini; a causa dei tipi di onda studiati e della limitatezza dei percorsi analizzati, gli US sono inoltre di agevole rilevazione. Nonostante tale proprietà, dall'analisi risulta che l'allargamento della banda dell'US in uscita è significativo rispetto ad un'eccitazione da sonda a banda stretta o da laser impulsato, implicando la dispersione dell'energia in un ampio *range* di frequenze. Nasce spontaneo dunque un dubbio inerente alle effettive performance delle sequenze PN rispetto a sequenze più semplici, nello specifico campo applicativo: il presente lavoro muove i primi passi proprio a partire da tale concetto, come viene dettagliatamente illustrato in Sezione 2.1.



## Capitolo 2

# Sperimentazione con onde di *bulk* su provini

Il presente Capitolo è incentrato sulle onde che propagano all'interno di provini e componenti, anche dette onde di *bulk* (tipicamente suddivise in onde longitudinali e trasversali). Lo studio di tale tipologia di onde è di primario interesse in quanto permette di: (a) validare i risultati ad oggi disponibili per onde longitudinali presenti nella letteratura tecnica; (b) analizzare l'influenza dei parametri di processo in maniera puntuale, in quanto tale tipologia di onde è contraddistinta da elevato  $S/N$  per brevi percorsi ultrasonori.

Impiegando un diodo laser a bassissima potenza, la sperimentazione è stata condotta concentrando l'attenzione su onde di tipo longitudinale (o onde L) propaganti in provini circolari sottili. Il layout sperimentale è visibile in Figura 2.1 e consta di:

- un diodo laser TOPTICA da 0.15 W (compatibile con la potenza del diodo impiegato da Anastasi [12]) modulabile tramite TTL fino a 250 MHz con soglia di attivazione pari a 2.5 V, lunghezza d'onda pari a 640 nm e *spot* circolare con diametro pari a 1 mm (eccentricità pari a 1.01, densità di potenza 19.1 W/cm<sup>2</sup>);
- una lente sferica dalla lunghezza focale pari a 75 mm e riflettività allo 0.5% atta a focalizzare il fascio in un diametro misurato con sensore CMOS pari a 30  $\mu$ m, al fine di pervenire ad una densità di potenza compatibile con la generazione di ultrasuoni (21.2 kW/cm<sup>2</sup>);
- un provino di acciaio C40 spesso 20 mm, per il quale la velocità di propagazione di onde longitudinali è stata stimata in circa 5700 m/s;
- una sonda Brüel-Kjaer di tipo acustico con banda compresa tra 100 kHz e 1 MHz, aderente al provino.

A corredo degli elementi elencati, parte integrante dell'apparato sperimentale sono strumenti di condizionamento ed acquisizione dei segnali in uscita dalla sonda; la Figura 2.2 propone uno schema che riporta l'interconnessione tra i vari strumenti. L'amplificazione per il condizionatore è impostata pari a 60 dB e i segnali vengono pre-filtrati tra 50 kHz e 1 MHz; l'oscilloscopio, prima dell'acquisizione, applica un

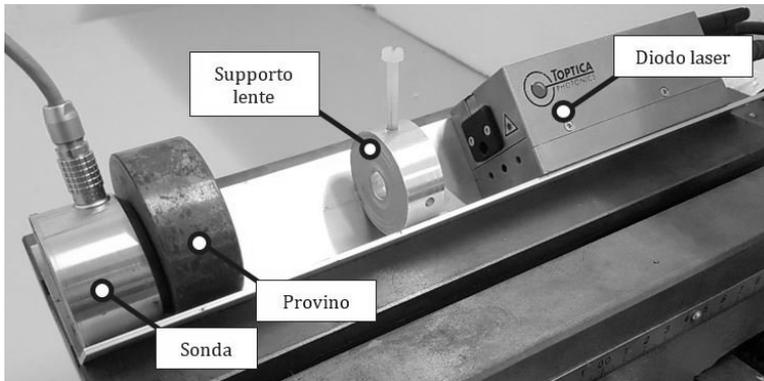


Figura 2.1: Apparato sperimentale per l'eccitazione e la rilevazione di onde longitudinali.

numero di medie di insieme  $N_{ave}$  pari a 512. Tale settaggio di condizionamento caratterizza la maggioranza delle attività illustrate e viene conseguentemente sottintesa nel prosieguo; in caso di settaggi differenti, questi vengono dichiarati nella trattazione della specifica applicazione. I risultati che vengono riportati hanno portato alla stesura di 2 differenti articoli scientifici: il primo tratta principalmente dell'influenza della casualità nella sequenza TTL in input al laser sul  $S/N$  del segnale ultrasonoro in uscita [15], il secondo dei parametri maggiormente influenti sulla generazione ultrasonora stessa [16].

## 2.1 Studio sulla casualità della sequenza TTL

Dall'analisi dello stato dell'arte di cui al Capitolo 1, risulta evidente come la ricerca si sia finora concentrata sull'impiego di TTL in ingresso al laser costituiti da sequenze PN. L'impiego delle sequenze PN risulta giustificato da un'assunzione dalle forti implicazioni: gli ultrasuoni generati al raggiungimento di un valore di alto e di basso del TTL in input al diodo posseggono medesime caratteristiche, indipendentemente dalla durata degli impulsi considerati (variabile per le PN). Questa assunzione risulta totalmente lecita se la sorgente di generazione ultrasonora impiega il TTL solo come trigger per l'attivazione: è il caso delle sonde a banda stretta, che si attivano al raggiungimento di una prefissata soglia in tensione eccitando comunque ultrasuoni con caratteristiche in ampiezza e in frequenza specifiche. Nel caso del diodo laser, tale assunzione non risulta necessariamente lecita: gli incrementi di temperatura nel pezzo non sono direttamente proporzionali alla durata del riscaldamento, cosicché il materiale risponde in maniera differente a differenti lunghezze di riscaldamento. Per tale ragione, è rilevante verificare se la generazione di onde con caratteristiche potenzialmente differenti sia nella pratica controbilanciata dall'incremento nel  $S/N$  riconducibile all'impiego delle sequenze PN.

Per tale indagine, si è proposto l'uso di differenti tipologie di sequenze ed in particolare:

- una MLS, come quella utilizzata in [12];
- un codice di Golay, come quello impiegato in [10];

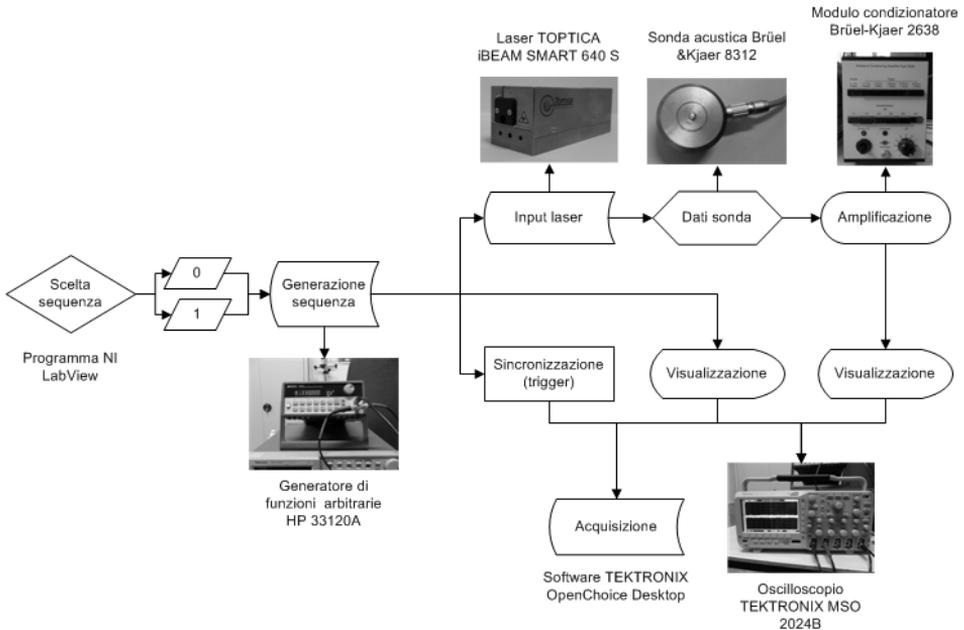


Figura 2.2: Interconnessione tra elementi dell'apparato di prova.

- un codice facente parte di una famiglia di sequenze appositamente studiati per possedere variabilità sulla sola durata dei bassi nel TTL, sviluppata in questo studio ed indicata per semplicità come “sequenza T” (T come “treno di impulsi”, Figura 2.3);
- una sequenza che sostituisce ordinatamente la durata dei propri spegnimenti con quella corrispondente per il codice di Golay mantenendo la durata degli impulsi costante, nominata “sequenza L” (L come “low”);
- una sequenza che sostituisce ordinatamente la durata dei propri spegnimenti con quella delle accensioni e degli spegnimenti per il codice di Golay, nominata “sequenza HL” (HL come “high-low”).

Per le cinque tipologie di segnale è stato selezionato un pari numero di impulsi, in modo da renderli paragonabili a livello di energia rilasciata dal diodo laser. Innanzitutto, per la sequenza di Golay e la MLS si è considerata una lunghezza pari a 2048 punti, consistenti in più di 500 accensioni per entrambi; la sequenza T ha lunghezza pari a quella di Golay (gli spegnimenti hanno durata variabile, ma mediamente pari a 3 punti), mentre L e HL hanno lunghezza maggiore per definizione (12000 punti per la sequenza HL). La lunghezza delle sequenze PN non può essere maggiore a causa dei limiti intrinseci del generatore di segnali: avendo un numero massimo di punti impostabile pari a 12500, la scelta di una lunghezza maggiore comporterebbe l'impossibilità di generare una sequenza HL dalle caratteristiche paragonabili ai codici PN. Risulta rilevante evidenziare la differenza tra i vari segnali in termini di autocorrelazione: per la sequenza di Golay e MLS l'autocorrelazione è centrata e con massimo pari a 2048 [10] e 1024 [12] rispettivamente (si faccia riferimento alla Sezione 1.2.3); come visibile invece dalla Figura 2.4, l'au-

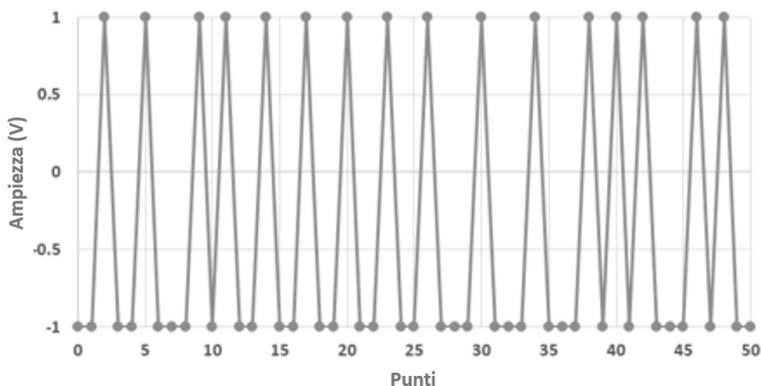


Figura 2.3: Porzione di sequenza T.

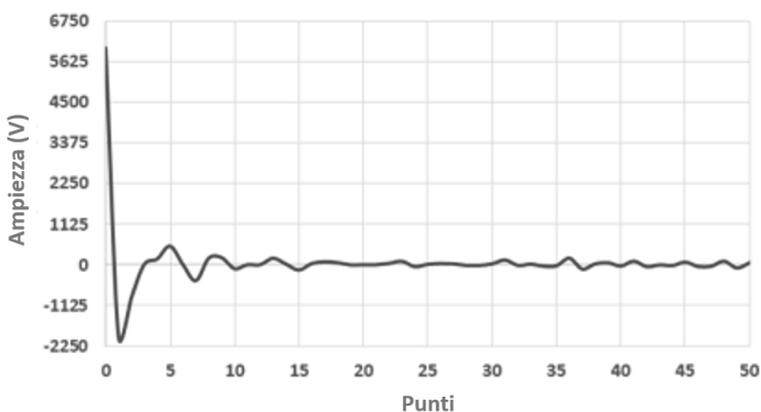


Figura 2.4: Porzione di auto-correlazione per la sequenza T.

to-correlazione associata alla sequenza T (b) ha un valore di picco maggiore, ma anche un minimo assoluto nel punto adiacente. La casualità della sequenza T è quindi minore rispetto a quella dei codici PN; analogamente 2.5, la sequenza L e HL non posseggono autocorrelazioni centrate ed è evidenziabile un contributo di casualità particolarmente ridotto per la sequenza L.

La Figura 2.6 schematizza i passi della procedura impiegata nella campagna sperimentale. Stante come elemento fondamentale l'impulso laser, viene effettuata la scelta della sequenza da utilizzarsi - equivalente a selezionare una durata uguale (sequenze T, L o HL) o differente (PN) per gli impulsi laser. La sequenza viene successivamente fornita in *input* al laser dal generatore di funzioni. Vengono successivamente applicate medie d'insieme sui segnali acquisiti, ovvero sulla forma del treno di impulsi e sulla risposta in *output* ottenuta. Sfruttando un'accortezza proposta da Anastasi [12], l'acquisizione dell'*output* viene suddivisa in due ulteriori acquisizioni, la prima in cui il fascio è incidente sul provino e la seconda in cui tra percorso del fascio e provino viene interposto un blocco: poichè il fascio non raggiunge il provino, quest'ultima acquisizione rappresenta il solo contributo del circuito del laser al segnale in uscita; il segnale differenza tra tali acquisizioni dell'uscita permette di ridurre l'effetto di rumore dovuto al solo circuito laser e

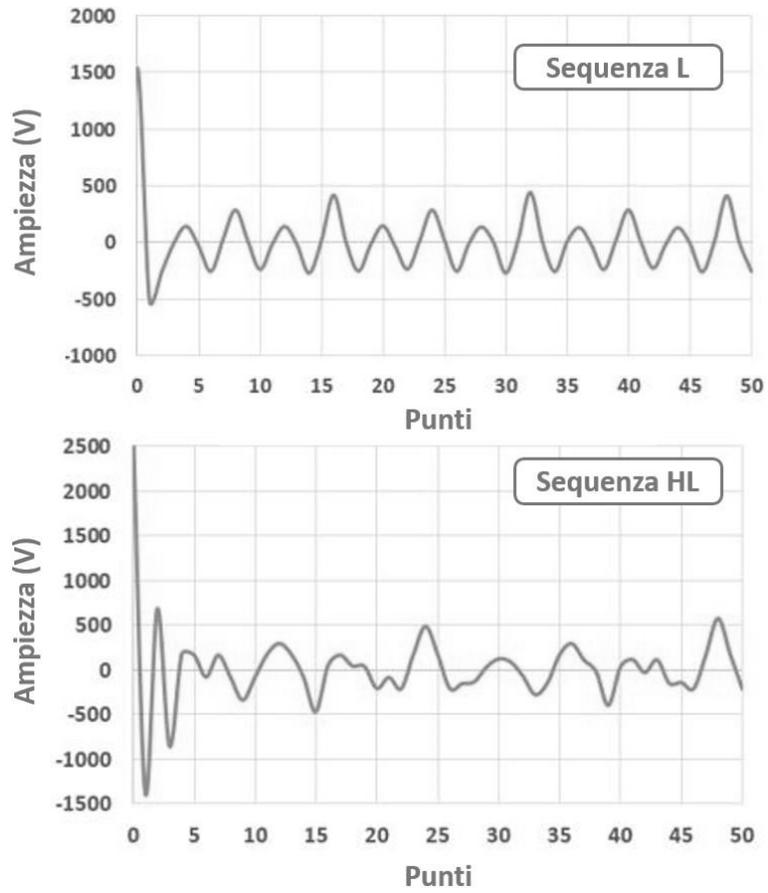


Figura 2.5: Porzione di auto-correlazione per la sequenza L (sopra) e HL (sotto).

corrisponde conseguentemente ad un'ulteriore operazione di pre-filtraggio. Infine, applicando la cross-correlazione tra segnale di *input* e *output* è possibile evidenziare l'ultrasuono come riportato in Sezione 1.2.3; seppur la cross-correlazione fornisca informazioni alquanto precise sul ToF ultrasonoro, nei casi di ambiguità sul ToF esse sono state corroborate da un'analisi sul cross-spettro (coefficiente angolare del cross-spettro nella banda della sonda ricevente).

Le sequenze sono state definite in termini di punti, ma a ciascun punto deve corrispondere, nella pratica sperimentale, una certa durata temporale  $\psi$ . Il principale obiettivo dell'indagine è comprendere l'influenza incrociata di  $\psi$  e della casualità sul valore di  $S/N$ , permettendo di scegliere l'alternativa migliore per l'ottimizzazione dell'eccitazione tra le cinque sequenze proposte.  $S/N$  può essere in generale definito come

$$S/N = Y_{US}/Y_{rumore} \quad (2.1)$$

dove  $Y_{US}$  è una grandezza associata alla sola porzione interessata dal segnale ultrasonoro (identificata dal ToF), mentre  $Y_{rumore}$  dal solo rumore. Nel caso specifico di elaborazione tramite cross-correlazione,  $Y_{US}$  rappresenta l'ampiezza picco-picco  $PtP$  del segnale ultrasonoro evidenziato e  $Y_{rumore}$  e l'ampiezza  $PtP$  della cross-correlazione nel primo tratto (contraddistinto da solo rumore, come illustrato in Figura 1.25).

Come visibile in Figura 2.7,  $S/N$  per le due sequenze PN non supera il valore di 6.5. Vi è una tendenza all'incremento di  $S/N$  fino a valori di 1000 ns per  $\psi$ , ed un successivo decremento per valori superiori di  $\psi$ . Risulta interessante notare come, nonostante l'autocorrelazione di Golay abbia valore massimo pari al doppio di quello della MLS [10],  $S/N$  risulti maggiore nel caso si usi quest'ultimo tipo di sequenza. Probabilmente, come rilevato da Cleary [14], i risultati dell'applicazione delle due PN in termini di  $S/N$  non risultano direttamente confrontabili: a causa della differente successione temporale nei valori di alto e basso, il rumore elettronico associato al circuito del laser influisce in modo ambiguo sulla qualità del segnale rilevato e viene enfatizzato da una acquisizione tramite strumento a banda larga.

La Figura 2.8 riporta l'andamento di  $S/N$  al variare di  $\psi$  in caso vengano impiegate le sequenze L e HL. Risulta evidente come, per entrambe le sequenze, non vi sia un *trend* riconoscibile per il  $S/N$ , probabilmente riconducibile alla limitata casualità evidenziata dall'autocorrelazione.  $S/N$  è tra l'altro molto basso rispetto ai valori delle sequenze PN, con minimi che si aggirano intorno a 1 (il segnale ultrasonoro è del tutto confondibile col rumore).

Per quanto attiene alla sequenza T, dalla Figura 2.9 si evince come si abbia una monotonicità di  $S/N$  nel *range* di  $\psi$  investigato, con andamento simil-parabolico ( $R^2=83\%$ ). Il massimo valore di  $S/N$  (7 si ottiene per valori di  $\psi$  di circa 2000 ns: tale valore è maggiore di quello rilevato per le sequenze PN, deducendone una maggior efficienza della sequenza T per quanto riguarda l'eccitazione ultrasonora).

La giustificazione dei risultati ottenuti in termini di  $S/N$  è principalmente da ricercarsi nel contenuto frequenziale degli US eccitati. In Figura 2.10 sono riportati, in mappa di colori, gli spettri in ampiezza dell'eccitazione ultrasonora al variare di  $\psi$ , per le frequenze  $f$  rilevabili dalla sonda a contatto. Come visibile, gli ultrasuoni eccitati impiegando il codice di Golay posseggono contenuto frequenziale estremamente disperso: per valori di  $\psi$  fino a 1000 ns, la banda degli ultrasuoni corrisponde totalmente alla banda della sonda. Ciò implica una dispersione di energia in un vasto *range* di frequenze, che si riflette in un basso valore di  $S/N$ ; d'altro canto, la MLS eccita ultrasuoni con contenuto frequenziale compreso in una

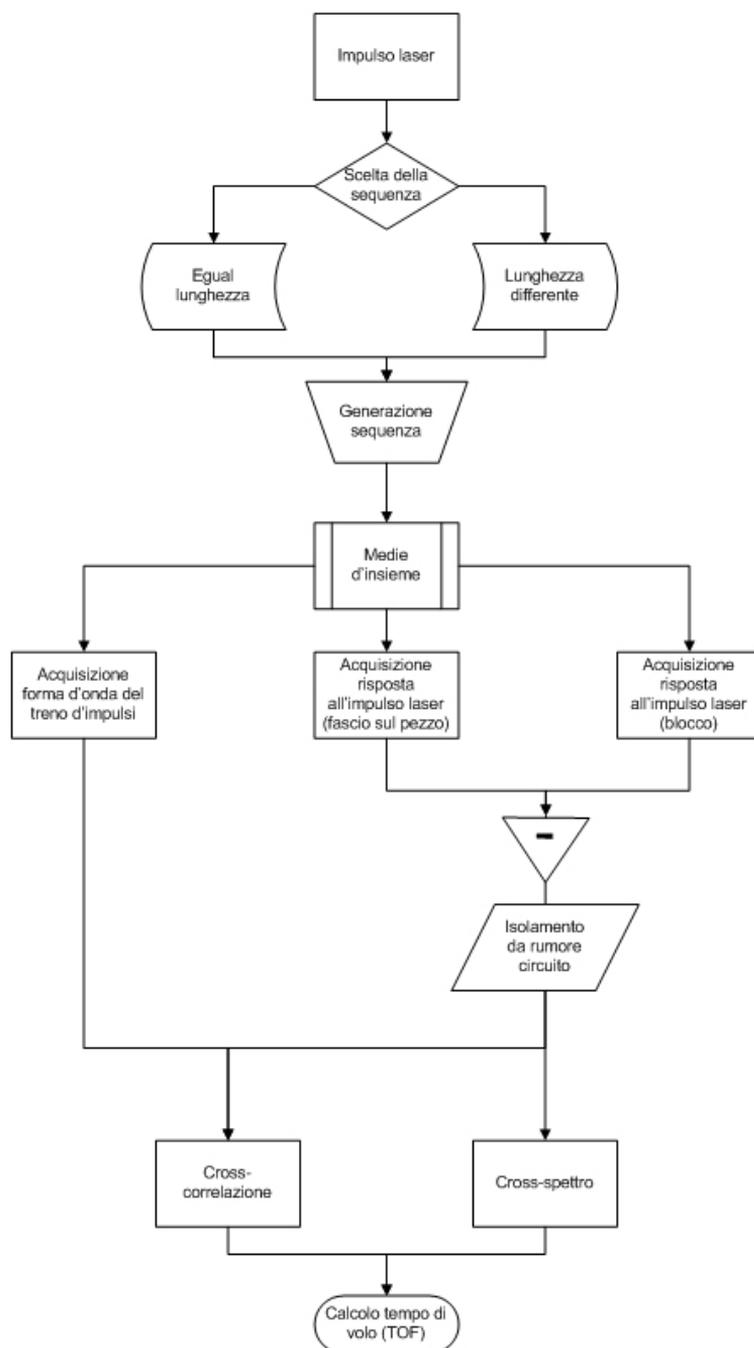


Figura 2.6: Diagramma di flusso per il processo sviluppato di rilevazione degli US eccitati dal diodo laser.

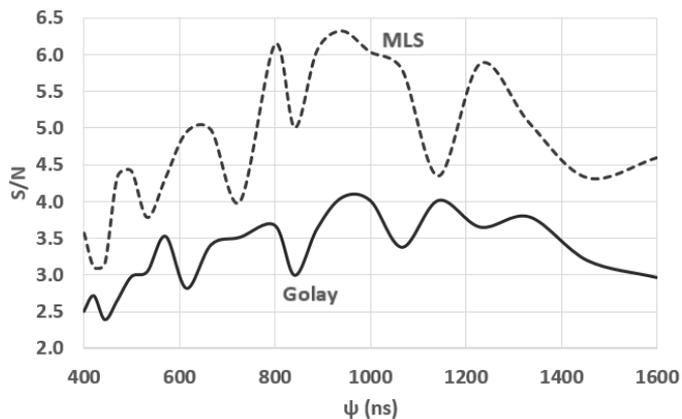


Figura 2.7:  $S/N$  al variare di  $\psi$ , impiegando il codice di Golay e la MLS.

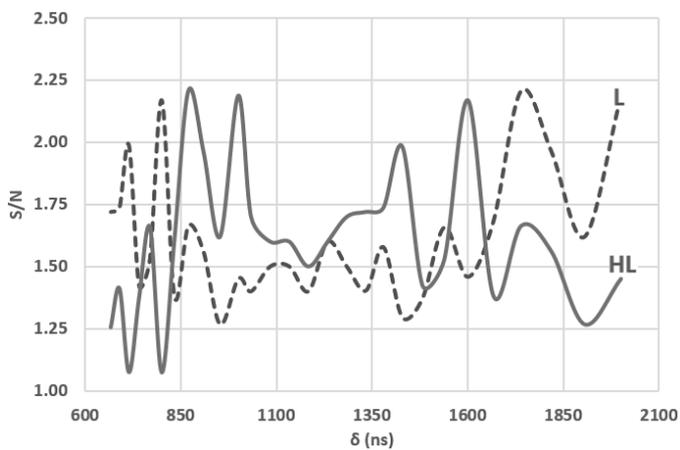


Figura 2.8:  $S/N$  al variare di  $\psi$ , impiegando le sequenze L e HL.

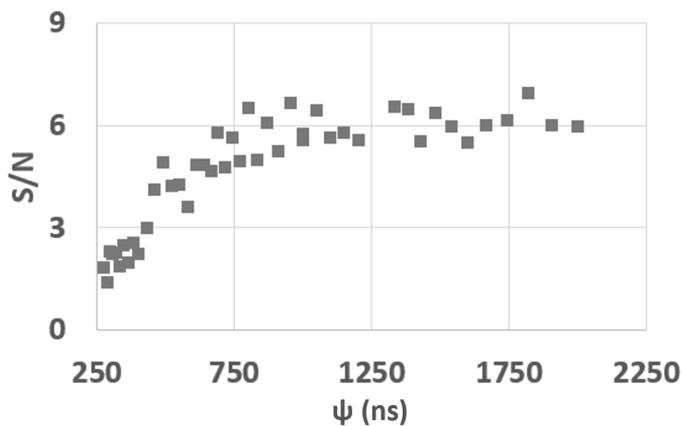


Figura 2.9:  $S/N$  al variare di  $\psi$ , impiegando la sequenza T.

banda larga, ma non quanto quella associata al codice di Golay: conseguentemente,  $S/N$  risulta maggiore. Non è sorprendente rilevare un tale comportamento in termini frequenziali per le sequenze PN, poichè esse sono stati proposte appositamente per allargare la banda dei segnali [13]. Focalizzandosi invece sulle sequenze create, si evince una banda estremamente concentrata, con andamento delle frequenze centrali linearmente decrescente al variare di  $\psi$ ; la concentrazione della banda è riconducibile all'eccitazione di ultrasuoni dalle medesime caratteristiche ad ogni impulso laser. La concentrazione della banda è una caratteristica estremamente desiderabile in questo tipo di applicazione, poichè permette di concentrare l'energia nel *range* di frequenze più adeguato alla sperimentazione, spesso condotta attraverso sonde a banda stretta. Da questo punto di vista, le tre sequenze ideate possiedono performance simili; tuttavia, la miglior scelta è rappresentata dalla sequenza T, contraddistinta da maggior  $S/N$  in virtù della sua maggior casualità.

## 2.2 Parametri maggiormente influenti su $S/N$

I contenuti della Sezione 2.1 illustrano i benefici derivanti dall'impiego della sequenza T come *input* al diodo laser; per tale ragione, l'unica sequenza dall'elevata casualità impiegata nel prosieguo è la sequenza T. Tra l'altro, l'impiego della sola sequenza T facilita la trattazione del problema: a differenza dei codici PN in cui la durata dei differenti impulsi non è la medesima, la sequenza T è caratterizzata da impulsi dalla medesima durata. Per tale ragione, è possibile sostituire il parametro lunghezza dell'impulso  $\delta$  al parametro  $\psi$  (rappresentante il periodo temporale cui corrisponde un punto della sequenza impiegata).

Una volta stabilito quale sia la miglior sequenza da impiegarsi, è rilevante comprendere come ulteriori parametri di processo vadano ad influenzare il  $S/N$ . La sequenza T non è infatti una singola sequenza, ma una famiglia di sequenze di cui può essere variata la durata media dei bassi (differentemente dal codice di Golay), nonchè il numero di impulsi. È anche interessante evidenziare l'influenza di  $N_{ave}$ : più è alto il suo valore, maggiore è l'ampiezza degli ultrasuoni ma anche il tempo necessario ad evidenziare la loro presenza.

La presente Sezione è suddivisa in due parti, con una prima sottosezione dedicata ad uno studio numerico svolto per pilotare la successiva sperimentazione, descritta nella seconda sottosezione.

### 2.2.1 Studio numerico sui parametri di rilievo

Al fine di sviluppare correttamente la sperimentazione inerente alla propagazione di onde ultrasoniche all'interno del disco d'acciaio di Figura 2.1, è stata effettuata un'analisi agli elementi finiti tramite COMSOL<sup>®</sup> Multiphysics. L'effetto del laser sul materiale è simulato da un impulso termico sulla superficie del disco (transitorio termico). Per distinguere il contesto numerico da quello sperimentale, la durata dell'impulso per le simulazioni FEM viene denominata  $\Delta$ .

Facendo riferimento a lavori simili in cui sono effettuate analisi numeriche sulla generazione tramite laser impulsati [4, 17, 18] - ed in particolare quello di Cavuto [6]- è stato creato un modello assialsimmetrico 2D (rappresentato nella Figura 2.11) di un provino di acciaio spesso 3 mm che consente di analizzare un modello solido di rivoluzione senza creare un mesh completa in 3D. La regione vicina all'asse è la più definita nelle direzioni radiale ( $r$ ) e longitudinale ( $z$ , con elementi larghi 5  $\mu\text{m}$ :

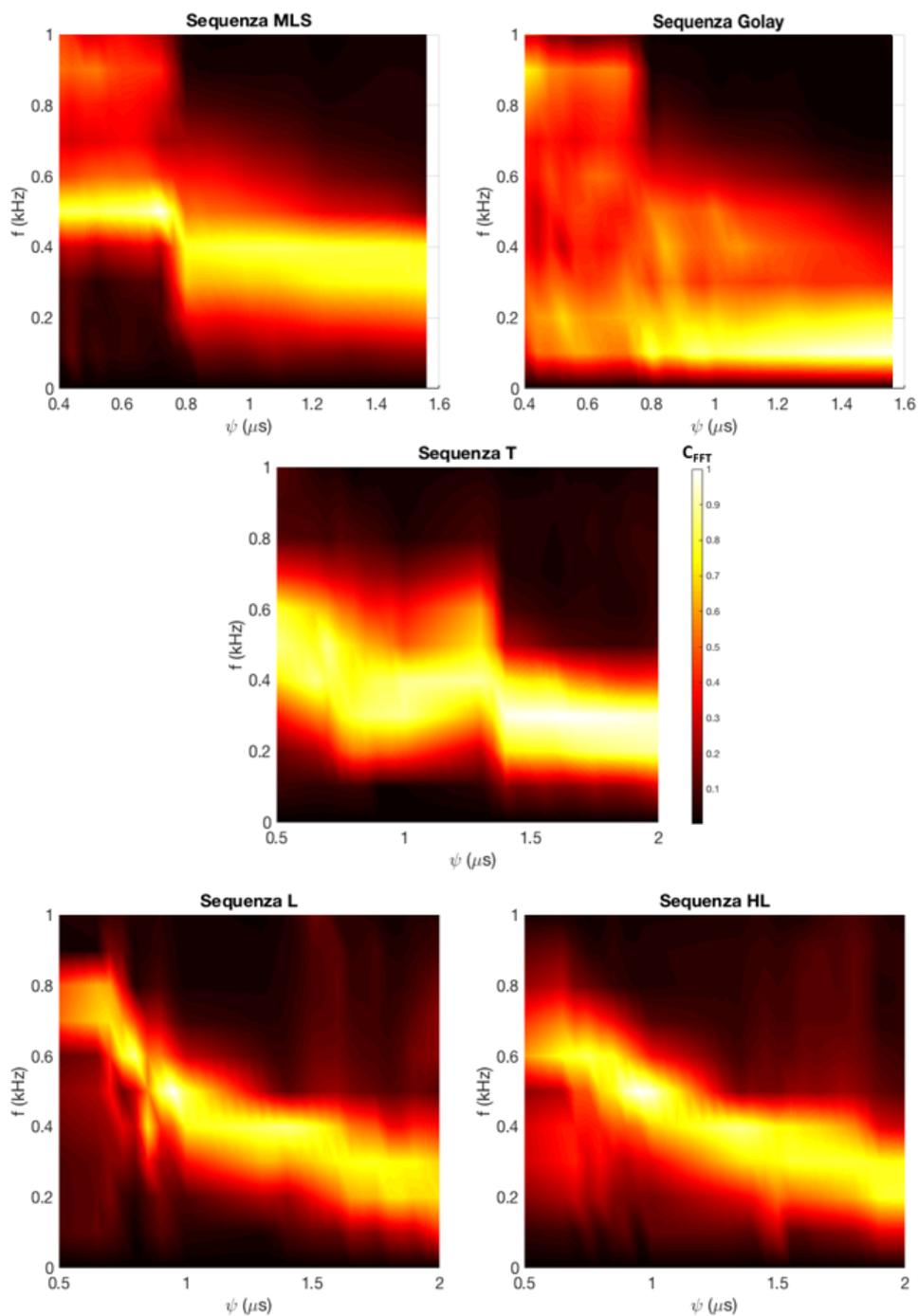


Figura 2.10: Contenuto in frequenza al variare di  $\psi$ , per le differenti sequenze analizzate.

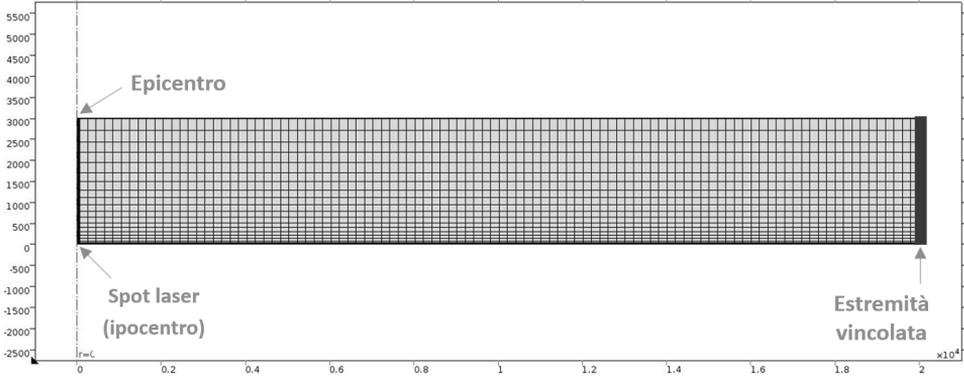


Figura 2.11: Mesh del solido di rivoluzione rappresentante il provino. Lungo l'asse sono evidenziati l'area su cui la radiazione laser insiste (ipocentro) e l'epicentro in cui l'onda viene rilevata; si impone vincolato il bordo esterno del disco.

in questa zona (ipocentro) è necessaria una risoluzione particolarmente elevata a causa della presenza della radiazione laser con uno *spot* di  $30 \mu\text{m}$  al *beam waist* (la distribuzione spaziale del fascio in 2D è rappresentabile attraverso una gaussiana con larghezza  $[-3\sigma, +3\sigma]$  pari a  $30 \mu\text{m}$ ). La periferia del disco, d'altra parte, è definita grossolanamente ed è costituita da elementi larghi  $150 \mu\text{m}$ : ai margini viene imposto un vincolo di incastro, come nel *layout* sperimentale (disco fissato rispetto a una barra a forma di L, Figura 2.1). Nella direzione  $z$ , le dimensioni variano linearmente all'aumentare della distanza. Tutte le soluzioni tecniche riportate hanno avuto come scopo primario la minimizzazione dei tempi di calcolo, che risultano in ogni caso superiori ad un giorno con PC dalle medie prestazioni (AMD FX-6100 hexacore, 3,30 GHz, 16 GB).

La specifica applicazione richiede un accoppiamento termico-strutturale; il software risolve inizialmente il problema di transitorio termico attraverso l'equazione di Fourier:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{u} \nabla T = \nabla (k \nabla T) + Q \quad (2.2)$$

dove  $\mathbf{u}$  è il vettore spostamento puntuale,  $T$  è la temperatura puntuale,  $t$  il tempo,  $Q$  il flusso termico puntuale (profilo gaussiano dello *spot* nell'ipocentro),  $\rho$ ,  $c_p$  e  $k$  sono rispettivamente la densità, la capacità termica a pressione costante e la conducibilità termica del materiale (acciaio C40). Dopo la determinazione della distribuzione di temperatura nel solido, la deformazione strutturale  $\epsilon$  è calcolata come

$$\epsilon = \alpha (T - T_{ref}) \quad (2.3)$$

dove  $\alpha$  è il coefficiente di espansione lineare del materiale e  $T_{ref}$  la temperatura di riferimento (293 K). Le equazioni della meccanica strutturale utilizzate per derivare  $\mathbf{u}$  sono:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \nabla \sigma = F_v \quad (2.4)$$

$$\sigma - \sigma_0 = \mathbf{C} : (\epsilon - \epsilon_0) \quad (2.5)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} [(\nabla \mathbf{u})^T + \nabla \mathbf{u}] \quad (2.6)$$

dove  $\mathbf{C}$  è il tensore di elasticità,  $\cdot \cdot$  è il simbolo del prodotto tensoriale,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  è il tensore degli sforzi,  $\boldsymbol{\varepsilon}_0$  il suo valore iniziale,  $\boldsymbol{\sigma}$  il tensore degli sforzi e  $\mathbf{F}_v$  il vettore delle forze di volume. Al fine di ottenere una propagazione di onde congruente con la fisica del sistema devono essere rispettate le seguenti condizioni al contorno:

$$t_{\max}^s = \frac{1}{180f_d} \quad (2.7)$$

$$l_{\max}^e = \frac{\lambda_{\min}}{12} \quad (2.8)$$

dove  $t_{\max}^s$  è il massimo passo temporale di simulazione,  $f_d$  rappresenta la frequenza di *design* (la massima frequenza di interesse),  $l_{\max}^e$  è la massima lunghezza degli elementi finiti e  $\lambda_{\min}$  la minima lunghezza d'onda dell'ultrasuono; quest'ultima può essere calcolata utilizzando la minima velocità per i vari modi d'onda considerando che  $\lambda_{\min} = v_{\min}/f_d$ . Scegliendo una frequenza  $f_d$  pari a 1 MHz (frequenza massima per la sonda a banda larga da impiegarsi nella sperimentazione),  $t_{\max}^s$  risulta pari a 5.5 ns; il valore di time-step è stato dunque impostato pari a 5 ns. Poiché le onde di *bulk* trasversali sono le più lente (3100 m/s nell'acciaio),  $l_{\max}^e$  è pari a circa 234  $\mu\text{m}$ : l'elemento più esteso nel modello ha conseguentemente dimensione pari a 200  $\mu\text{m}$ . Nonostante la necessità di derivare il contributo ultrasonoro delle onde trasversali, l'interesse viene qui focalizzato sulle onde di tipo longitudinale (onde L).

Le sonde ultrasonore sono sensibili alla variazione di pressione riconducibili ad onde che propagano internamente al materiale; quando le onde raggiungono la superficie, viene ad eccitarsi uno spostamento contraddistinto da una forzante primaria e da varie modulazioni in frequenza. Per simulare le uscite che si otterrebbero in una reale sperimentazione tramite la sonda a banda larga 0.1-1 MHz, gli spostamenti risultanti dalle simulazioni sono stati filtrati con filtro passa-banda in questo *range* di frequenze.

Si considerano innanzitutto le oscillazioni ultrasonore generate da un impulso isolato. Come visibile in Figura 2.12, all'epicentro si creano oscillazioni multiple in caso  $\Delta$  sia pari a 400 ns o 800 ns; se invece si impiegano impulsi lunghi 1200 o 1600 ns, ad una prima oscillazione non ne segue una seconda evidente. L'ampiezza massima dell'oscillazione ultrasonora è dell'ordine di 0.1 pm; l'inizio dell'oscillazione si ha a 500 ns, compatibile col tempo di volo per l'ultrasuono indicato dalla freccia (lo spessore del disco è 3 mm, la velocità di onde L su acciaio 5700 m/s).

In Figura 2.13 si riportano i contributi in frequenza per le oscillazioni di Figura 2.12; i contributi sono normalizzati rispetto al valore massimo di ciascuno, di modo da rendere le curve direttamente confrontabili. Come visibile, i coefficienti normalizzati  $C_{FFT}$  tendono a distribuirsi alle varie frequenze al diminuire del valore di  $\Delta$ : questo è principalmente dovuto al fatto che, quando la durata dell'impulso è ridotta, si opera in condizioni vicine all'impulso ideale di Dirac: in tale circostanza è dunque lecito aspettarsi una distribuzione dell'energia in un ampio *range* di frequenze.

In Figura 2.14 si riporta il valore del periodo di oscillazione  $P$  al variare di  $\Delta$ ; è evidenziabile come  $P$  risulti sempre maggiore di  $\Delta$  e che non vi sia un rapporto di linearità tra i due parametri. Tale correlazione può essere preliminarmente

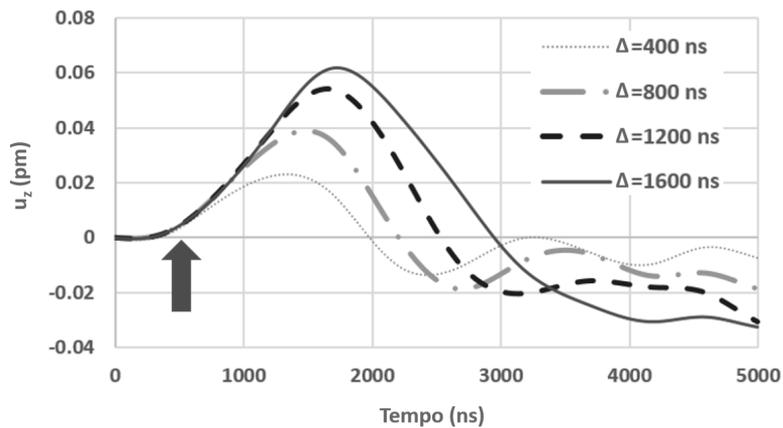


Figura 2.12: Spostamento assiale dell'epicentro riconducibile ad onde Lm in funzione di  $\Delta$ .

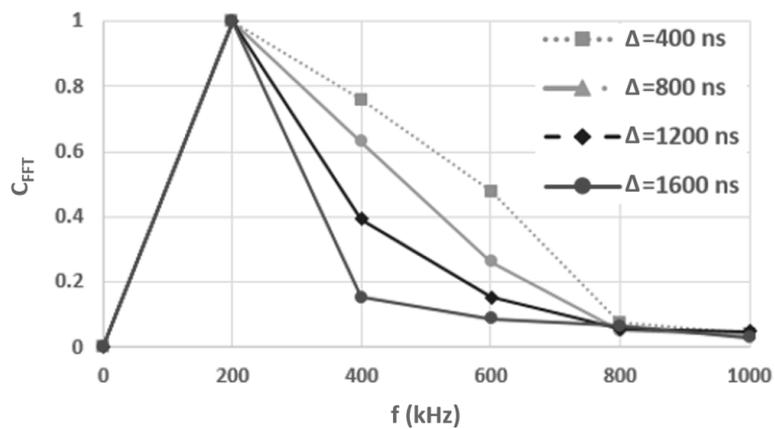


Figura 2.13: Contenuto in frequenza normalizzato dei segnali di Figura 2.12.

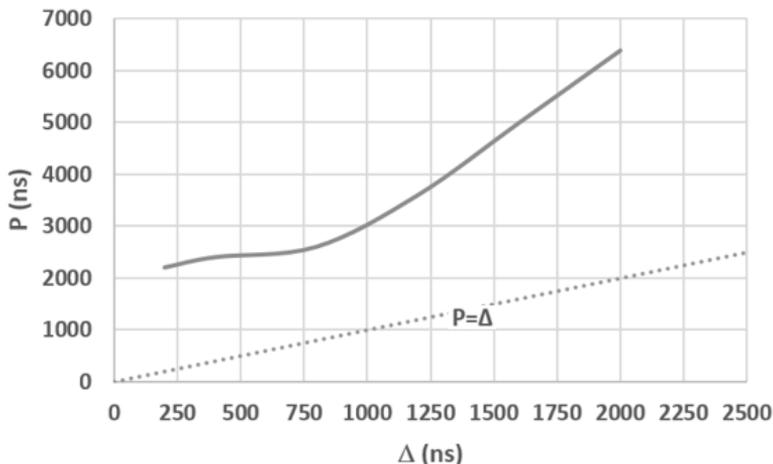


Figura 2.14: Legame tra durata dell'impulso  $\Delta$  e durata dell'oscillazione eccitata  $P$ .

utile in quanto permette di selezionare la durata dell'impulso per la generazione di ultrasuoni con una specifica frequenza centrale (ad esempio in caso di ispezione con sonda a banda stretta). La correlazione di Figura 2.14 è tra l'altro in linea con quanto illustrato in Figura 2.15 per la sequenza T, estrapolata dalla Figura 2.10.

Come riportato nella Sezione 1.2.3, l'impiego di impulsi multipli è radicato nella letteratura tecnica in quanto le tecniche di post-processamento permettono di incrementare  $S/N$ . Per questa ragione, si è studiata tramite FEM anche l'influenza di impulsi multipli sull'ampiezza delle oscillazioni. Impiegando tre impulsi con  $\Delta=800$  ns spazianti l'uno dall'altro di  $4\Delta$  (3200 ns) il risultato in termini di spostamenti longitudinali all'epicentro sono riportati in Figura 2.16; le frecce indicano i ToF per gli ultrasuoni eccitati da ciascun impulso. Da un confronto con la curva a  $\Delta=800$  ns di Figura 2.12 risulta evidente come non vi sia un incremento nell'ampiezza dell'oscillazione (intorno a 0.06 pm). Ciò che varia significativamente è il contenuto in frequenza dell'oscillazione: la Figura 2.17 riporta i contenuti in frequenza dello spostamento, da cui si evince una maggior concentrazione della banda intorno a 300 kHz rispetto a quanto riportato in Figura 2.13. Impiegare impulsi multipli ha quindi un effetto benefico in termini di concentrazione della banda; tuttavia, a causa dell'elevato onere computazionale legato alla soluzione del problema, risulta complicato analizzare l'influenza di un numero elevato di impulsi sull'ampiezza del segnale (la cui  $\Delta$  può essere tra l'altro modificata a piacimento): la sperimentazione descritta nella Sezione seguente ha il compito di entrare nel merito di tale possibilità.

## 2.2.2 Test sperimentali sui parametri di rilievo

La campagna di test è stata svolta per caratterizzare completamente le onde di tipo L sulla base delle informazioni derivanti dall'analisi FEM, in termini di  $S/N$  al variare dei parametri numero di impulsi  $N_{imp}$  e durata dei bassi nel segnale TTL (distanza tra gli impulsi,  $d_{imp}$ ); quest'ultimo è da intendersi come valore medio, in quanto dalla definizione di sequenza T discende che la durata dei bassi è casuale. Inoltre, a livello sperimentale è possibile indagare l'influenza di  $N_{ave}$ , in quanto ne

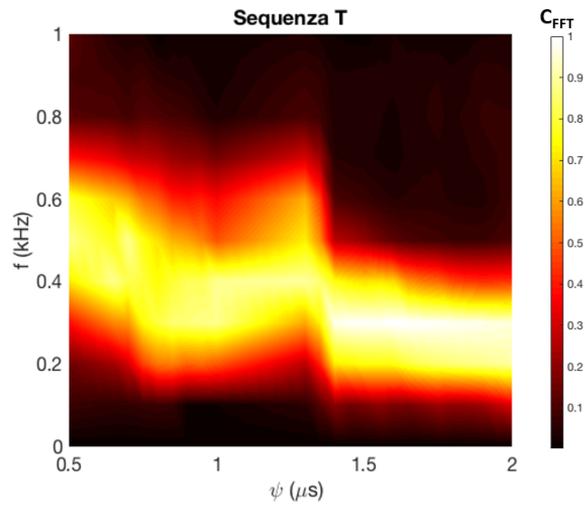


Figura 2.15: Andamento della frequenza ultrasonora al variare di  $\delta$  (estrapolata dalla Figura 2.10).

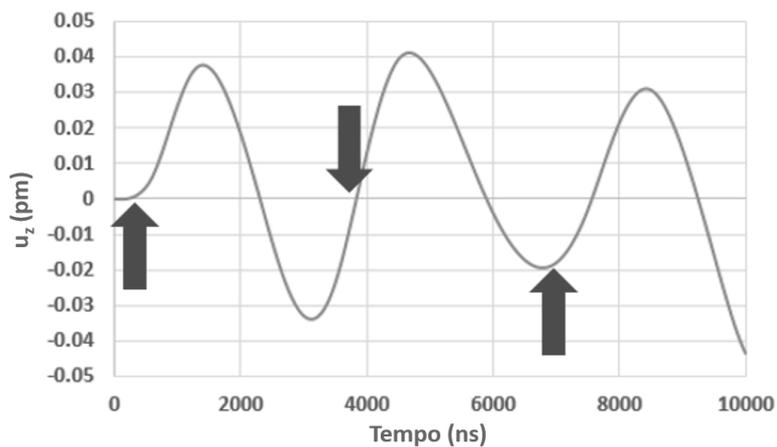


Figura 2.16: Eccitazione dovuta a tre impulsi da 800 ns, equispaziati di 3200 ns.

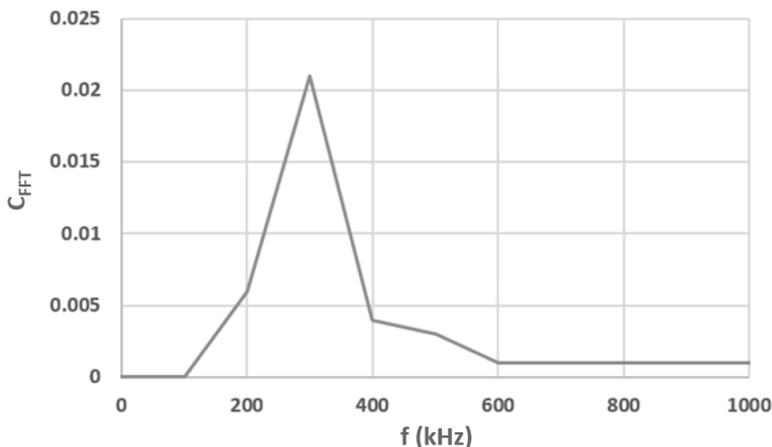


Figura 2.17: Spettro del segnale in Figura 2.16.

può esistere un valore che non permette la rilevazione dell'ultrasuono anche dopo l'applicazione della cross-correlazione. Per quanto riguarda  $\delta$ , la sua influenza su  $S/N$  è già stata investigata e riportata in Figura 2.9.

### Influenza del numero d'impulsi $N_{imp}$

Come dimostrato nella precedente Sezione, l'impiego di impulsi multipli risulta vantaggioso soprattutto per la concentrazione della banda ultrasonora più che per l'ampiezza delle oscillazioni (decimi di pm). Ciò che la sperimentazione può aggiungere alle simulazioni riguarda l'effetto di un elevato numero di impulsi sul  $S/N$ : per tale motivo si indaga l'andamento del  $S/N$  per un numero di impulsi variabile tra 100 e 2800 (massimo permesso dal generatore di funzioni), impostando un valore di  $\delta=800$  ns e  $d_{imp}=2400$  ns. In Figura 2.18 si evidenzia come l'incremento di  $N_{imp}$  comporti solo un parziale incremento nel  $S/N$ : ciò è da ricondursi ad una equivalenza concettuale tra processi di cross-correlazione e di applicazione di medie d'insieme [10], tanto più spiccata quanto maggiore è il valore a  $\tau=0$  dell'auto-correlazione per la sequenza in *input* impiegata (a sua volta proporzionale al numero di impulsi impiegato). Un elevato numero di impulsi non concorre dunque ad una concentrazione significativa della banda, come succede invece nel passaggio da  $N_{imp}=1$  a  $N_{imp}=3$ .

### Influenza della durata dei bassi nel TTL $d_{imp}$

Per investigare l'influenza del parametro  $d_{imp}$ , si impostano valori fissi di  $N_{imp}$  (2000 impulsi) e di  $\delta$  (800 ns); la Figura 2.19 illustra l'andamento del  $S/N$  al variare di  $d_{imp}$  tra  $2 \mu s$  e  $22 \mu s$ . Si evidenzia un minimo relativo per  $d_{imp}=6 \mu s$ : tale fenomeno potrebbe essere riconducibile ad un'interferenza (fase opposta) tra le onde ultrasonore generate e quelle riflesse all'epicentro; tale ipotesi viene confermata dalla posizione dei minimi successivi della funzione, multipli di  $6 \mu s$  e corrispondenti ad un'interferenza con echi. La Figura 2.19 suggerisce quindi l'impiego di valori ridotti di  $d_{imp}$ , per i quali  $S/N$  è maggiore poichè non si osservano fenomeni di interferenza distruttiva. Non esiste un *trend* ben delineato per  $S/N$ ,

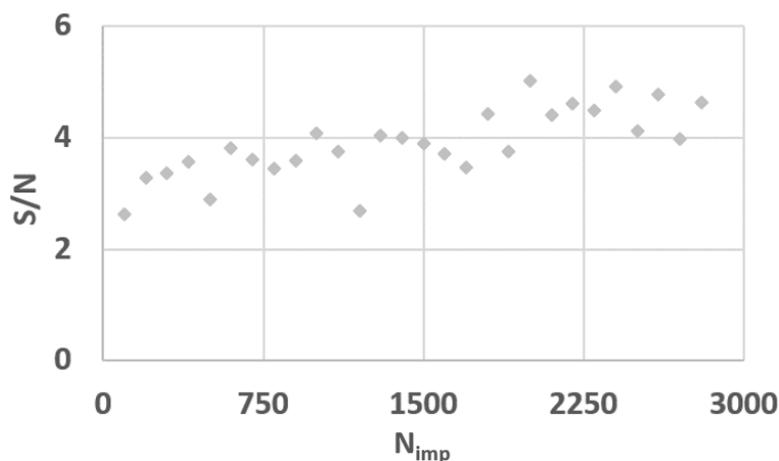


Figura 2.18:  $S/N$  al variare del numero di impulsi.

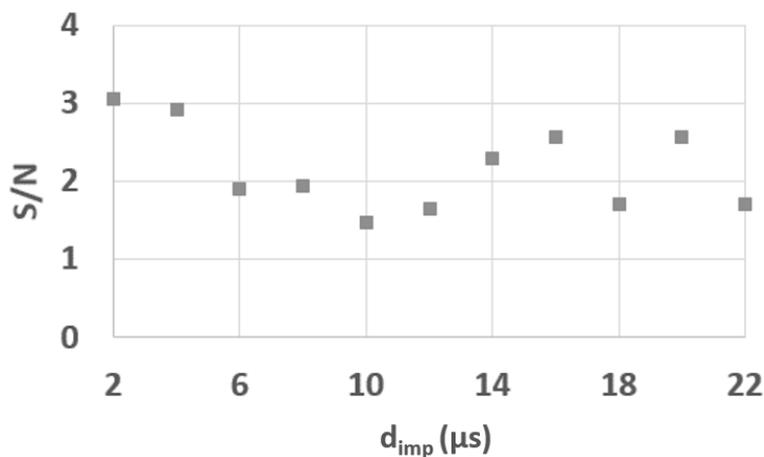


Figura 2.19:  $S/N$  al variare della durata dei bassi nel TTL.

richiedendo dunque un'ottimizzazione puntuale in caso se ne voglia massimizzare il valore.

### Influenza del numero di medie d'insieme applicate $N_{ave}$ .

$N_{ave}$  ha rilevanza assoluta nelle indagini sperimentali, poichè questo parametro influenza in maniera sostanziale il rumore casuale contenuto nel segnale (mentre un contributo stazionario come quello ultrasonoro viene enfatizzato). I segnali riportati nelle Figure 2.15, 2.18 - 2.19 sono stati ottenuti utilizzando  $N_{ave}=512$ ; tuttavia, l'influenza vera e propria di  $N_{ave}$  sul  $S/N$  è riportata in Figura 2.20: come direttamente desumibile, non impiegare medie comporta l'impossibilità di evidenziare l'ultrasuono anche attraverso cross-correlazione ( $S/N=1$ ). D'altro canto, applicare un numero di medie pari o superiore a due permette di rilevare l'ultrasuono; per valori superiori a  $N_{ave}=64$  si osserva tendenza alla saturazione, con un *plateau* a  $S/N=5$ . Utilizzare valori di  $N_{ave}=128$  risulterebbe dunque sufficiente a permet-

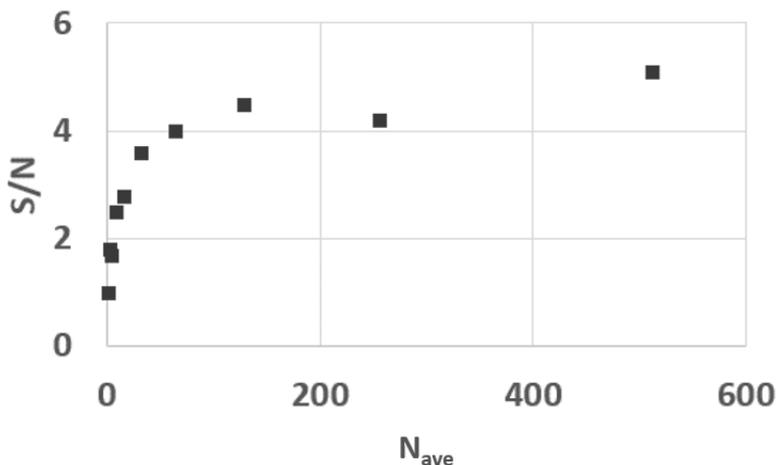


Figura 2.20:  $S/N$  al variare del numero di medie d'insieme applicate.

tere una rilevazione efficace dell'ultrasuono, con tempo d'acquisizione pari a  $1/4$  rispetto all'impiego di  $N_{ave}=512$ .

## 2.3 Riepilogo dei risultati ottenuti e rilevanza per il prosieguo

L'indagine condotta sui provini ha mostrato come non vi sia la necessità di impiegare sequenze dall'elevatissima casualità per evidenziare il propagarsi di onde longitudinali in provini, quanto piuttosto sequenze costituite da impulsi di medesima durata  $\delta$  (sequenza T); di contro, l'applicazione della cross-correlazione risulta necessaria in caso si impieghi una sorgente a bassissima potenza, poichè le ampiezze delle oscillazioni risultano estremamente contenute (come rilevato in letteratura [10] e desunto dall'indagine FEM). La campagna suggerisce come il numero di impulsi e la durata dei bassi nel TTL non influenzino in maniera rilevante  $S/N$ , che risulta invece dipendente dal numero di medie d'insieme applicate all'atto dell'acquisizione. In termini di frequenze, è stato evidenziato uno spettro in ampiezza la cui frequenza centrale tende a diminuire simil-linearmente all'aumentare della durata degli impulsi  $\delta$ : ciò permette, all'atto di un'ispezione tramite onde L e sonde a banda stretta, di massimizzare il  $S/N$  impostando il valore appropriato di  $\delta$ , eccitando così onde ultrasonore la cui banda in frequenza risulta compatibile con quella della ricevente. Nel Capitolo 3, una parte delle indagini fin qui descritte vengono applicate per la rilevazione di onde superficiali di Rayleigh (onde R): queste ultime risultano di maggior interesse per l'ispezione di componenti le cui criticità si manifestano sulla superficie; la sperimentazione associata permette inoltre di evidenziare analogie e differenze tra le due tipologie di onde in caso di eccitazione tramite diodo laser.

## Capitolo 3

# Sperimentazione con onde superficiali su provini

Le onde di tipo superficiale sono profondamente differenti da quelle che propagano nel materiale, descritte nel Capitolo 2. Innanzitutto, il moto coinvolge particelle sulla sola superficie del componente meccanico e le onde possiedono velocità inferiore alle onde L (2700 m/s contro 5700 m/s per acciai comuni); conseguentemente, a parità di frequenza, la lunghezza d'onda  $\lambda$  delle onde superficiali è più che doppia rispetto a quella per onde L. Ciò si traduce in due principali conseguenze:

- la dimensione del difetto minimo rilevabile tramite onde R (approssimativamente uguale a  $\lambda$ ) è maggiore di quella per le onde L;
- la dissipazione causata dall'interazione col bordo grano del materiale è ridotta (il tragitto percorso dall'onda è lungo, complice il ridotto volume di materiale coinvolto dal fronte d'onda).

Vi sono dunque due differenti fattori antitetici da tenere in considerazione in un'ispezione facente impiego di onde superficiali, ovvero la dimensione del difetto da rilevarsi nonchè la distanza da coprire nell'ispezione. Quest'ultimo fattore è di estrema rilevanza poichè in componenti dal forte sviluppo assiale (come l'assile ferroviario, di lunghezza circa pari a 2 m), la percorrenza di un lungo tragitto da parte delle onde permette di ispezionare velocemente il componente stesso.

A causa delle evidenti differenze elencate tra onde di *bulk* e superficiali, nel presente Capitolo si descrive una sperimentazione condotta per la caratterizzazione delle sole onde superficiali di Rayleigh generate da diodo laser; le onde di Lamb - anch'esse superficiali, propaganti nei componenti a spessore sottile e ampiamente trattate nella letteratura (si veda la Sezione 1.2.3) - non risultano infatti d'interesse per l'ispezione di componenti massicci come gli assili ferroviari. Sulla base dei risultati ottenuti tramite test su provini, l'indagine permette di comprendere al meglio le potenzialità del diodo nella generazione di onde superficiali per pilotare la successiva sperimentazione sugli assili ferroviari; i risultati dettagliati di cui si discute sono raccolti in una pubblicazione dell'autore [19].

Il layout sperimentale, visibile in Figura 3.1, consta di:

- il diodo laser CW modulabile TOPTICA iBeam Smart 640 S descritto nel Capitolo 2;

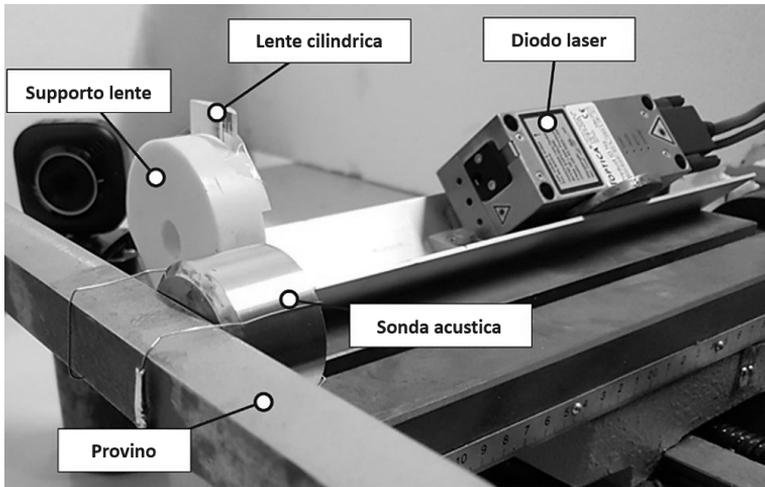


Figura 3.1: Apparato sperimentale per l'eccitazione e la rilevazione di onde superficiali.

- una lente cilindrica in grado di rendere direzionale il fronte d'onda [20], avente lunghezza focale di 50 mm e riflettività pari a 0.5% e asse di simmetria orientato verticalmente;
- un provino di acciaio a sezione quadrata di dimensioni 20x20x295 mm, incastrato ad una estremità;
- la sonda acustica Brüel-Kjaer a larga banda (da 100 kHz a 1 MHz) descritta nel Capitolo 2, applicata sulla superficie del provino irradiata dal laser.

La sorgente irradia il provino approssimativamente al centro dell'area utile di indagine, al fine di minimizzare gli effetti di bordo. Il *beam waist* ottenibile attraverso la focalizzazione del laser è stato misurato attraverso un sensore CMOS, determinando un asse minore di 30  $\mu\text{m}$ . L'asse maggiore è uguale a quello disponibile all'uscita del diodo (1 mm). La densità di potenza così raggiunta è pari a 0.5  $\text{kW}/\text{cm}^2$ , inferiore di vari ordini di grandezza alla soglia ablativa dell'acciaio [2]. Per investigare l'influenza dei numerosi parametri in gioco sul  $S/N$ , si è preliminarmente impostato un *Design Of Experiment* (DOE) attraverso il software Minitab<sup>®</sup> 17; sulla base della significatività statistica dei singoli parametri, è stato possibile comprendere in maniera preliminare come i parametri e le mutue interazioni contribuiscano al  $S/N$  pur riferendosi ad un numero ridotto di prove.

### 3.1 DOE

A partire dai risultati ottenuti in merito alle onde L (Capitolo 2), si è indagata l'influenza dei medesimi parametri analizzati. I parametri consistono in  $\delta$ ,  $N_{imp}$ ,  $d_{imp}$ ,  $N_{ave}$ ; due parametri aggiuntivi sono stati inseriti nel DOE: la distanza  $D$  tra sorgente e ricevitore e la casualità  $S$  della sequenza (distanza tra impulsi casuale o fissa). Il DOE è costituito da un design fattoriale a sei parametri, con risoluzione di quarto ordine: le 16 prove necessarie a compiere lo *screening* sono state ripetute in 3 repliche con distribuzione casuale, per evidenziare eventuali variazioni nel  $S/N$

causate dalla variabile tempo. Considerando tutti i parametri nonché le possibili interazioni di primo, secondo e terzo ordine, si evidenzia un valore di  $R^2$  (*adjusted*, cioè pesato sul numero di parametri impiegati per il *fitting*) pari a 0.37; tale valore è lontano dalla soglia di sufficienza per il *fitting*, tipicamente considerata pari a 0.60. Tutti i termini di secondo e terzo grado risultano debolmente correlati al  $S/N$ , con un *p-value* non solo superiore a 0.05 (soglia di significatività statistica), ma anche a 0.10 (soglia di debole significatività statistica); per tale ragione si sono esclusi tali termini dall'analisi, limitando l'attenzione ai soli termini di primo grado i cui *p-value* sono riassunti in Tabella 3.1. Appare evidente come l'influenza di  $N_{imp}$  e  $d_{imp}$  sul  $S/N$  sia statisticamente non significativa (*p-value* > 0.1). Ciò risulta in linea con quanto emerso dall'analisi per le onde L, dove questi due parametri influenzano in maniera limitata il  $S/N$  (Sezione 2.2.2). Eliminando dall'analisi fattoriale anche questi due parametri, si perviene ad una significatività di tutti i termini di primo grado, con  $R^2$  *adjusted* per il modello pari a 0.57 (al limite dell'accettabilità di 0.6). Non è dunque possibile scindere i contributi dei singoli parametri sul  $S/N$  (sovrapposizione degli effetti) ed investigarne separatamente l'influenza. Per tale motivo, la successiva indagine mira alla caratterizzazione dell'US variando al contempo i parametri risultati significativi, considerando così intrinsecamente interazioni tra gli stessi.

Tabella 3.1: Parametri impiegati nel DOE e *p-value* associati (“\*” indica la significatività statistica del parametro).

Parametri	p-value
$\delta$	0.034*
$N_{imp}$	0.561
$d_{imp}$	0.209
$N_{ave}$	0.000*
D	0.004*
S	0.009*

## 3.2 Influenza dei parametri sulla rilevabilità dell'ultrasuono di Rayleigh

In seguito allo *screening* dei parametri influenti nell'analisi, è stato impostato uno studio composto da 147 acquisizioni mirato a determinare come tali parametri intervengano sul  $S/N$  e, secondariamente, sulle frequenze ultrasonore. In particolare, il campo di indagine per i parametri  $\delta$  e  $D$  è stato suddiviso in 7 valori ciascuno, mentre per  $N_{ave}$  esso è stato diviso in valori basso-medio-alto. I segnali in input coinvolti sono rappresentati da soli segnali random, poiché una forte influenza di  $S$  sul  $S/N$  risulta coerente con la definizione stessa di  $S/N$ . La casualità della sequenza è infatti strumentale all'ottenimento di un singolo picco nella cross-correlazione; se la casualità viene a mancare (come nell'esempio di Figura 3.2), il picco ultrasonoro viene a ripetersi ad ogni ripetizione dell'impulso, rendendo indistinguibile il contributo del rumore da quello dell'US. In caso sia interessante l'individuazione della sola presenza dell'US piuttosto che la massimizzazione di  $S/N$  (presenza o meno di una cricca), è possibile fare riferimento all'ampiezza della cross-correlazione ed il numero di picchi diventa non rilevante.

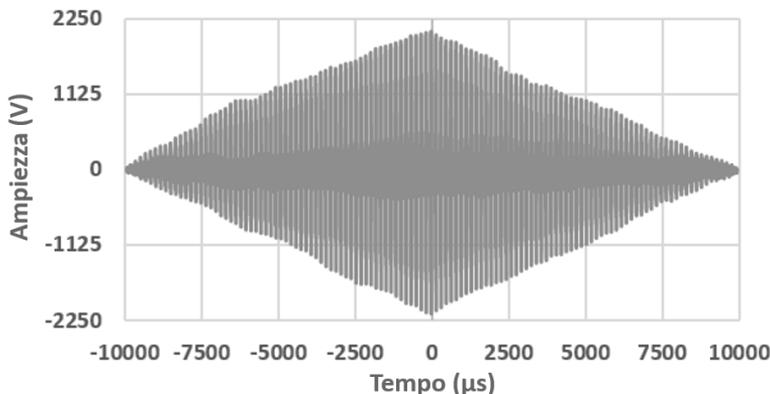


Figura 3.2: Esempio di cross-correlazione in cui l'*input* non possiede casualità in termini di distanza tra impulsi.

Poiché  $S/N$  dipende dalla porzione di banda del segnale compresa nella banda del ricevitore, esso è funzione della frequenza ultrasonora eccitata stessa: le variabili dipendenti  $S/N$  e frequenza ultrasonora  $f$  devono essere quindi studiate singolarmente per evidenziare le caratteristiche globali dell'US.

### 3.2.1 Influenza su $S/N$

In Figura 3.3 si riportano i risultati relativi alla variazione di  $S/N$  in funzione dei parametri  $\delta$ ,  $D$  e  $N_{ave}$  (ritenuti statisticamente significativi in conseguenza del DOE). Come prevedibile, un numero elevato di medie permette non solo di incrementare il massimo  $S/N$  ottenibile, ma anche amplificare in maniera evidente l'area utile (corrispondente a  $S/N > 1$ ). Nonostante l'utilizzo del valore massimo di  $N_{ave}$  sia preferibile in termini di  $S/N$ , il tempo necessario all'ispezione incrementa proporzionalmente: all'atto dell'ispezione, entrambi questi fattori devono essere tenuti in considerazione. Risulta evidente come l'US si confonda col rumore per  $D$  e  $\delta$  elevati: una distanza sorgente-ricevitore di 30-60 mm risulta compatibile con un  $S/N > 1$  per  $N_{ave} \leq 128$ . In generale, seppur un incremento di  $\delta$  risulti compatibile con una diminuzione del  $S/N$ , quest'ultimo rimane nel complesso elevato a causa di una combinazione di effetti nel dominio della frequenza (come evidenziato dalla prossima Sezione). Da un confronto con le Figure 2.18-2.20 emerge un valore di  $S/N$  minore rispetto al caso di onde L, da imputarsi alla minore densità di potenza causata dalla focalizzazione tramite lente cilindrica; nonostante la maggior direzionalità del fronte d'onda, dunque, la densità di potenza risulta avere preponderanza sulla rilevabilità degli US eccitati.

### 3.2.2 Influenza su $f$

Lo studio nel dominio della frequenza ha coinvolto la porzione isolata di cross-correlazione comprendente l'US. In Figura 3.4 si riportano i contenuti in frequenza al variare dei parametri in ingresso: sono riportati i grafici per  $D$  pari a 30 mm e 70 mm, per  $N_{ave}$  pari a 8 e 512. I coefficienti della trasformata di Fourier ( $C_{FFT}$ ) riportati sono stati scalati rispetto ai massimi delle rispettive acquisizioni a  $\delta$  costante, poiché aventi contributi energetici differenti distribuiti su un *range* ampio

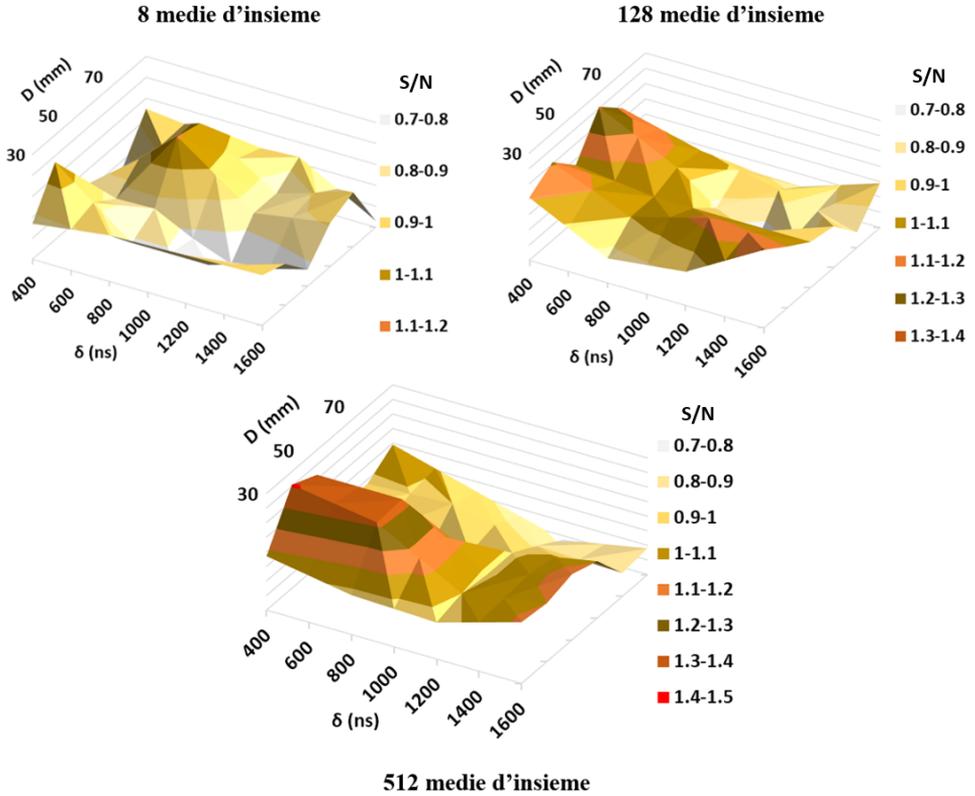


Figura 3.3:  $S/N$  in funzione dei parametri ritenuti influenti tramite DOE.

di frequenze.  $S/N$  fornisce informazioni complementari sull'energia ultrasonora contenuta nel segnale.

Per quanto riguarda il parametro  $D$ , è possibile evidenziare come un suo incremento corrisponda ad una perdita generale di definizione nelle componenti frequenziali (forte dispersione nei coefficienti). A bassi valori di  $D$ , un valore ridotto di  $N_{ave}$  è comunque sufficiente ad evidenziare un comportamento definito: le frequenze dell'US tendono a decrescere in maniera approssimativamente lineare, con una banda piuttosto larga a bassi  $\delta$ .

### 3.3 Discussione dei risultati inerenti alle onde R e rilevanza nel contesto

In base a quanto mostrato nelle Figure 3.3-3.4, un valore elevato di  $N_{ave}$  risulta fondamentale per l'individuazione non ambigua di un picco ultrasonoro (elevato  $S/N$ ). D'altro canto, in termini frequenziali il comportamento risulta comunque sufficientemente delineato anche per  $N_{ave}=8$  (seppur  $S/N$  sia inferiore all'unità per taluni valori di  $\delta$ ). Un numero di medie pari a 128 risulta dunque il miglior compromesso tra qualità dell'acquisizione e tempo necessario all'ispezione.

Nel complesso, il valore di  $S/N$  deriva da due fattori distinti che si combinano nel parametro  $\delta$ . Se  $\delta$  è elevato, la larghezza di banda risulta minore e l'energia

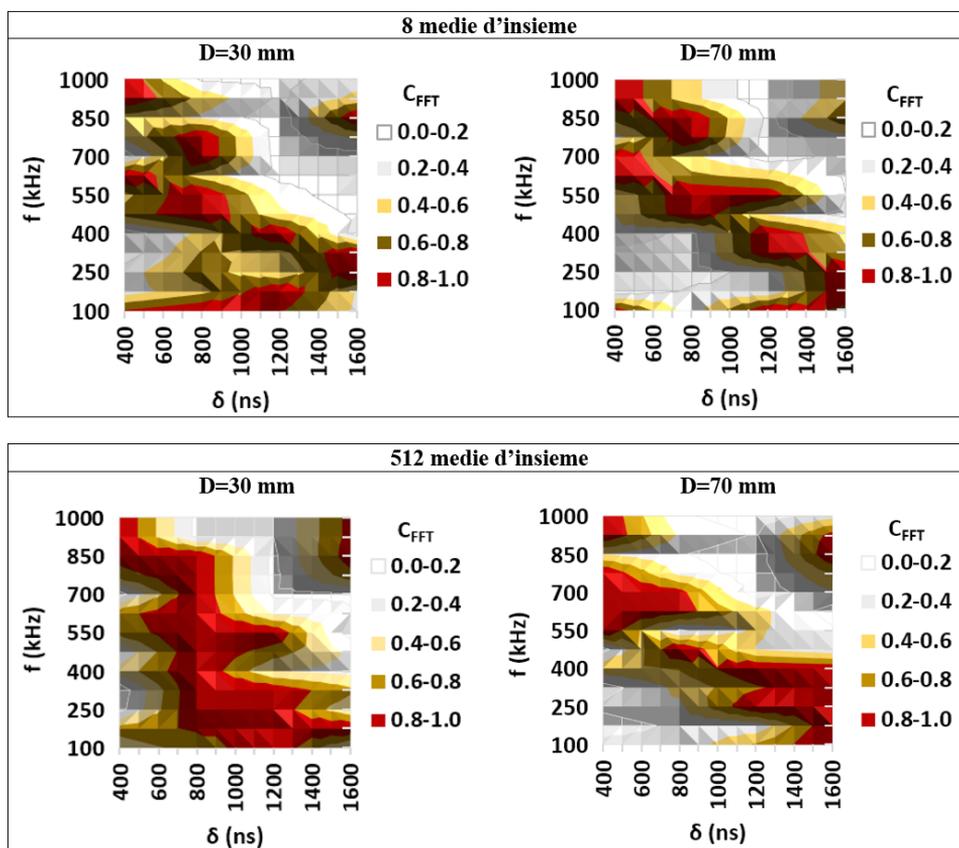


Figura 3.4: Contenuto in frequenza al variare dei parametri ritenuti influenti tramite DOE.

viene concentrata in un *range* ridotto di frequenze, mentre la frequenza centrale dell'US tende a non essere più contenuta all'interno della banda della sonda ricevente stessa (Figura 3.4); di contro, un valore ridotto di  $\delta$  non produce un segnale ultrasonoro apprezzabile in termini di ampiezza, ma la banda risulta più ampia. I due effetti si compensano fino a circa 800 ns; per il *range* di variabilità esaminato e lo specifico sistema di acquisizione impiegato, è nel complesso preferibile l'utilizzo di un impulso di breve durata (maggiore  $S/N$ ). Se nell'indagine si vogliono impiegare US a frequenze all'esterno del *range* identificato, è necessario utilizzare  $\delta$  e ricevitori differenti.

Dall'analisi nel dominio della frequenza emerge la possibilità di selezionare un valore di  $\delta$  da impiegarsi per ottenere US a banda più o meno stretta intorno ad una frequenza centrale di interesse (andamento simil-lineare, come rappresentato in Figura 3.4 per 512 medie d'insieme e  $D=30$  mm), per sintonizzare caratteristiche del fronte d'onda e specifiche tecniche del ricevitore. Quanto vale per le onde R è direttamente correlabile con quanto evidenziato nel caso di onde L (Figura 2.15): vi è infatti una tendenza alla linearità al variare di  $\delta$  anche per la frequenza centrale di onde R, seppur essa risulti superiore al caso delle onde L e la banda complessivamente più larga (ma che si restringe all'aumentare di  $\delta$ ). Indipendentemente dal tipo di onda considerata, dunque, elevati  $\delta$  sono preferibili in ispezioni



Figura 3.5: Diodo NICHIA NUBM44 da 5 W.

tramite sonde piezoelettriche (banda stretta); valori inferiori possono invece essere adottati per far rientrare totalmente la banda dell'US in quella di sonde acustiche od interferometri (banda larga).

Per quanto concerne il parametro  $D$ , l'indagine ha dimostrato come l'US sia totalmente confuso col rumore ( $S/N < 1$ ) al limite superiore del campo di interesse (80 mm). Tale fenomeno rappresenta una forte limitazione per un apparato di *testing* non distruttivo di componenti ad elevato sviluppo assiale come gli assili, in quanto ciò implicherebbe un tempo di ispezione elevato. Per tale ragione, un aumento nella potenza utilizzata sarebbe auspicabile ai fini dell'ispezione su assili. Per migliorare la rilevabilità degli ultrasuoni superficiali si è dunque optato per cambiare sorgente, passando da un diodo da 0.15 W ad uno a potenza più di 30 volte superiore (5 W). Di quest'ultimo diodo sono state verificate le caratteristiche dichiarate dal produttore; attorno al nuovo diodo è stata inoltre imbastita una nuova campagna di prove sperimentali, atta a verificare l'incremento nelle *performance* ottenuto con la modifica della sorgente.

### 3.3.1 Caratteristiche del diodo laser da 5 W

Le caratteristiche dichiarate dal produttore del diodo NICHIA NUBM44, visibile in Figura sono le seguenti:

- modulazione digitale fino a 250 kHz;
- lunghezza d'onda pari a 445 nm;
- potenza di uscita continua pari a 5.5 W prima della focalizzazione tramite lente cilindrica (incorporata e a fuoco regolabile);
- dimensione maggiore e minore dello *spot* rispettivamente pari a 0.35 e 0.15 mm ad una distanza di focalizzazione di 100 mm.

L'impiego di un fotodiodo ha permesso di misurare un *beam waist* (area minima del fascio) di  $430 \times 90 \mu\text{m}$ , nonchè una potenza effettiva in uscita dalla lente di 5 W (compatibile con le caratteristiche tecniche dichiarate); la densità di potenza raggiunge quindi il valore di  $12.9 \text{ kW/cm}^2$ .

Poichè i diodi da 0.15 W e da 5 W differiscono in maniera sostanziale in termini di frequenza massima di modulazione (250 MHz contro 250 kHz), è stato necessario

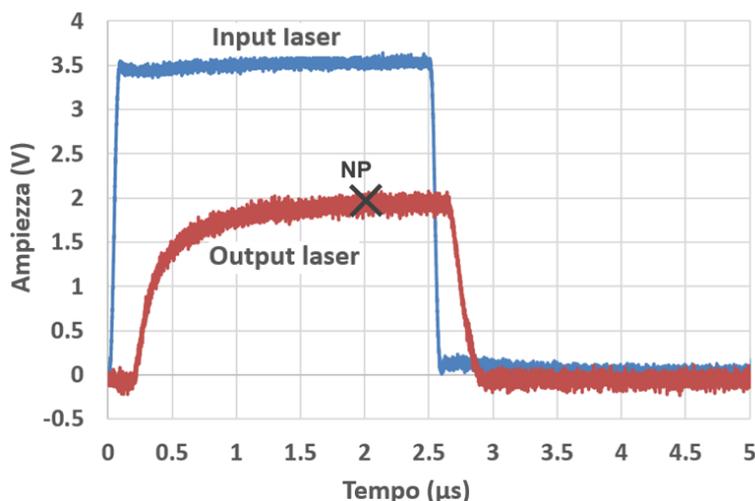


Figura 3.6: Eccitazione (“*input laser*”) e conseguente profilo di potenza (“*output laser*”) del diodo laser da 5 W; NP (“*nominal power*”) rappresenta il tempo necessario al diodo per raggiungere la potenza di progetto.

misurare il profilo di potenza in uscita dal laser per comprendere la durata minima degli impulsi generabile tramite il diodo da 5 W; se quest’ultimo non accettasse in ingresso impulsi brevi, non sarebbe infatti possibile associare a questa nuova sorgente i risultati precedentemente illustrati, comportando la necessità di ulteriori prove caratterizzate da maggiori  $\delta$ . Come visibile in Figura 3.6, a partire dall’istante 0 corrispondente all’eccitazione tramite impulso (“*input laser*”) il diodo impiega circa 2  $\mu\text{s}$  per raggiungere la potenza nominale (*nominal power*, NP), di cui 0.2  $\mu\text{s}$  sono rappresentati dal tempo di risposta del circuito. Seppur sia possibile impiegare impulsi di durata, ad esempio, pari a 1  $\mu\text{s}$ , la potenza in uscita corrisponderebbe al 90% di quella nominale (oltre che un *off-design* per il diodo, preferibilmente da evitarsi); per tale ragione, si è impostata una campagna sperimentale con valori di  $\delta$  maggiori o uguali a 2  $\mu\text{s}$  per ottimizzare l’eccitazione di US tramite il nuovo diodo.

### 3.3.2 Indagine sulle potenzialità del diodo da 5 W

Le prove svolte con il diodo da 5 W, atte ad evidenziarne le potenzialità in termini di generazione US rispetto al diodo da 0.15 W, hanno riguardato sia la generazione di onde L che di onde R. Per brevità, si omettono i dettagli per concentrarsi sulle osservazioni di maggior rilievo; come visibile dalla Figura 3.7, gli US di tipo R eccitati da impulsi multipli (512) risultano di ampiezza elevata: non vi è dunque, col diodo laser da 5 W, la necessità di impiegare tecniche di processamento del segnale come la cross-correlazione per evidenziare la presenza del fronte d’onda. Di conseguenza,  $S/N$  può essere definito sulla base dell’Equazione 2.1 come rapporto tra l’ampiezza della porzione di segnale interessata dall’US e l’ampiezza della porzione ad essa complementare (rumore, se non vi sono riflessioni), formulazione maggiormente diretta rispetto a quella impiegata finora basata sulla cross-correlazione; nel caso di Figura 3.7,  $S/N$  è dunque pari a 3 (24 mV di US contro 8 mV di rumore con 32 medie d’insieme). Analoghi risultati sono ottenuti nel caso di onde L.

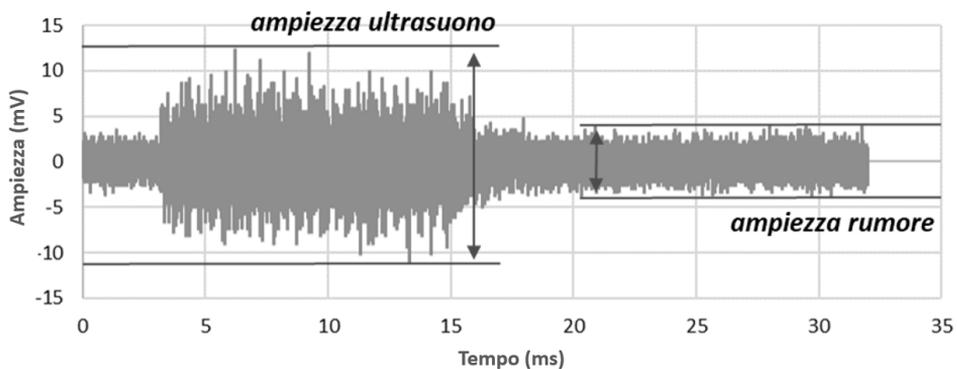


Figura 3.7: Onde superficiali eccitate dal diodo da 5 W.

A conclusione di queste indagini, è possibile affermare come l'aumento della potenza del diodo abbia permesso di incrementare le capacità di rilevazione degli US in maniera sostanziale. È a questo punto possibile utilizzare il nuovo apparato per investigare la rilevabilità degli US eccitati sugli assili, al fine di condurvi ispezioni efficaci.



## Capitolo 4

# Rilevazione a contatto di onde superficiali su assili

L'ispezione su componenti meccanici è associata ad indubbie difficoltà rispetto ad indagini condotte su provini: le complessità geometriche dei componenti (quali spigoli vivi, raggi di raccordo, etc.) rappresentano, per il fronte d'onda, discontinuità vere e proprie come le cricche; ciò si traduce in modifiche alle caratteristiche dell'US, sia in termini di ampiezza che di frequenza, nonché di tipologia (onde superficiali che propagano su raccordi possono disperdere energia sottoforma di onda trasversale). Limitando l'attenzione all'assile ferroviario, le principali discontinuità geometriche sono rappresentate dai raggi di raccordo; in Figura 4.1 è riportato il modello CAD dell'assile oggetto della sperimentazione in laboratorio.

Differentemente dall'assile di Figura 4.1, sugli assili in opera sono calettate le ruote, rappresentanti a loro volta discontinuità per le onde che propagano nel mezzo: il calettamento a caldo induce dei forti stati tensionali localizzati nell'area interessata, traducendosi in una riduzione della velocità dell'US; il presente lavoro è tuttavia mirato allo studio preliminare della fattibilità dell'ispezione tramite diodi, e non considera la presenza di ruote calettate che complicherebbe significativamente la trattazione. Ulteriore elemento che distingue l'assile considerato rispetto agli assili in opera è l'assenza di un qualsivoglia rivestimento, necessario a limitare la corrosione ed incrementare la resistenza agli impatti (ad esempio, con detriti che si sollevano al passaggio del veicolo ferroviario). La presenza di tale strato protettivo ha conseguenze dirette sulla qualità dei segnali acquisiti, in quanto il rivestimento influenza l'assorbimento della radiazione da parte del componente (che

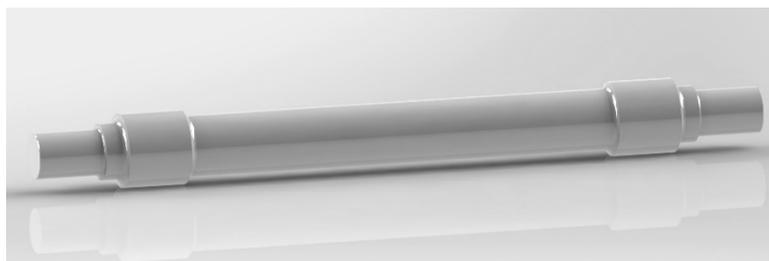


Figura 4.1: Modello CAD dell'assile oggetto della sperimentazione.



Figura 4.2: *Layout* di prova sull'assile.

può raggiungere il 100% in caso di vernice scura [2]). Tuttavia, nel rivestimento sono presenti additivi che incidono sulla propagazione degli ultrasuoni eccitati, rendendo necessaria la sverniciatura prima di poter operare procedure NDT tramite US tradizionali. Da tale punto di vista, campagne mirate dovranno essere condotte una volta messa a punto la tecnologia, al fine di determinare se l'impiego del diodo laser permetta di superare tale limitazione.

Il presente Capitolo è strutturato come segue: si indaga preliminarmente l'ampiezza degli US generati sull'assile, di modo da permettere il confronto coi segnali acquisiti in provini (Capitoli 2-3); in secondo luogo, si investigano le tipologie di onde generate sull'assile permettendo di discernere i vari contributi ultrasonori ed ottimizzare l'ispezione; successivamente, si riportano i risultati di una sperimentazione atta a derivare l'attenuazione sul segnale ultrasonoro attribuibile a cricche presenti sul corpo dell'assile; infine, si indaga la dissipazione dovuta ai numerosi raggi di raccordo presenti.

## 4.1 Analisi preliminare sulla qualità dei segnali acquisiti

Il *layout* sperimentale per le prove svolte è rappresentato in Figura 4.2; per la generazione e la ricezione degli US si sono impiegati rispettivamente il laser da 5 W descritto in Sezione 3.3.1 e la sonda utilizzata nelle sperimentazioni dei Capitoli 2-3. La distanza  $D$  tra sonda e punto d'incidenza del fascio sull'assile è misurata lungo la longitudinale del componente.

Per le indagini preliminari, a partire dai risultati ottenuti nella rilevazione di US in provini si è impiegato un numero di impulsi pari a 50, con durata uguale tra gli impulsi e spaziatura equa tra gli stessi; le sequenze in ingresso non sono dunque dotate di elevate caratteristiche di casualità, coerentemente con quanto riportato in Sezione 3.3.2. Il valore di  $\delta$  è stato fatto variare tra  $2 \mu\text{s}$  e  $12 \mu\text{s}$ , con risultati perlopiù comparabili: la Figura 4.3 riporta uno dei risultati sperimentali, in cui  $D=200 \text{ mm}$ ,  $\delta=7 \mu\text{s}$  e  $d_{imp}=7 \mu\text{s}$ . La parte superiore mostra il segnale in *input* descritto, mentre la parte inferiore riporta l'*output* acquisito.

Seppur il segnale risulti contraddistinto da  $S/N$  inferiore di quello nel caso di provini 3.7 (approssimativamente 2 contro 3), il segnale ultrasonoro risulta evidente

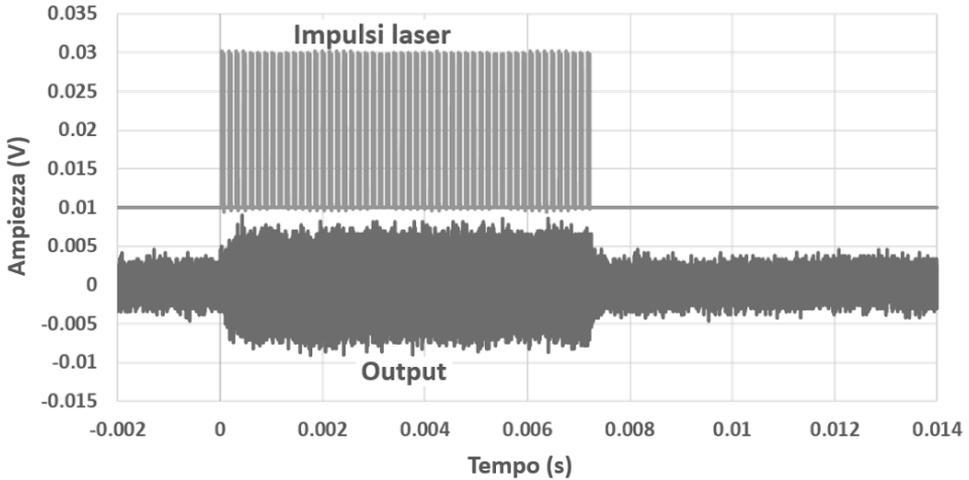


Figura 4.3: Insieme di impulsi in input al laser (sopra) e segnale acquisito in uscita (sotto).

anche nella rilevazione su assili applicando 32 medie d'insieme prima dell'acquisizione. Ciò agevola enormemente la sperimentazione, con la possibilità di evidenziare contributi ultrasonori senza processamento del segnale (come avveniva invece tramite cross-correlazione nel caso di US eccitati tramite diodo da 0.15 W). Il  $ToF$  è pari a  $90 \mu s$ ; dopo tale  $ToF$  l'ampiezza degli US tende a crescere durante i primi impulsi, per poi mantenersi costante dopo circa 5 impulsi: come riportato nella sperimentazione tramite onde L (Sezioni 2.2.1 e 2.2.2), si rileva un'influenza su  $S/N$  fino ad un certo valore limite nel numero di impulsi, superato il quale si perviene a saturazione.

La Figura 4.4 riporta l'andamento di  $S/N$  al variare della distanza  $D$  tra sorgente e ricevitore, con percorso ultrasonoro sul solo corpo dell'assile: come visibile,  $S/N$  decade linearmente con la distanza e l'attenuazione del segnale tra 60 mm e 400 mm è pari al 30% (compatibile con la letteratura). Tuttavia, il segnale rimane ben visibile anche per distanze di 1 m (intero corpo dell'assile), ma qui diventa auspicabile l'aumento del numero di medie d'insieme per rendere il  $S/N$  almeno pari a 2.

Per completare la trattazione, attraverso un DOE è stato inoltre possibile affrontare con approccio scientifico lo studio dell'influenza dei due parametri  $\delta$  (da  $2 \mu s$  a  $12 \mu s$ , con passo di  $2 \mu s$ ) e  $d_{imp}$  (da  $2 \mu s$  a  $12 \mu s$ , con passo di  $2 \mu s$ ) su  $S/N$  e  $f$ . Differentemente da quanto riportato in Sezione 3.1, tuttavia, un'analisi sull'influenza della casualità  $S$  non risulta necessaria (nessuna necessità di cross-correlazione); inoltre è noto da letteratura come  $S/N$  aumenti all'aumentare di  $N_{ave}$ , mentre come illustrato  $N_{imp}$  diventa ininfluente se elevato. L'influenza di  $D$  è stata invece analizzata separatamente, in quanto requisito fondamentale per permettere l'ispezione dell'assile.

Dalle 108 prove svolte (*design* fattoriale completo con 3 repliche) si perviene ai risultati riportati nella Tabelle 4.1-4.2. Risulta interessante rilevare come, differentemente dall'ispezione sui provini, il parametro  $\delta$  non abbia influenza significativa sulla frequenza centrale dell'ultrasuono  $f_0$ ; anche in conseguenza di ciò,  $\delta$  non influisce significativamente su  $S/N$ : poichè  $\delta$  non influenza  $f_0$ , la banda non

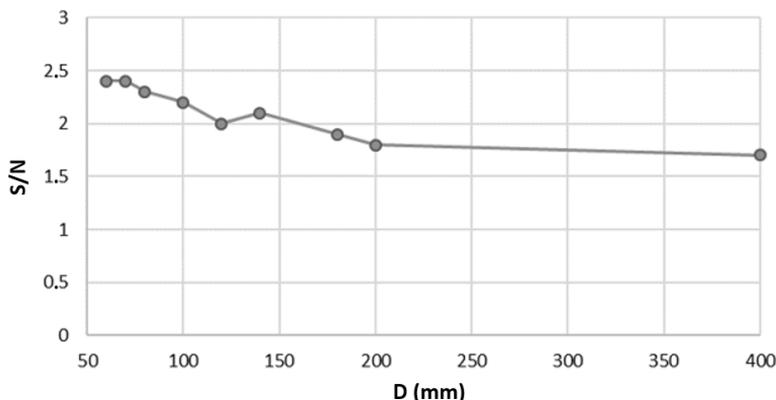


Figura 4.4: Andamento del  $S/N$  al variare della distanza sorgente-ricevitore per il segnale rappresentato in Figura 4.3.

viene concentrata intorno alla frequenza di risonanza della sonda (200 kHz, come desumibile dalla caratteristica della sonda di Figura 4.5) risultando nei medesimi valori di  $S/N$ . L'evidenza di questo fenomeno è illustrata in Figura 4.6, in cui si riporta la distribuzione delle frequenze centrali per i 108 segnali in uscita acquisiti. L'impiego di sequenze TTL in cui gli impulsi non sono spazati casualmente pare aver influenzato tale proprietà, probabilmente in virtù dell'assenza di casualità: la variabilità sulla distanza tra impulsi può infatti risulta nell'eccitazione di US di ultrasuoni dalle medesime caratteristiche ma dalla fase differente, determinando un'interferenza distruttiva tra gli stessi. A favore di tale ipotesi, è interessante notare come l'influenza di  $d_{imp}$  sia statisticamente significativa su  $S/N$ , diversamente da quanto rilevato nei Capitoli 2 e 3: in questo caso un valore elevato di  $d_{imp}$  (compatibile con valori massimi di  $S/N$ ) permette infatti la generazione di US solo ad esaurimento di oscillazioni precedenti, limitando il fenomeno dell'interferenza distruttiva. Nella restante sperimentazione tramite diodo da 5 W si fa dunque impiego di una sequenza non casuale, caratterizzata da  $\delta=2 \mu s$  e  $d_{imp}=12 \mu s$ .

Tabella 4.1: Parametri impiegati nel DOE su assili e p-value associati riguardanti  $S/N$  (“\*” indica la significatività statistica del parametro).

Parametri	p-value
$\delta$	0.471
$d_{imp}$	0.001*

Tabella 4.2: Parametri impiegati nel DOE su assili e p-value associati riguardanti  $f$  (“\*” indica la significatività statistica del parametro).

Parametri	p-value
$\delta$	0.546
$d_{imp}$	0.353

Nonostante si sia investigata la qualità del segnale ultrasonoro al variare di numerosi parametri, la sperimentazione condotta non permette di comprendere

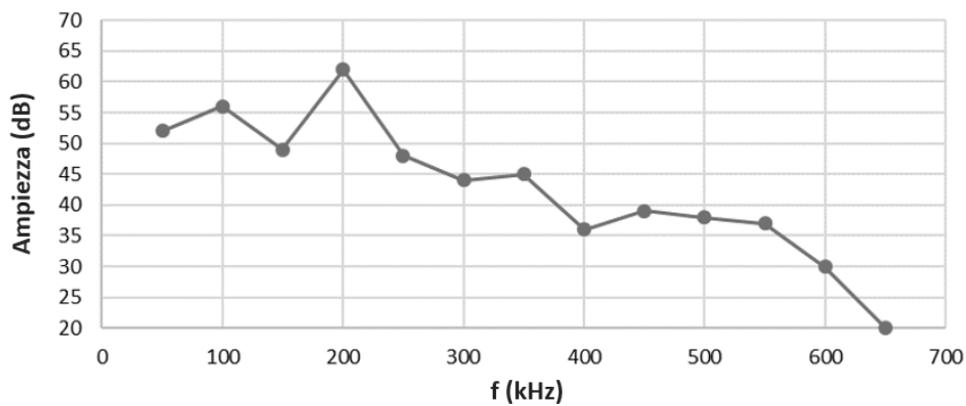


Figura 4.5: Caratteristica della sonda a contatto impiegata per le ispezioni.

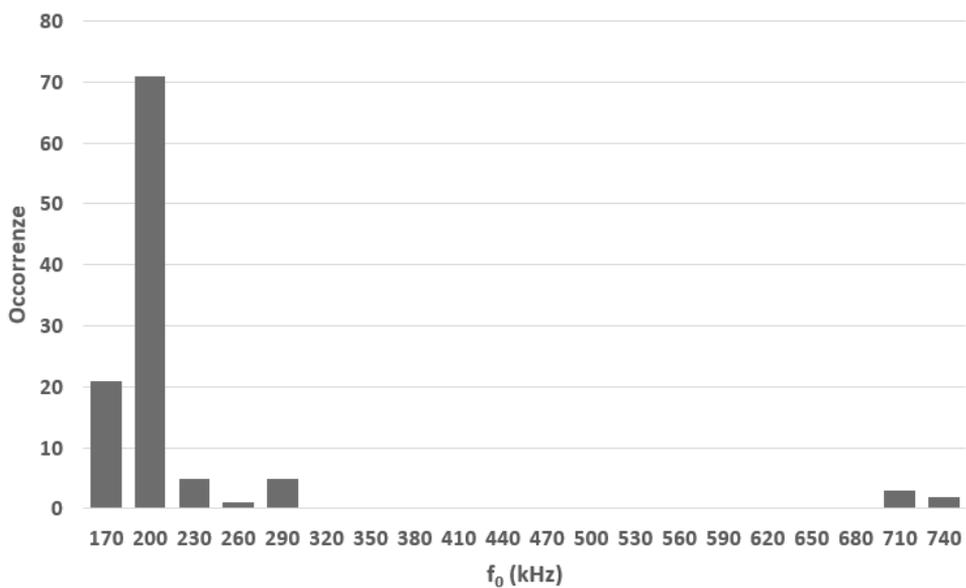


Figura 4.6: Istogramma delle frequenze centrali per i 108 segnali costituenti il DOE.

a quale tipologia di onde corrispondano gli US eccitati; di fatto, solo le onde di tipo superficiale risultano di interesse per la rilevazione di cricche sul perimetro dell'assile; la rilevazione di onde di *bulk* non risulterebbe di interesse in quanto, propagando all'interno del mezzo, potrebbero superare le cricche in superficie senza subire variazioni in termini di frequenza ed ampiezza. Risulta per questo motivo necessario comprendere se nel segnale acquisito vi siano contributi di tipo *bulk* che potrebbero inficiare sul processo di rilevazione delle cricche.

## 4.2 Rilevazione di cricche superficiali tramite onde R

Per illustrare quali possano essere i meccanismi di propagazione delle onde nel componente meccanico, si riporta la Figura 4.7 in cui è visualizzata bidimensionalmente (parte superiore) una porzione di assile interessata da radiazione laser. Il fronte d'onda propaga come una semisfera in tutte le direzioni; in una visualizzazione planare (sotto), ciò implica l'esistenza di un percorso diretto in cui il fronte d'onda si muove direttamente dal punto d'irradiazione al ricevitore. Nondimeno, vi sarà anche un percorso indiretto coperto da due tipi di onde:

- onde di *bulk*, che propagano all'interno del materiale e vengono riflesse all'interfaccia con l'aria;
- onde R, che propagano secondo traiettorie elicoidali sul perimetro dell'assile, a causa della sua assialsimmetria.

Identificare i differenti contributi risulta fondamentale per permettere l'identificazione delle cricche superficiali, che attenuano le sole onde R. Inoltre, l'evidenziazione è complicata dalla possibilità di rilevazione di onde riflesse dalle discontinuità geometriche dell'assile, come i raggi di raccordo o i bordi pezzo.

### 4.2.1 Disambiguazione sulla tipologia di onde eccitate

Per fugare il dubbio di rilevare onde non interessanti di *bulk* e comprendere quanto le onde R contribuiscano al segnale, si è creata una configurazione di prova come quella di Figura 4.8 e proceduto come segue:

- (a) impiegando come *input* un segnale costituito da un unico impulso con  $\delta=2\mu\text{s}$  si acquisisce un segnale di *output* ultrasonoro ad una distanza tra sorgente e ricevitore di circa 0.3 m - ciò permette di rilevare in maniera univoca contributi ultrasonori associati ad uno specifico impulso;
- (b) impiegando la medesima distanza sorgente-ricevitore, si interpone sul percorso diretto del fronte d'onda una cricca artificiale - ciò determina la riflessione della sola componente R del fronte d'onda propagante sul percorso diretto tra sorgente e ricevitore;
- (c) impiegando la medesima distanza sorgente-ricevitore, si applica del gel ultrasonoro sul percorso elicoidale che parte dalla sorgente e raggiunge il ricevitore - gli US che scorrono sulla superficie secondo tale traiettoria sono vincolati all'interno dello strato di gel e vengono riflessi (all'interfaccia con l'aria e col metallo) per l'intero tratto, dissipando buona parte dell'energia che possiedono.

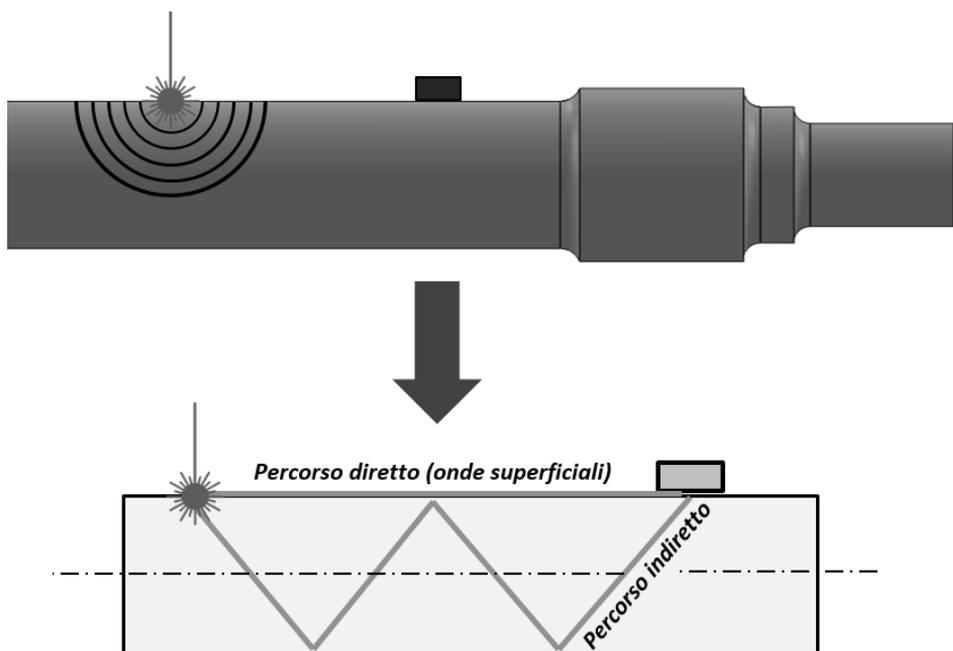


Figura 4.7: Schematizzazione lineare dell'assile e percorsi possibili per le onde eccitate.

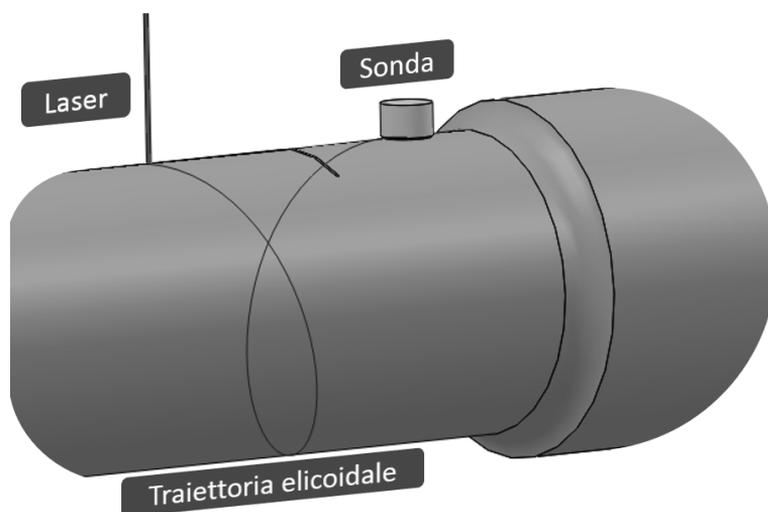


Figura 4.8: Schematizzazione lineare dell'assile e percorsi possibili per le onde eccitate.

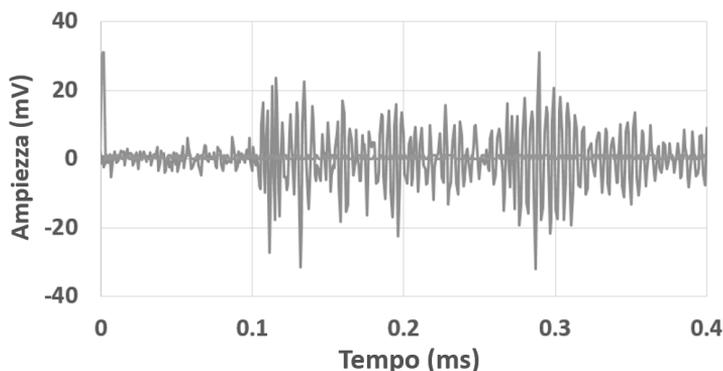


Figura 4.9: Segnale acquisito su assile senza cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, senza applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8.

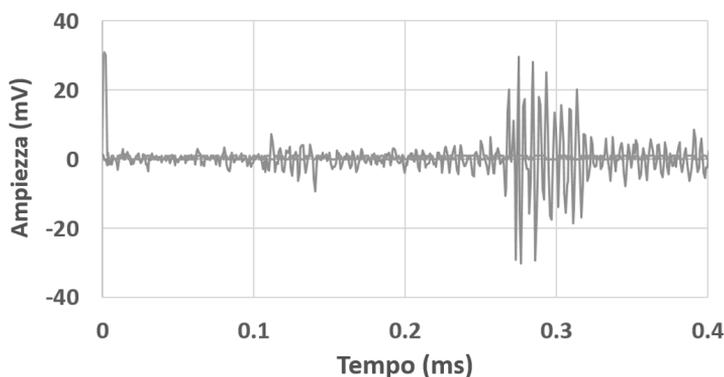


Figura 4.10: Segnale acquisito su assile con cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, senza applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8.

L'impiego di tali soluzioni permette di dissipare la maggioranza dell'energia delle onde R eccitate. Le Figure 4.9-4.11 corrispondono rispettivamente all'applicazione dei passi (a)-(c) della procedura sopra descritta. La Figura 4.12 illustra invece la cricca creata artificialmente sul corpo dell'assile, richiesta per lo svolgimento del passo (b) della procedura. Da un confronto diretto tra la Figura 4.9 e la Figura 4.10 si evidenzia un significativo decremento del segnale nei dintorni di  $100 \mu\text{s}$  (compatibile col ToF sul percorso diretto, con velocità delle onde R su assile stimata in  $3100 \text{ m/s}$ ) dovuto alla presenza della cricca; da un ulteriore paragone tra la Figura 4.10 e la Figura 4.11, è possibile evidenziare un'attenuazione aggiuntiva intorno a  $260 \mu\text{s}$  (compatibile col ToF sul percorso elicoidale, di lunghezza di poco inferiore a  $1 \text{ m}$ ). Si può concludere, dunque, che i contributi al segnale sono pressochè totalmente riconducibili ad onde R; è dunque fugata la possibilità di non rilevare le cricche superficiali a causa dell'eccitazione di onde di *bulk*.

Trasversalmente, dalla Figura 4.9 è possibile evincere come gli ultrasuoni siano rilevabili dalla sonda a contatto anche se il numero di impulsi è pari a 1; ciò significa che il quantitativo di energia rilasciata dal singolo impulso risulterebbe sufficiente a garantire la rilevazione a contatto, semplificando ulteriormente la gestione del processo d'ispezione.

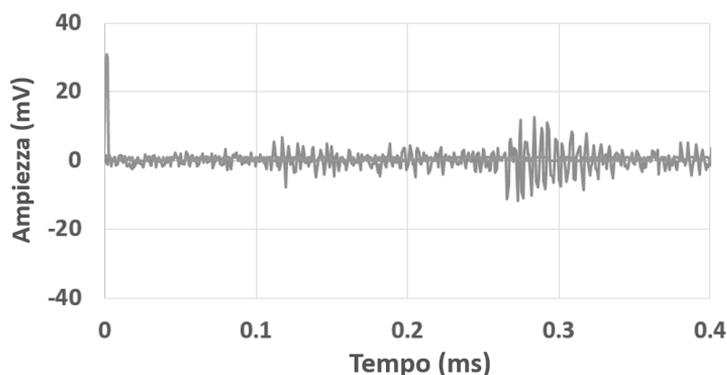


Figura 4.11: Segnale acquisito su assile con cricca interposta sul percorso sorgente-ricevitore, con applicazione di gel sul percorso elicoidale di Figura 4.8.

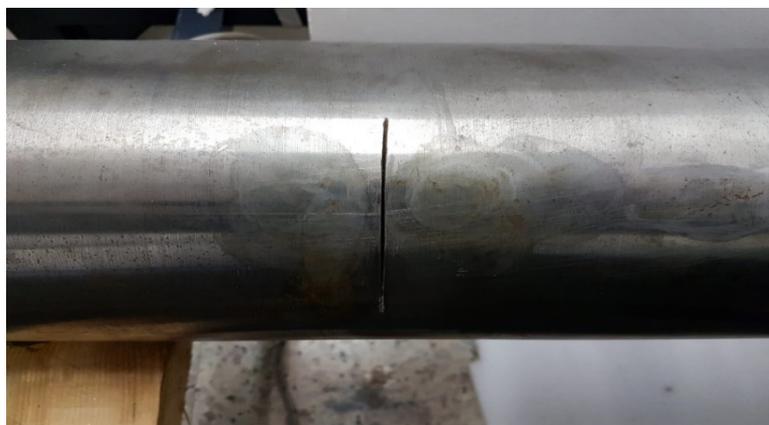


Figura 4.12: Cricca praticata sul corpo dell'assile.

#### 4.2.2 Rilevabilità di una cricca sul corpo dell'assile

Appurata la natura del tutto superficiale delle onde propaganti sull'assile, si è potuta investigare l'attenuazione della parte utile di segnale al variare della profondità di una cricca da rilevarsi (nello specifico, la cricca artificiale di 4.12). Ciò può fornire utili elementi per la pratica ispettiva, in quanto tale porzione del componente può essere il sito di nucleazione e propagazione di cricche (massimo momento flettente rotante sul corpo dell'assile); inoltre, complice l'assenza di complessità geometriche tra sorgente e ricevitore, questo studio risulta relativamente semplice da impostare. Seppur la cricca artificiale possieda caratteristiche diverse da cricche da fatica (ovvero spessore non trascurabile), i risultati ottenuti sono validi anche per difetti da esercizio: l'aria che si insinua nelle cricche funge da mezzo di riflessione per gli US, indipendentemente dall'entità della separazione tra superfici.

Su di un piano trasversale alla longitudinale dell'assile, la cricca appare come in Figura 4.13. Il taglio praticato ha quota  $y$  costante, ragion per cui la profondità della cricca  $p$  varia in funzione della coordinata  $x$ . Attraverso la rotazione dell'assile (montato su appositi cuscinetti) è possibile dunque variare le caratteristiche geometriche della cricca che il fronte d'onda deve attraversare; ciò permette di de-

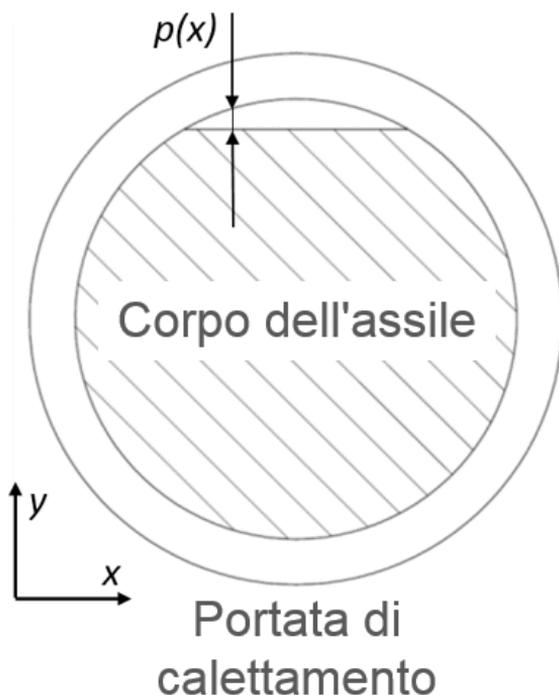


Figura 4.13: Visualizzazione trasversale della cricca praticata sul corpo dell'assile.

terminare l'attenuazione del segnale al variare della profondità della cricca, senza necessità di creare cricche multiple dalle differenti profondità.

L'attenuazione  $A_{drop}$  subita dalla parte utile di segnale (US) al variare di  $p$  è mostrata in Figura 4.14.  $A_{drop}$  viene definita come:

$$A_{drop} = \frac{S/N_0 - S/N_c}{S/N_0} = 1 - \frac{S/N_c}{S/N_0} \quad (4.1)$$

I termini  $S/N_0$  e  $S/N_c$  in Equazione 4.1 rappresentano  $S/N$  in caso di assenza e presenza di cricca rispettivamente. Come visibile dalla Figura 4.14,  $A_{drop}$  è pari a 35% per una cricca da 1 mm di profondità e raggiunge il 65% per una cricca di 3 mm; ciò dimostra come il difetto sia di per sè ben visibile per 3 mm, dimensione che tipicamente comporta la rimozione del componente dall'esercizio.  $A_{drop}$  si stabilizza a circa 80% per una profondità della cricca tra i 9 e i 12 mm. Quest'ultima evidenza è in linea con lo stato dell'arte: è infatti noto [9] come il fronte d'onda venga totalmente riflesso quando la profondità della cricca è comparabile a  $\lambda$  dell'US; come rilevato precedentemente (Figura 4.6) la frequenza centrale degli US eccitati è circa pari a 200 kHz, compatibile con un valore di  $\lambda=15.5$  mm.

Seppur dipendente dalle caratteristiche del ricevitore e dalla posizione del difetto, la Figura 4.14 offre una prima approssimazione di curva *probability of detection* (POD) per la tecnologia di eccitazione di US tramite diodo. Da un confronto con uno studio di letteratura incentrato sull'ispezione di assili tramite borosonda [21], emergono significative differenze in termini prestazionali tra la tecnologia di eccitazione con diodo (Figura 4.14) e con sonde piezoelettriche (Figura 4.15: la tecnologia basata su diodo laser permette di rilevare in maniera più agevole cricche

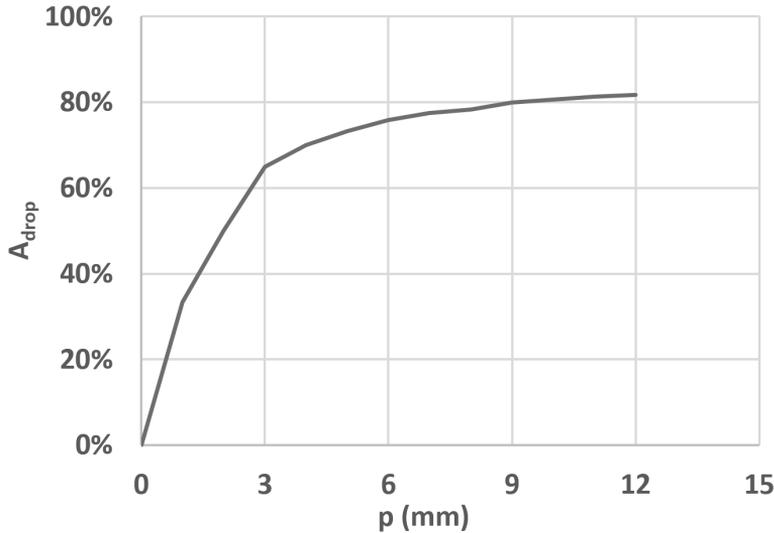


Figura 4.14: Attenuazione della cricca  $A_{drop}$  al variare della profondità della cricca  $p$ .

fino a  $p=1$  mm, risultando in un apparato dalla maggior affidabilità; le POD propriamente dette si basano tuttavia su una *detection* del difetto da parte di sistemi completi d'ispezione, categoria nella quale non è attualmente possibile annoverare la tecnologia investigata nel presente lavoro. Poichè le caratteristiche di accuratezza dell'apparato potrebbero variare nel *layout* finale, il paragone tra tecnologie illustrato è del tutto esemplificativo; le POD per la tecnologia di eccitazione tramite diodo dovrebbero essere inoltre desunte a partire da un numero elevato di prove (diverse decine, al variare di  $p$ ). Per completezza, si riporta come la tecnologia di ispezione tramite US risulti superiore all'ispezione visiva in termini di capacità di rilevazione dei difetti, ma meno performante della magnetoscopia [22].

Rispetto a quanto illustrato in Figura 4.14, ottenere valori di  $A_{drop}$  elevati anche per cricche di profondità inferiore a 1 mm è estremamente importante per limitare le possibilità di *non-detection*. Tuttavia, la frequenza centrale evidenziata per gli US (200 kHz) è bassa e non impiegata per i controlli non distruttivi, dove per la rilevazione si tende a preferire sonde a banda stretta con frequenza centrale di alcuni MHz (4 MHz in maggior misura). Ulteriori studi mirati alla concentrazione della banda a frequenze elevate permetterebbero di eccitare US con caratteristiche dal maggior interesse pratico, riducendo così di numerose volte la dimensione minima del difetto rilevabile; di contro, un aumento della frequenza comporterebbe una maggiore attenuazione lungo il tragitto sorgente-ricevitore, comportando lunghezze ispezionabili inferiori con una singola acquisizione.

### 4.3 Comportamento ultrasonoro in presenza di raggi di raccordo

Per concludere l'analisi preliminare sulle capacità del sistema tramite rilevazione di US a contatto su assili, si è svolta un'indagine legata all'effetto dei raggi di raccordo

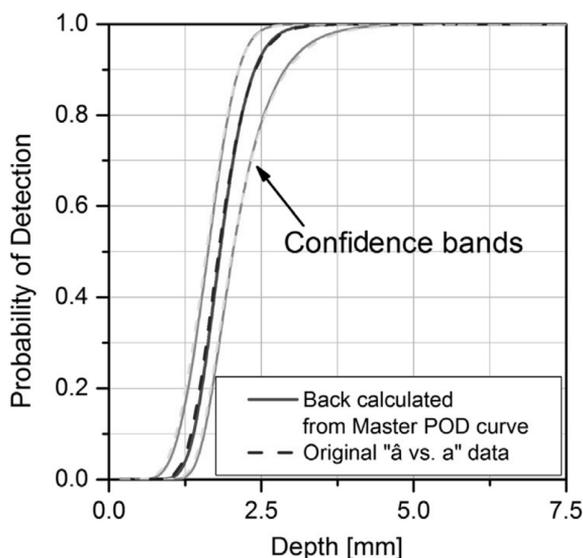


Figura 4.15: Curva POD per un'ispezione condotta tramite borosonda (modificato da [21]).

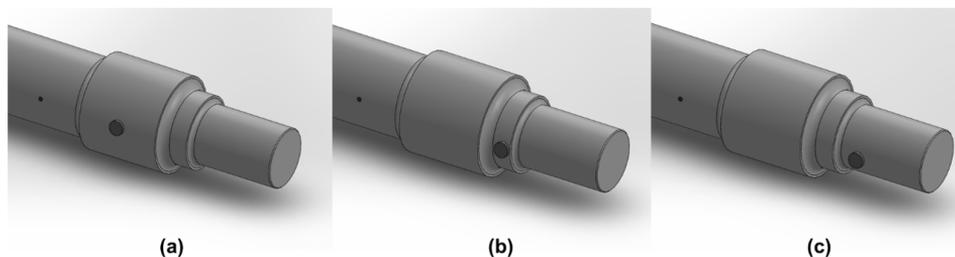


Figura 4.16: Tre configurazioni di prova con percorso ultrasonoro interessato da raggi di raccordo, con acquisizione su (a) portata di calettamento, (b) collare e (c) fusello.

in termini di  $S/N$ : le cricche possono infatti presentarsi anche in corrispondenza dei raccordi o sul percorso da questi interessato. Tale indagine può fornire indicazioni preliminari su quanto il segnale si attenui col solo passaggio dell'US dalle discontinuità geometriche dell'assile.

La Figura 4.16 illustra schematicamente le tre configurazioni di prova impiegate: la radiazione laser insiste sul medesimo punto del corpo dell'assile, mentre la sonda viene posizionata sulla portata di calettamento (caso *a*), sul collare (caso *b*) e sul fusello (caso *c*). Per l'eccitazione degli US si impiega  $N_{ave}$  pari a 32 ed un unico impulso da  $\delta=2 \mu s$ ; usando un solo impulso laser è possibile comprendere la forma d'onda eccitata dal singolo impulso, priva di interferenze ultrasonore associate ad ulteriori impulsi.

I segnali acquisiti nei casi (a)-(c) sono rispettivamente riportati nelle Figure 4.17-4.19; oltre all'evidente traslazione del picco ultrasonoro di  $40 \mu s$  a partire da  $2100 \mu s$  (le posizioni di acquisizione hanno distanza lineare relativa di 120 mm), il picco ultrasonoro subisce una significativa, seppur non critica, riduzione in ampiez-

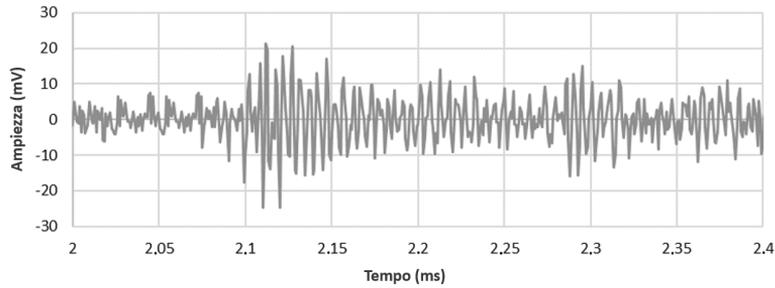


Figura 4.17: Segnale acquisito in corrispondenza della portata di calettamento (caso *a* in Figura 4.16).

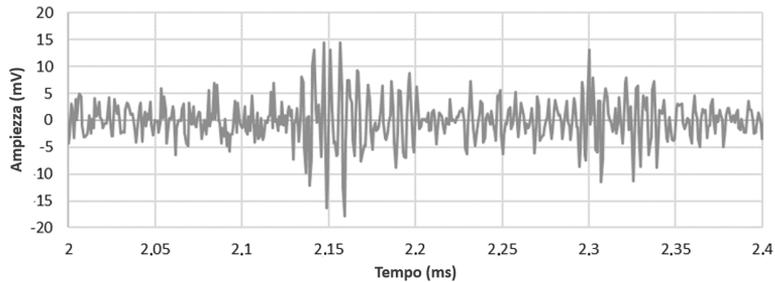


Figura 4.18: Segnale acquisito in corrispondenza del collare (caso *b* in Figura 4.16).

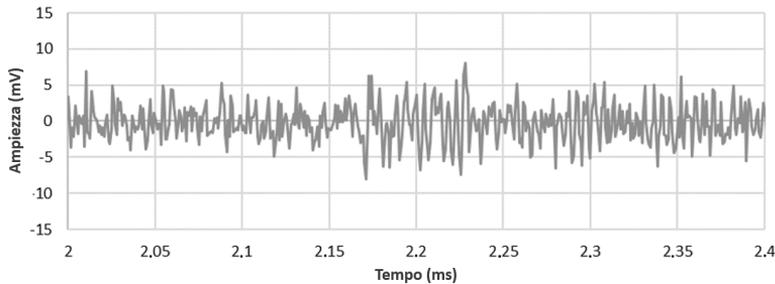


Figura 4.19: Segnale acquisito in corrispondenza del fusello (caso *c* in Figura 4.16).

za nel passaggio da portata di calettamento a collare. Il successivo passaggio da collare a fusello influenza maggiormente l'ampiezza ultrasonora, anche se il segnale risulta comunque evidente. In quest'ultimo caso, l'applicazione di filtri in post-processamento, un numero superiore di medie d'insieme (rispetto a 32) o l'impiego di impulsi multipli è auspicabile per far emergere gli US parzialmente nascosti da rumore.

La Figura 4.20 riporta maggiormente nel dettaglio il *trend* di  $S/N$  al variare di  $D$ , associando a  $D$  differenti porzioni dell'assile. L'andamento è nel complesso tendenzialmente lineare; da un confronto con la Figura 4.4 è possibile evincere, come lecito aspettarsi, una maggior attenuazione al crescere di  $D$  rispetto all'assenza di complessità geometriche sul percorso del fronte d'onda; le principali differenze tra le Figure si evidenziano tuttavia solo per valori di  $D$  oltre i 220 mm, dunque dopo il secondo raggio di raccordo e l'inizio del collare. Seppur difficoltosa rispetto a quella

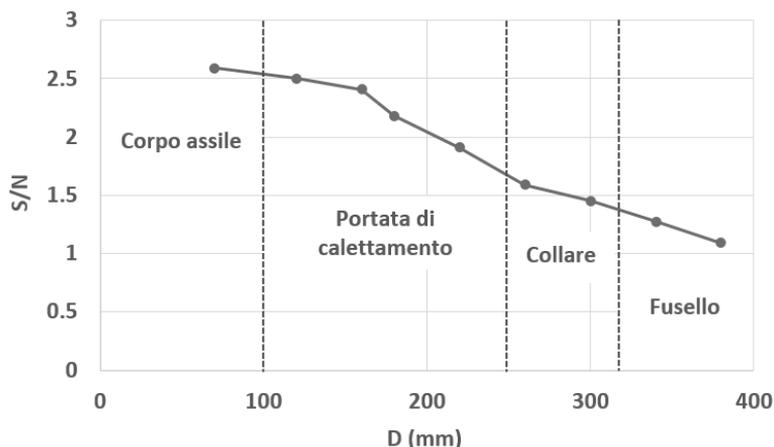


Figura 4.20:  $S/N$  al variare della distanza (lineare) tra sorgente e ricevitore, per varie sezioni dell'assile.

sulle altre porzioni, la rilevazione degli US sul fusello risulta possibile ( $S/N > 1$ ).

#### 4.4 Conclusioni sulla rilevazione a contatto di onde R propaganti su assili

La sperimentazione descritta nel presente Capitolo ha mostrato come la rilevazione di onde R eccitate da diodo laser sia del tutto possibile tramite sonde a contatto; inoltre, si è preliminarmente illustrato il comportamento delle onde R in presenza di discontinuità sia geometriche che strutturali, dimostrando in particolare come le cricche sul corpo dell'assile risultino rilevabili perfino eccitando onde dalla ridotta  $\lambda$ . Il prosieguo naturale dello studio è verificare la possibilità di rilevare onde R direttamente in aria, permettendo di generare un *layout* d'ispezione totalmente *contactless*.

## Capitolo 5

# Rilevazione non a contatto di onde propaganti su assili

La rilevazione non a contatto di onde superficiali risulta indubbiamente difficoltosa rispetto ad una rilevazione a contatto: l'aria provoca una forte attenuazione delle onde ultrasonore, necessitando di strumenti dall'elevata accuratezza per la rilevazione delle stesse. Lo strumento più adeguato a tale indagine risulterebbe l'interferometro: la rilevazione avviene non a contatto, ma rilevando gli spostamenti della superficie (tramite interferenza tra una radiazione luminosa emessa dall'interferometro e la sua riflessione sul componente, influenzata dal campo di spostamenti su di esso presente). Tuttavia, tali sistemi sono estremamente costosi (decine di migliaia di €); il loro impiego andrebbe contro al razionale del progetto di ricerca, nato per fornire un'alternativa *low cost* all'ispezione tramite laser impulsati. Per tale ragione viene considerata la sola possibilità di un'acquisizione tramite sonde piezoelettriche accoppiate in aria, economiche ma dalla bassa sensibilità.

Sono state svolte delle prove preliminari per verificare la rilevabilità di onde R generate dal diodo da 5 W attraverso una sonda piezoelettrica accoppiata in aria, facente parte dell'attrezzatura disponibile in laboratorio. In Figura 5.1 si riporta l'apparato sperimentale impiegato; la sonda è visibile sul lato destro, ed è caratterizzata da banda stretta intorno a 800 kHz. Dalla sperimentazione svolta, impostata secondo i criteri descritti nei Capitoli 3-4, non è stato possibile evidenziare alcun contributo ultrasonoro. Ciò risulta comprensibile facendo riferimento alla Figura 4.6: la frequenza centrale degli ultrasuoni è pari a 200 kHz e conseguentemente non compatibile con la banda della sonda in aria impiegata. Per tale ragione è stato necessario proporre delle valide alternative atte a permettere la rilevazione degli US; in particolare, per eccitare US in condizioni ottimali, si è optato per modificare tutte le componenti dell'apparato: il diodo laser e la sonda accoppiata in aria.

### 5.1 Scelta del diodo laser

Sono principalmente due i parametri di rilievo nella scelta di un diodo laser adatto all'applicazione: la frequenza di modulazione e la potenza. In termini di frequenza di modulazione, quanto emerso nella trattazione può essere riassunto come segue:

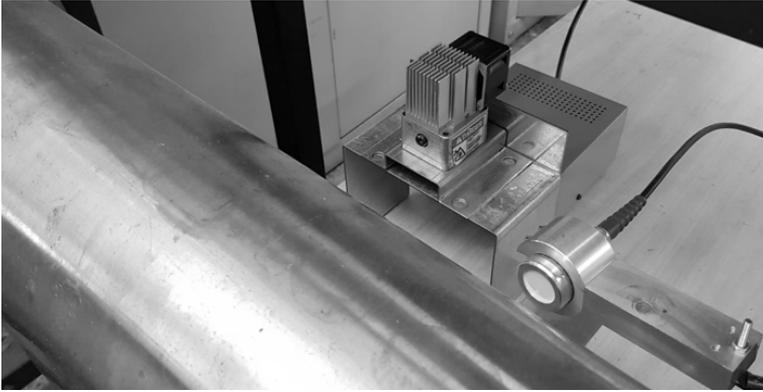


Figura 5.1: Nuovo *layout* di prova per la rilevazione di onde in aria (sulla destra, una sonda piezoelettrica accoppiata in aria).

- tramite il laser da 0.15 W impiegato nella sperimentazione su provini, caratterizzato da elevata frequenza di modulazione (fino a 250 MHz in digitale), si eccitano US con frequenza centrale funzione della durata dell'impulso  $\delta$ ;
- tramite il laser da 5 W impiegato nella sperimentazione su provini e assili, caratterizzato da bassa frequenza di modulazione (fino a 250 kHz in digitale), si eccitano US con frequenza centrale indipendente da  $\delta$  e pari a 200 kHz.

Differentemente da quanto applicabile al laser da 0.15 W, dunque, la bassa frequenza di modulazione del diodo da 5 W non ha permesso di impiegare impulsi caratterizzati da  $\delta < 2 \mu\text{s}$ , comportando l'eccitazione di frequenze ultrasonore al limite di banda della sonda; la sonda avrebbe così risaltato le componenti in frequenza compatibili con la propria risonanza (Figura 4.5), le uniche che posseggono contenuto energetico sufficiente alla rilevazione. Per tale ragione, selezionare un diodo dall'elevata frequenza di modulazione è funzionale all'ottimizzazione della ricezione in aria.

Per quanto attiene alla potenza del diodo, è possibile fare riferimento alla Figura 5.2, derivata tramite simulazioni numeriche. L'ampiezza degli spostamenti lungo  $z$  all'epicentro per il provino di Figura 2.11 è riportata in scala logaritmica al variare della potenza del laser. Come evidente, l'ampiezza degli spostamenti (e delle deformazioni conseguentemente) cresce linearmente al crescere della potenza; anche se ad un raddoppio della potenza corrisponde dunque un raddoppio negli spostamenti, è tuttavia necessario prestare particolare attenzione alla densità di potenza raggiunta per evitare l'ablazione del materiale.

Sulla base di quanto discusso, è stato acquistato un diodo da 20 W (OptLasers, 445 nm) caratterizzato da una frequenza di modulazione fino a 10 MHz in digitale. Da tale frequenza di modulazione consegue la possibilità di impiegare impulsi con minima durata di  $0.2 \mu\text{s}$  nella sperimentazione; l'incremento della potenza da 5 W a 20 W permette invece di quadruplicare l'ampiezza delle oscillazioni ultrasonore.

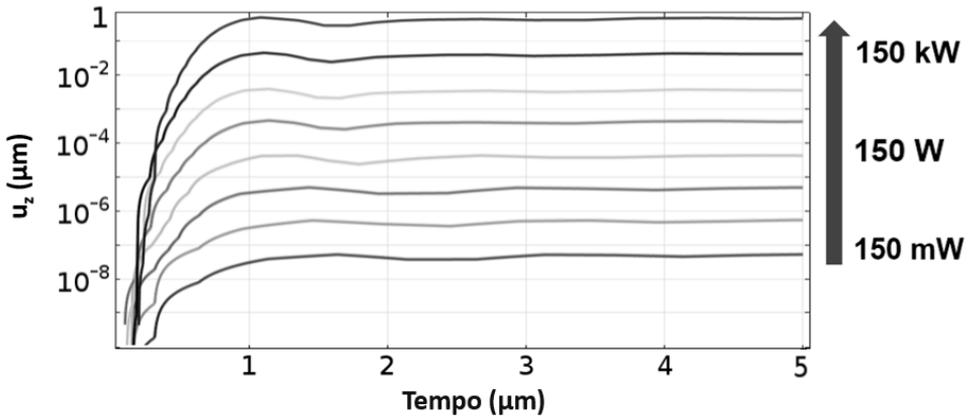


Figura 5.2: Ampiezza degli spostamenti longitudinali all'epicentro (Figura 2.11) al variare della potenza del laser.

## 5.2 Scelta della sonda in aria

Sulla scelta della sonda piezoelettrica accoppiata in aria incidono due principali fattori. Il primo è la frequenza centrale della sonda, che deve essere in linea con quella dell'ultrasuono; il secondo è la sensibilità della sonda stessa, sua caratteristica propria. Scegliere la sonda adatta ad ottimizzare la rilevazione passa dunque per la caratterizzazione delle sonde a disposizione, al fine di acquisire strumentazione dalla maggior sensibilità.

Per determinare le caratteristiche di ricezione in aria per gli strumenti disponibili, si sono impostate due campagne sperimentali:

- un set di prove in cui si eccita un US attraverso una sonda a contatto da 1 MHz e si acquisisce tramite sonda non a contatto da 800 kHz a differenti distanze in aria e metallo;
- un set di prove in cui si eccita un US attraverso una sonda a contatto da 1 MHz e si acquisisce tramite sonda a contatto da 1 MHz a differenti distanze.

Dal confronto tra le due campagne di prova risulta possibile determinare l'attenuazione minima che si ha nel passaggio da un'acquisizione a contatto ad un'acquisizione non a contatto, permettendo di stimare la sensibilità della sonda accoppiata in aria disponibile. La seconda campagna permette inoltre di verificare il rapporto tra attenuazione in acciaio e in aria. In Figura 5.3 si evidenzia l'andamento di  $S/N$  nel caso di acquisizione tramite sonda non a contatto, in funzione della distanza percorsa in acciaio e in aria. I due grafici si intersecano nel punto indicato dal cerchio (15 mm in aria, 50 mm in acciaio), caratterizzato da massimo  $S/N$ . Dalla Figura 5.3 si evince come l'attenuazione nel percorso in aria sia molto maggiore di quella in acciaio ( $S/N$  è superiore a 2 per percorsi in acciaio pari a 450 mm, contro i 30 mm in aria).

Per quanto attiene alla generazione e acquisizione tramite sonde a contatto, si deriva un valore di  $S/N$  pari a 2000. Considerando dunque il valore massimo di  $S/N$  per l'acquisizione in aria (pari a 7.5, Figura 5.3), si perviene ad un'attenuazione di 270. Ciò implica che il solo passaggio dell'ultrasuono in aria sia associato ad una

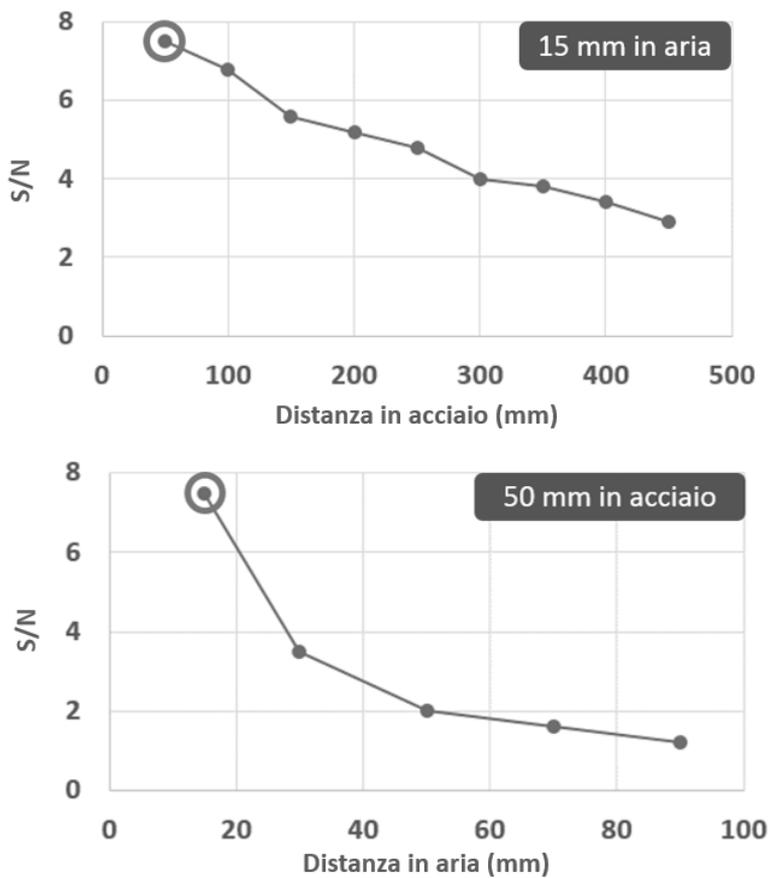


Figura 5.3:  $S/N$  in funzione della distanza percorsa in aria e acciaio; il cerchio rappresenta il punto di intersezione tra i due grafici.



Figura 5.4: Laser Optlasers 445 nm acquistato.

perdita di  $-20\text{Log}270 = -49\text{dB}$  nel segnale utile. Tale attenuazione caratterizza la sonda; per incrementare le *performance* d'ispezione è dunque necessario selezionare una sonda caratterizzata da attenuazione inferiore a 49 dB. È stata così scelta una sonda accoppiata in aria a banda stretta Sonotec 200, con attenuazione dichiarata dal produttore di 27 dB e frequenza di risonanza pari a 200 kHz. Tale frequenza di risonanza è stata presa a riferimento in quanto le sperimentazioni precedentemente illustrate hanno evidenziato la presenza di US con frequenza centrale di 200 kHz (anche in conseguenza della caratteristica della sonda a banda larga in Figura 3.4).

### 5.3 Discussione e prove col nuovo apparato

L'incremento nel segnale in uscita dovrebbe risultare in  $(49-27)\text{ dB} = 22\text{ dB}$  a causa della modifica al ricevitore, e 12 dB (quadrupla potenza) a causa della modifica alla sorgente; nel complesso, dunque, l'ampiezza e il  $S/N$  dell'US eccitato e acquisito col nuovo *layout* dovrebbe essere inferiore di  $(49-22-12)\text{ dB} = 15\text{ dB}$  rispetto a quello eccitato da laser da 5 W e acquisito tramite la sonda a contatto delle precedenti ispezioni. Poichè aumentando  $N_{ave}$  fino a 128 si perviene ad un  $S/N$  di circa 7, ipotizzando la medesima risposta in ampiezza per la sonda a contatto a banda stretta da 1 MHz e quella a banda larga impiegata nelle precedenti campagne di prova, col nuovo sistema laser-sonda non a contatto si raggiungerebbe un  $S/N$  di 1.3 ( $7 \cdot 10^{-15/20}$ ). Tale  $S/N$  dovrebbe essere appena sufficiente a rilevare gli US superficiali (poco maggiore di 1); gli strumenti acquisiti sono rappresentati in Figura 5.4 (diode laser) e Figura 5.5.

Impiegando gli strumenti descritti, si sono impostate delle ulteriori prove coerentemente a quanto riportato ad inizio Capitolo; pur avendo impostato questa analisi, gli US propaganti sulla superficie dell'assile non sono stati rilevati. Il motivo è da ricercarsi nelle ipotesi impiegate per il confronto sopra descritto: il confronto tra  $S/N$  per i segnali acquisiti a contatto con sonde differenti e generati da sorgente a contatto/non a contatto non sono direttamente confrontabili: la sonda a banda stretta possiede una risposta elevata ad una specifica frequenza mentre quella a banda larga in un ampio *range* di frequenze; non risulta necessariamente vero che entrambe assorbano lo stesso quantitativo di energia ultrasonora. È probabile che la sonda a banda larga impiegata sia molto più sensibile alle oscillazioni di quella



Figura 5.5: Sonda Sonotec 200 acquistata.

a banda stretta, comportando un'attenuazione virtualmente maggiore dei 49 dB derivati nel caso di acquisizione non a contatto. Per tale ragione, si sono impostate delle ulteriori prove impiegando il nuovo diodo laser e la sonda a contatto impiegata nelle sperimentazioni dei Capitoli 2-3: beneficiando della maggior potenza del laser rispetto all'alternativa da 5 W è possibile comprendere i meccanismi di concentrazione della banda degli US, al fine di creare un *matching* con la frequenza di risonanza delle sonde non a contatto acquistate.

## Capitolo 6

# Sperimentazione con diodo da 20 W per l'ottimizzazione del rapporto segnale-rumore

Con uno schema sperimentale molto simile a quanto riportato in Figura 4.2, la sperimentazione condotta nel presente Capitolo ha come scopo la piena comprensione di come i parametri di lavoro del laser vadano ad influire sulla generazione di ultrasuoni. In particolare, si mira a concentrare la banda degli US propaganti su assile in un *range* compatibile con la banda della sonda non a contatto da impiegarsi. Ciò alla luce delle maggior capacità del laser utilizzato rispetto al diodo da 5 W, non solo in termini di potenza ma anche di frequenza di modulazione: la minima durata degli impulsi è  $0.2 \mu\text{s}$  in luogo di  $1 \mu\text{s}$ , aprendo alla possibilità di eccitare frequenze ultrasonore maggiori (maggior vicinanza alla condizione di impulso ideale). La prima parte del Capitolo è dunque dedicata all'ottimizzazione del  $S/N$ , inizialmente sfruttando le potenzialità della nuova sorgente e secondariamente andando ad insistere sulla focalizzazione del fascio laser (argomento non trattato allo stato dell'arte); in secondo luogo, vengono brevemente riportati i risultati di una nuova sperimentazione condotta tramite sonde non a contatto impiegando i parametri di processo ottimizzati. Infine, si conclude la trattazione del problema andando ad investigare gli effetti di cricche in corrispondenza di raggi di raccordo sulla rilevabilità degli US.

### 6.1 Ottimizzazione di $S/N$

Preliminarmente, si è posta particolare attenzione alla durata dell'impulso  $\delta$  e alla sua influenza sulla frequenza centrale delle oscillazioni. Si è imposta una variabilità molto ampia per  $\delta$ , in particolare tra  $0.2 \mu\text{s}$  e  $2500 \mu\text{s}$ ; una durata dell'impulso di  $5000 \mu\text{s}$  è estremamente elevata e non si riscontrano ulteriori evidenze sul suo impiego a livello industriale. Si è presa a riferimento l'oscillazione dovuta ad un singolo impulso, al fine di comprendere al meglio quali siano i contributi all'onda eccitata; il segnale in input viene ripetuto ogni  $5000 \mu\text{s}$ .

Non è tanto il risultato complessivo della campagna sperimentale ad essere interessante, quanto un *trend* rintracciabile in ciascun segnale in uscita acquisito.

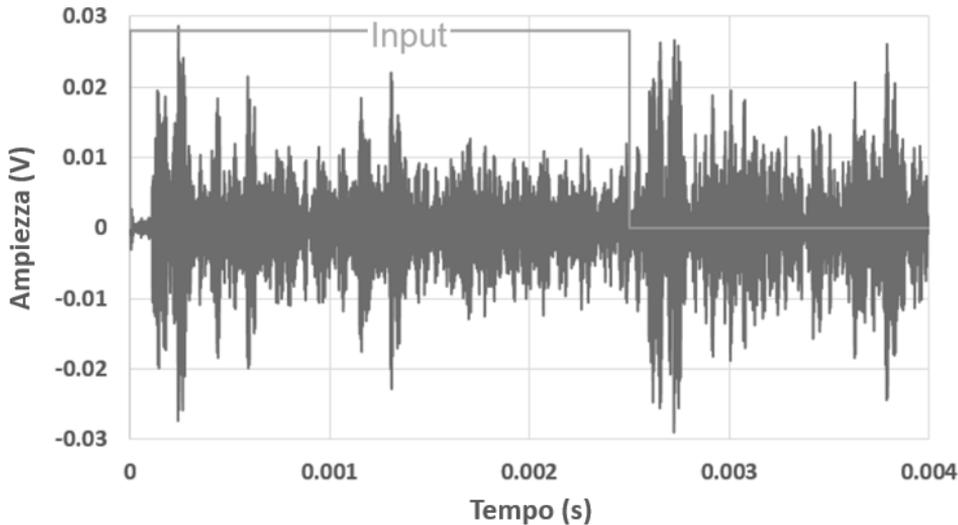


Figura 6.1: Input a singolo impulso da  $2000 \mu\text{s}$  ed uscita corrispondente.

Innanzitutto, per ognuno si evidenzia una frequenza di oscillazione centrale  $f_0$  pari approssimativamente a 200 kHz, compatibilmente a quanto rilevato nel Capitolo 4 (Figura 4.6); tuttavia, rispetto a tale sperimentazione, un ulteriore fenomeno emerge dall'analisi del singolo segnale come in quello riportato in Figura 6.1 ( $\delta=2500 \mu\text{s}$ ). I due contributi a maggior ampiezza si manifestano infatti dopo  $110 \mu\text{s}$  (ToF) a partire dall'istante di inizio e di fine eccitazione laser. Nelle Figure 6.2-6.3 si riportano gli ingrandimenti del segnale nei punti di interesse: i due segnali hanno evidentemente lo stesso *trend*, a meno di un'ampiezza maggiore per il secondo dovuta a echi spuri (presenti in tutta la finestra temporale che separa i due ingrandimenti).

Sovrapponendo i due segnali si perviene a quanto illustrato in Figura 6.4. I due segnali hanno il medesimo contenuto in frequenza, a meno di una controfase: ciò implica che durante la dilatazione (fase di riscaldamento) venga eccitata un'oscillazione, mentre durante la contrazione (fase di raffreddamento) si ecciti un'onda dalle medesime caratteristiche ma in controfase, a causa del gradiente opposto di temperatura. Inoltre, poichè la frequenza centrale dell'ultrasuono non decade all'aumentare di  $\delta$ , si deduce come essa sia principalmente funzione della risposta del materiale; ciò differenzia in maniera sostanziale gli US eccitati da laser a diodo e da laser impulsati, per i quali  $\delta$  non supera i ns e non è settabile in maniera flessibile. Quando la durata degli impulsi è relativamente elevata le frequenze ultrasonore non variano in maniera sensibile, e dipendono principalmente dalla rapidità con cui la potenza viene trasmessa al componente (linea discontinua di Figura 6.5). Tale frequenza risulta dunque una costante se l'ispezione viene condotta con un solo impulso, indipendentemente dal valore di  $\delta$ . È tuttavia importante sottolineare come il valore della frequenza centrale degli ultrasuoni estratta dalle prove condotte (pari a 200 kHz) possa essere principalmente imputabile alla maggiore sensibilità della sonda a tale frequenza. Per investigare più nel dettaglio tale comportamento è auspicabile l'impiego di interferometri, la cui sensibilità non è dipendente dalla frequenza dell'ultrasuono eccitato.

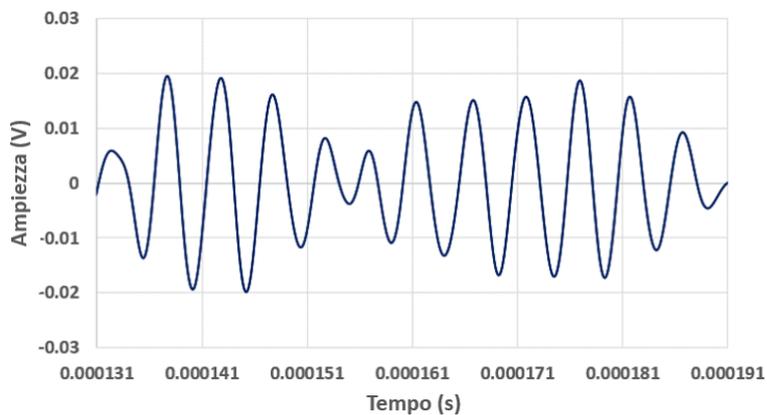


Figura 6.2: Ingrandimento dell'uscita di Figura 6.1 a  $110 \mu\text{s}$  dal primo punto di alto del TTL in ingresso.

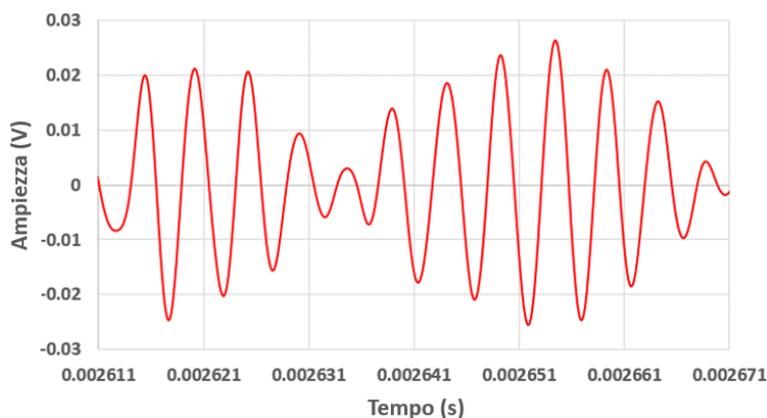


Figura 6.3: Ingrandimento dell'uscita di Figura 6.1 a  $110 \mu\text{s}$  dal primo punto di basso del TTL in ingresso.

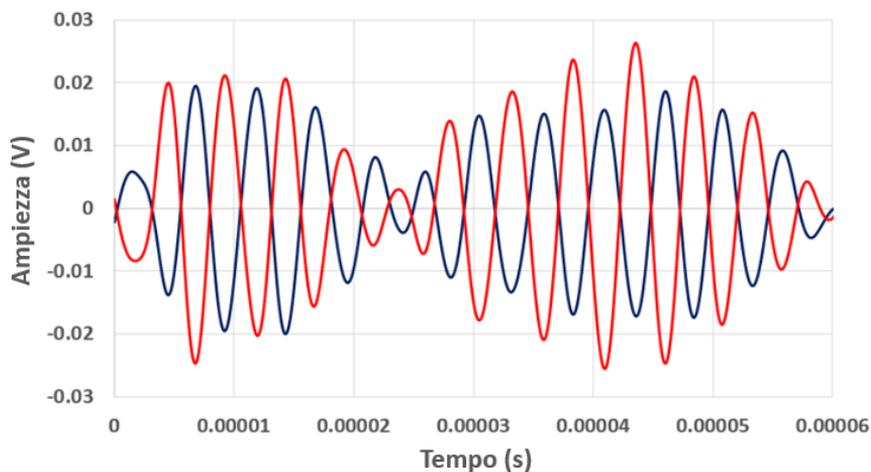


Figura 6.4: Sovrapposizione dei segnali nelle Figure 6.2-6.3

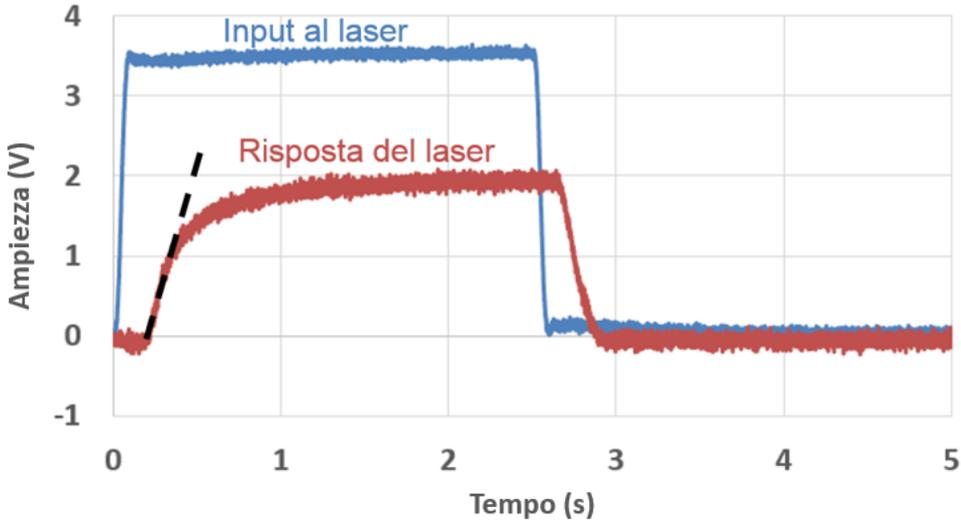


Figura 6.5: Eccitazione e risposta all'eccitazione del diodo da 5 W di Figura 3.6; si evidenzia la pendenza della risposta all'eccitazione, influente sulle frequenze ultrasonore in uscita.

### 6.1.1 Ottimizzazione della sequenza di impulsi

L'evidenza del fenomeno di doppia eccitazione di US tramite singolo impulso ha importanti implicazioni dal punto di vista sperimentale. Si faccia riferimento alla Figura 6.6, che illustra varie parti di una simulazione in cui i due ultrasuoni eccitati da un impulso laser, in controfase ma dalle medesime caratteristiche, vengono ad interagire; la durata dell'impulso durante la simulazione viene fatta decrescere da  $170 \mu\text{s}$  a  $10 \mu\text{s}$ . Per creare la simulazione, è stato compilato un apposito programma in LabView<sup>®</sup> 17. L'eccitazione simulata è costituita da un US con periodo di  $20 \mu\text{s}$  ( $f_0=50 \text{ kHz}$ ) e  $PtP$  di 1.7 V; dopo 6 periodi, le oscillazioni ultrasonore sono caratterizzate dal 10% dell'ampiezza del primo periodo e si esauriscono del tutto dopo 10 periodi. Per  $\delta=170 \mu\text{s}$  si ha solo una lieve interazione tra ultrasuoni, che incrementa fino a diventare evidente per  $\delta=30 \mu\text{s}$ . Per  $\delta=10 \mu\text{s}$  si ha un'interazione del tutto costruttiva tra i due ultrasuoni generati, determinando un'amplificazione del  $PtP$  da 1.7 V a 2.5 V (+50%). Tale amplificazione è possibile in quanto la durata dell'impulso è la metà del periodo di oscillazione ultrasonora; tale condizione si applica inoltre indipendentemente dalla frequenza propria dell'US, cosicché l'unica componente frequenziale  $f_0$  soggetta ad amplificazione è quella che soddisfa la seguente condizione:

$$f_0 = \frac{1}{2\delta} \quad (6.1)$$

Tale accortezza, dunque, permette non solo di incrementare  $S/N$  e conseguentemente la rilevabilità dell'US, ma anche di concentrare la banda ultrasonora in un *range* di frequenze estremamente ristretto: le altre componenti oltre quella riportata in Equazione 6.1.1 possono interferire sia in maniera costruttiva che distruttiva in dipendenza della risposta del materiale all'impulso laser.

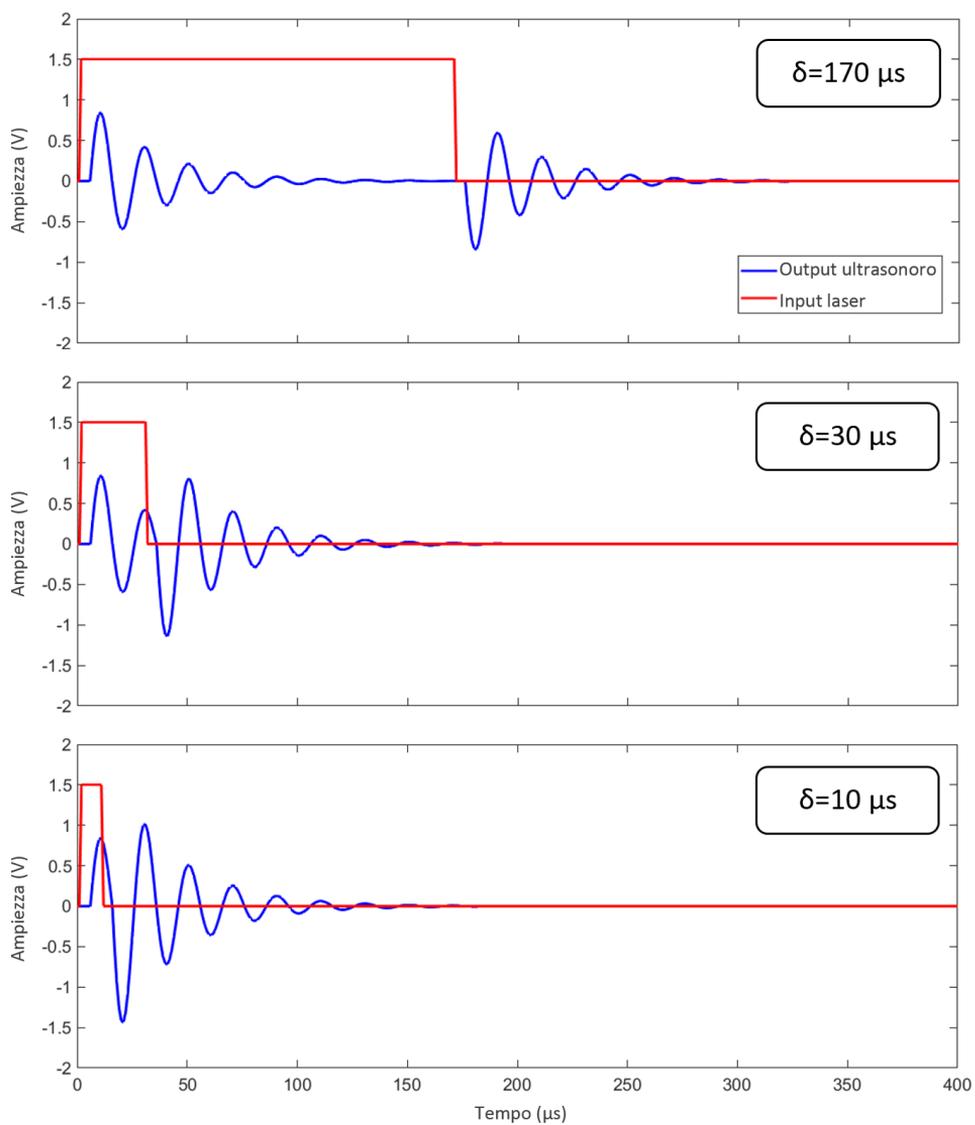


Figura 6.6: Simulazione di interazione tra i due ultrasuoni eccitati da un impulso laser, al variare della sua durata  $\delta$ .

L'effetto di amplificazione e concentrazione della banda può essere ulteriormente enfatizzato impiegando un *input* al laser costituito da impulsi multipli. Nella Figura 6.7 si illustrano le eccitazioni ultrasonore create attraverso un treno di impulsi con  $N_{imp}=4$ , in cui viene variata la distanza relativa tra impulsi  $d_{imp}$ ; la singola oscillazione ultrasonora ha le medesime caratteristiche di quella di Figura 6.6, con  $\delta=10\ \mu s$ . Per  $d_{imp}=170\ \mu s$  si ha una limitata interazione tra US eccitati da singoli impulsi; l'interazione è maggiore ed evidente per  $d_{imp}=70\ \mu s$ . Quando  $d_{imp}=20\ \mu s$ , invece, si ha un'interferenza costruttiva tra i 4 ultrasuoni, in quanto la spaziatura tra impulsi soddisfa la condizione seguente:

$$d_{imp} = 2\delta \quad (6.2)$$

In tal modo, la prima oscillazione ultrasonora può interagire con la seconda innalzando il *PtP* da 2.5 V per il singolo impulso a 5.3 V (+110%). Da ciò consegue che il passaggio dall'impiego di un impulso con  $\delta \neq f_0/2$  (Equazione 6.1.1) all'impiego di quattro impulsi di durata  $\delta = f_0/2$  distanziati nel tempo di  $d_{imp}=2\delta$  (Equazione 6.1.1) permette un incremento di 3.6 V (+210%), ovvero un'amplificazione di 10 dB.

L'ottimizzazione può essere spinta oltre, ma non indefinitamente. Si prenda a riferimento la Figura 6.8, in cui sono rappresentati l'ingresso e l'uscita associati ad un'eccitazione laser costituita da un treno di 10 impulsi con durata  $\delta=10\ \mu s$  e distanza temporale relativa  $d_{imp}=20\ \mu s$ ). Come visibile, l'amplificazione nel segnale cessa dopo sei impulsi laser. Ciò è conseguenza del fatto che dopo sei periodi l'oscillazione ultrasonora si esaurisce quasi del tutto, rendendo vano l'impiego di ulteriori impulsi per aumentare l'interferenza costruttiva. Da ciò si evince anche come basti un numero estremamente limitato d'impulsi (sotto la decina) per amplificare il segnale in uscita; nondimeno, un numero elevato di impulsi non incrementa la rilevabilità degli US. A questo punto della trattazione risulta evidente la motivazione dietro alla mancanza di significatività statistica di  $N_{imp}$  rispetto a  $S/N$ , verificata nei Capitoli 2 (Figura 2.18) e 3: la lieve variabilità del  $S/N$  è solo riconducibile alla maggior efficacia della cross-correlazione quando si impiega un numero elevato di impulsi (equivalente ad un incremento nel numero di medie[23]), in quanto si è sempre analizzato un  $N_{imp}$  superiore a 100.

Estendendo l'analisi dello stato dell'arte al campo biomedico, emerge come la doppia eccitazione di US da singolo impulso sia stata osservata precedentemente osservata in indagini condotte su tessuti organici [24, 25]. Tuttavia, la tecnica di amplificazione descritta non ha precedenti nella letteratura tecnica; un approccio simile di amplificazione è rintracciabile in [26], ma applicato nel dominio dello spazio. La Figura 6.9 riporta il principio di funzionamento della procedura: uno Spatial Light Modulator (SLM) è impiegato per suddividere la radiazione ottica (nello specifico caso derivante da un laser impulsato Nd:YAG) in numerose sorgenti luminose che insistono sul componente a distanza relativa pari a  $\phi$  (Figura 6.9a). Nonostante la suddivisione della potenza in numero pari ai fasci in uscita dal SLM, si perviene ad una concentrazione della banda intorno alla frequenza  $f_0 = v/\phi$ , ovvero quella compatibile con la condizione  $\lambda = \phi$  (Figura 6.9b). Poiché ogni impulso aggiuntivo produce un'ulteriore amplificazione di tale componente in frequenza, la banda si concentra maggiormente all'aumentare del numero di impulsi impiegati (Figura 6.9c). L'impiego di una combinazione di tale metodo nel dominio dello

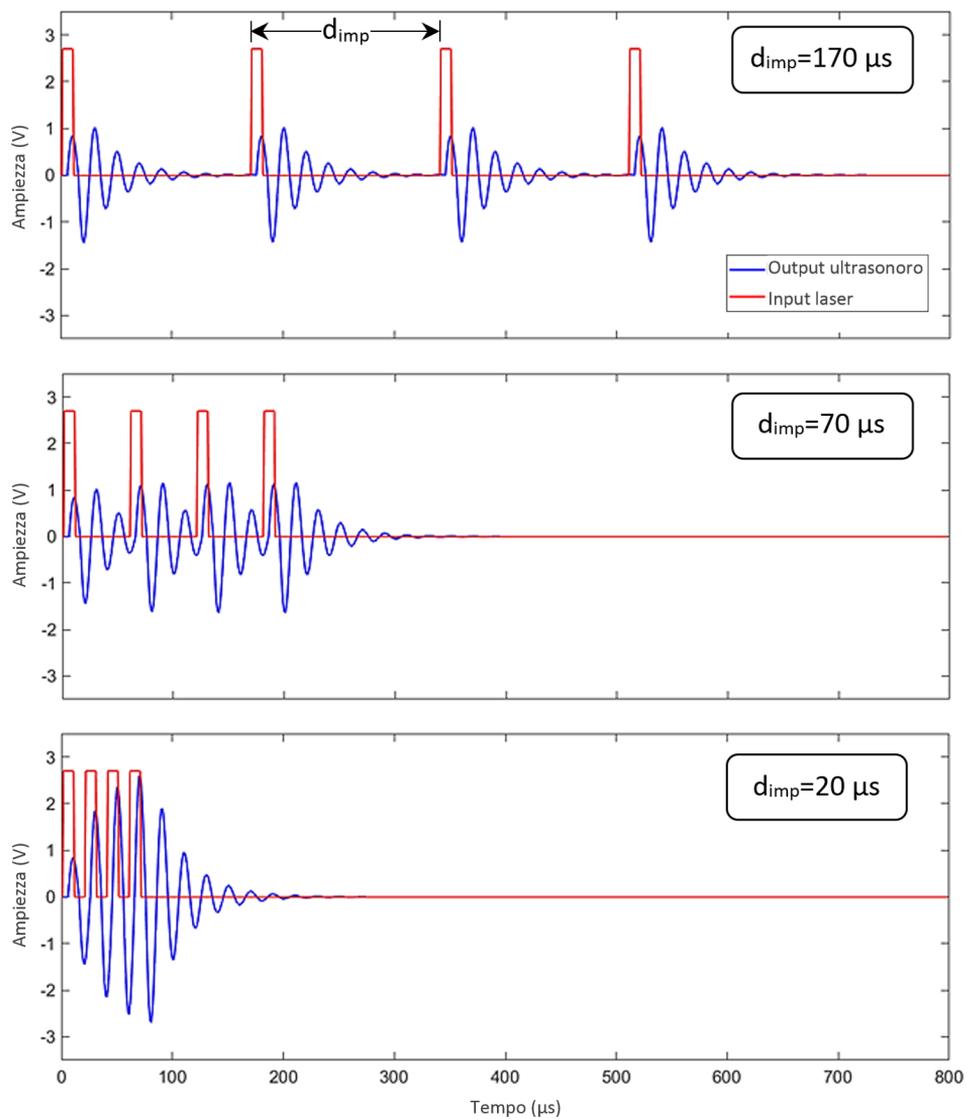


Figura 6.7: Simulazione di interazione tra US eccitati da quattro impulsi laser, al variare della distanza relativa tra impulsi  $d_{imp}$ .

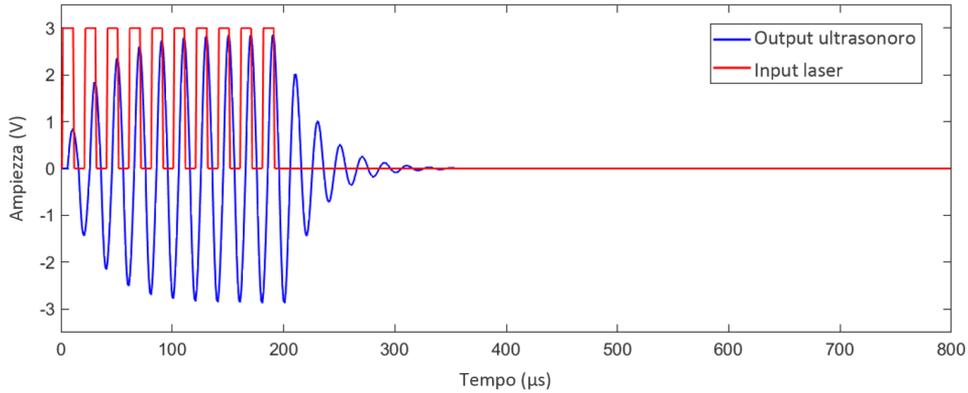


Figura 6.8: Simulazione di interazione tra US eccitati da dieci impulsi laser ( $\delta=10 \mu\text{s}$ ,  $d_{imp}=20 \mu\text{s}$ ).

spazio e di quello sviluppato nel dominio del tempo potrebbe risultare d'interesse per concentrare ulteriormente la banda degli US eccitati.

La metodica proposta per l'amplificazione dell'US, finora illustrata solo per via numerica, necessita di un riscontro sperimentale. Si faccia riferimento alla Figura 6.10, in cui si riporta la variazione di  $S/N$  e  $PtP$  al variare di  $N_{imp}$  (tra 1 e 10 impulsi). Per l'acquisizione si sono impiegate 64 medie d'insieme, mentre per l'*input* un valore di  $\delta$  pari a  $2.5 \mu\text{s}$  e  $d_{imp}=2\delta$  (compatibile con la condizione di Equazione 6.1.1).  $PtP$  aumenta all'aumentare di  $N_{imp}$ , stabilizzandosi per  $N_{imp} \geq 6$  ad un valore triplo rispetto a quello per il singolo impulso. Per quanto riguarda  $S/N$ , di contro, valori di  $N_{imp} > 6$  comportano una sua riduzione, poichè in questo caso si osservano maggiori interferenze elettromagnetiche riconducibili al circuito del laser che si ripercuotono su tutto l'*output* acquisito; tale fenomeno è visualizzato in Figura 6.11, in cui è evidenziata la presenza di un'interferenza iniziale in entrambi i segnali: per  $N_{imp}=6$  vi è una parte antecedente al *TOF* di  $100 \mu\text{s}$  soggetta a rumore non dipendente dal circuito del laser (tra  $80$  e  $100 \mu\text{s}$ ), come invece accade nel caso di  $N_{imp}=10$ . Inoltre, il rumore associato al circuito non può essere eliminato tramite filtraggio, a causa della coerenza col segnale ultrasonoro dovuta alla condizione di Equazione 6.1.1; potrebbe essere tuttavia applicata una procedura di differenza tra due acquisizioni (una con fascio incidente alla superficie del pezzo e una con interposizione di un blocco tra fascio e pezzo) come quella descritta nella Sezione 2.1. In definitiva, la scelta dai risvolti maggiormente positivi in termini sperimentali nel caso specifico corrisponde a  $N_{imp}=6$ ; tuttavia, tale valore può variare in funzione delle caratteristiche degli US eccitati, in dipendenza del tempo necessario allo smorzamento completo dell'US.

Per quanto attiene alle frequenze centrali  $f_0$  in funzione di  $\delta$ , si è selezionato un valore di  $N_{imp}=6$  e impostato  $d_{imp}=2\delta$ . Il risultato è visualizzato in Figura 6.12: prendendo a riferimento la curva di equazione  $f_0=2\delta$  (Equazione 6.1.1), si rileva come l'effettivo andamento di  $f_0$  sia prossimo a quanto previsto; per valori di  $\delta$  inferiori a  $2.2 \mu\text{s}$ , il segnale non segue esattamente la curva a causa dell'allontanamento dalle frequenze di maggior sensibilità della sonda (Figura 4.5).

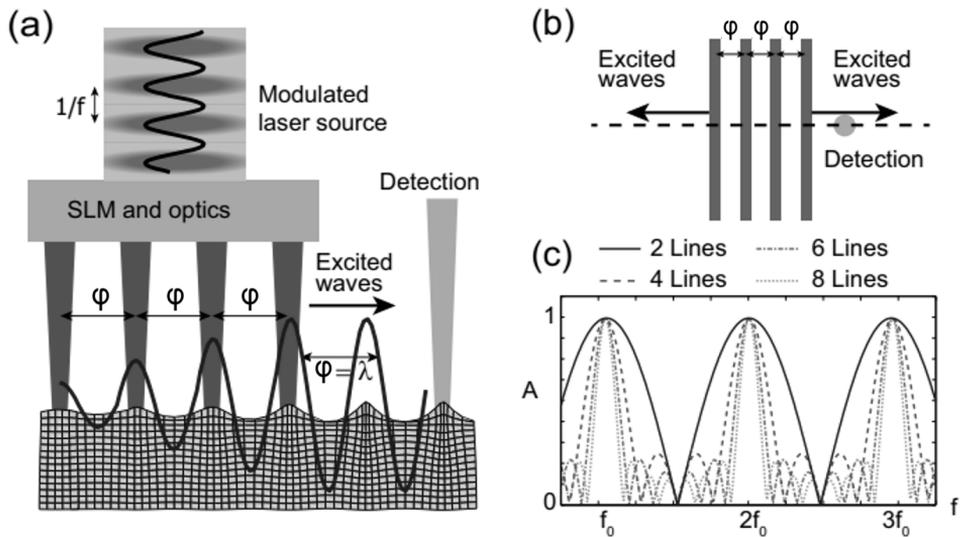


Figura 6.9: *Splitting* della radiazione laser in numerosi fasci tramite Spatial Light Modulator (LSM), distanziati nello spazio di una lunghezza d'onda dell'US  $\lambda$  (a-b), e risposta in frequenza attesa al variare del numero di fasci (c) - modificato da [26].

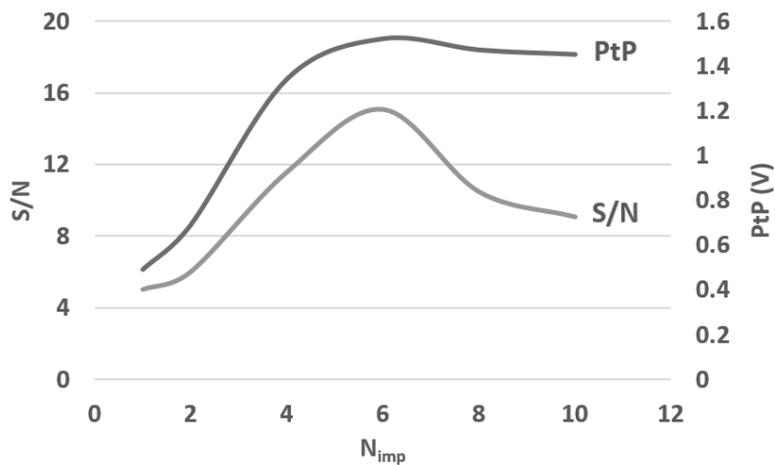


Figura 6.10:  $S/N$  e  $PtP$  ultrasonori al variare del numero di impulsi ( $\delta=2.5 \mu s$ ,  $d_{imp}=2\delta$ ).

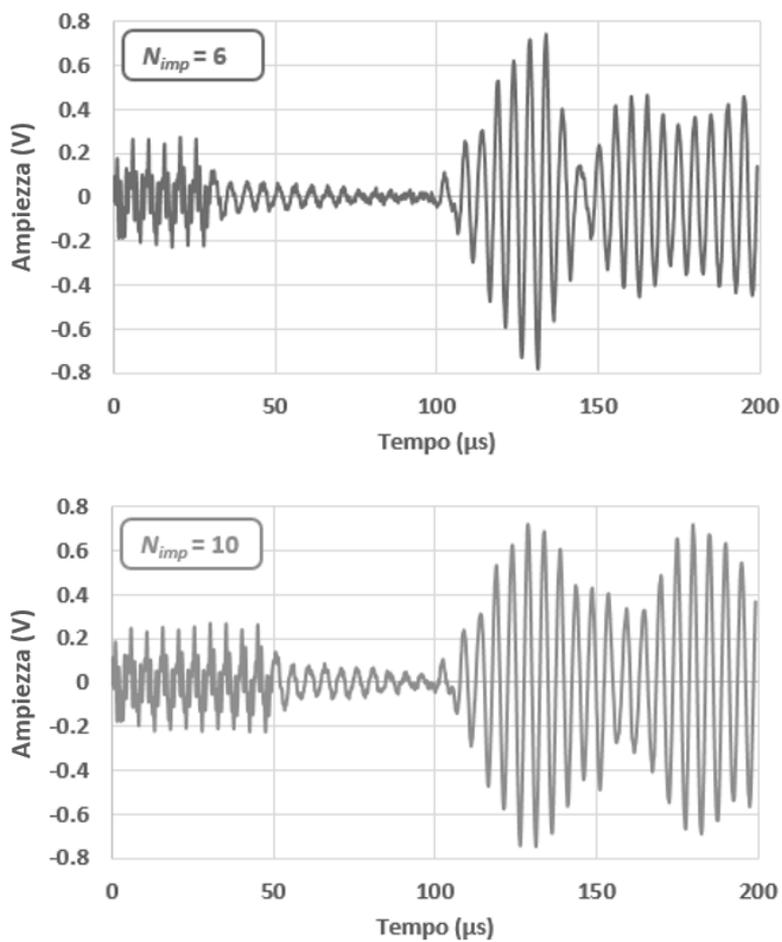


Figura 6.11: Segnali acquisiti per numero di impulsi pari a 6 (sopra) e 10 (sotto).

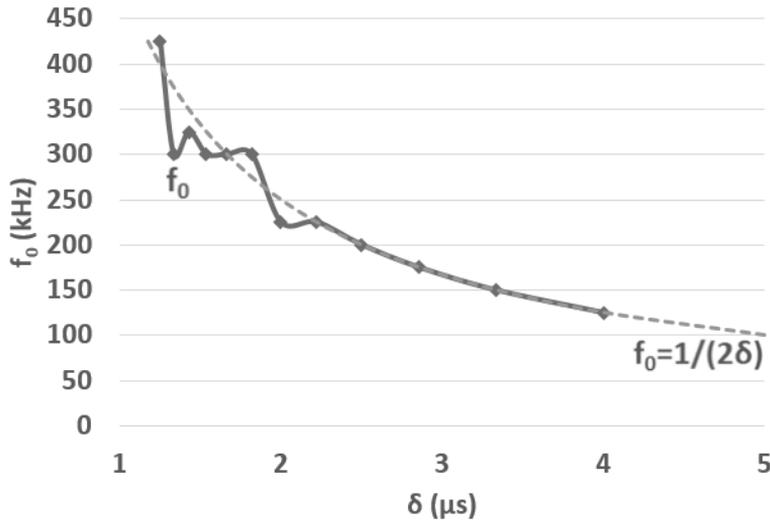


Figura 6.12:  $f_0$  al variare di  $\delta$  e rappresentazione della curva di riferimento  $f_0=1/(2\delta)$ .

### 6.1.2 Ottimizzazione della focalizzazione del fascio

Dopo aver illustrato la metodologia di amplificazione nel dominio del tempo ed applicando le accortezze sopra riportate nella scelta dei parametri di modulazione, un'ulteriore ottimizzazione di  $S/N$  può risultare dall'analisi dell'uscita ultrasonora in funzione della focalizzazione del fascio. Si è impostata una campagna di prove in cui l'unico parametro variabile è la distanza tra lente e componente  $\Phi$ . Tale distanza, se associata alla massima focalizzazione del fascio (*beam waist*), corrisponde alla *effective focal length* (EFL) caratteristica della lente. In Figura 6.13 è visualizzato l'andamento di  $S/N$  al variare di  $\Phi$  e, a corredo, il valore di  $\Phi$  corrispondente al *beam waist*. Si nota come  $S/N$  non subisca variazioni significative, a meno dello specifico punto di *beam waist* in cui si ha un'attenuazione del 31% (-2 dB). La giustificazione è da ricercarsi nelle dimensioni della sorgente di emissione ultrasonora, che porta la densità di potenza a valori prossimi al limite dell'ablazione. In tale regime, le proprietà del materiale subiscono importanti variazioni in termini di microstruttura, sfavorendo l'eccitazione e la propagazione di onde elastiche [2]. Globalmente, dunque, il fascio deve essere sufficientemente focalizzato per risultare in un'elevata energia di oscillazione ultrasonora, ma non eccessivamente al fine di evitare l'innesco del regime ablativo.

## 6.2 Ulteriori prove con sonde non a contatto

Dopo aver completato lo studio su  $S/N$  per l'ottimizzazione dei parametri di processo, si è resa necessaria un'ulteriore indagine impiegando sonde non a contatto per verificare se gli US risultino a questo punto rilevabili; l'ottimizzazione portata avanti e descritta nelle Sezioni 6.1.1-6.1.2 permette infatti di ottenere un'amplificazione massima di 10 dB impiegando opportuni valori di  $N_{imp}$ ,  $d_{imp}$ ,  $\delta$  e 2 dB aggiuntivi defocalizzando il fascio rispetto al *beam waist*. Nonostante gli espedienti adottati, in particolare la concentrazione della banda in uscita intorno alla frequen-

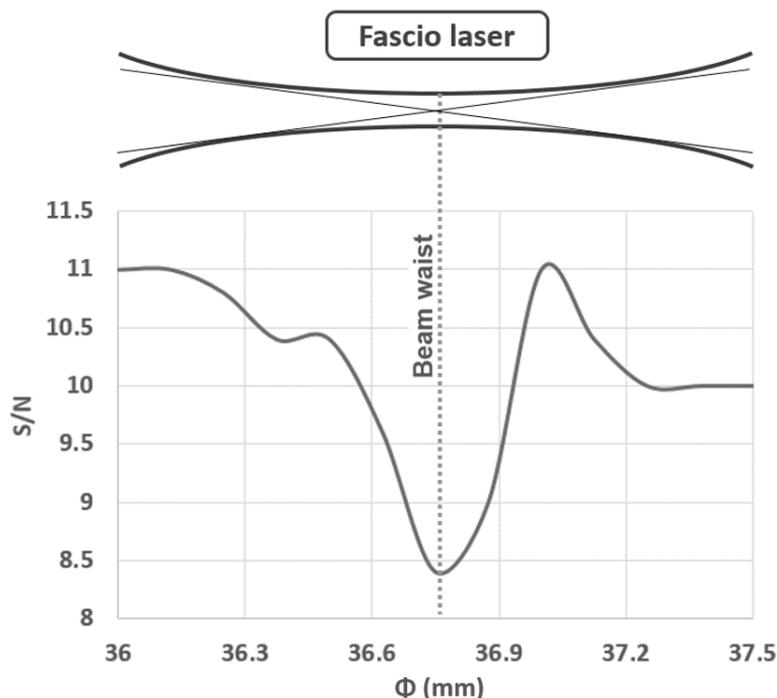


Figura 6.13:  $S/N$  al variare della distanza tra lente e componente  $\Phi$ , con visualizzazione del punto di *beam waist*.

za di risonanza della sonda, il *layout* sperimentale ideato non ha esibito sufficienti capacità di rilevazione ultrasonora tramite sonde non a contatto. Un sistema del tutto *contactless* non può evidentemente prescindere dall'impiego di uno strumento come l'interferometro, per il quale la banda dell'US ha rilevanza marginale (purchè la sua frequenza di campionamento sia almeno doppia di quella dell'onda da rilevarsi - Teorema di Shannon).

Data l'impossibilità di rilevare l'US tramite metodologie non a contatto, si prosegue la trattazione con un'analisi a contatto mirata alla rilevazione delle maggiori criticità degli assili: le cricche sui raggi di raccordo.

### 6.3 Rilevazione a contatto di cricche sui raggi di raccordo in assili ferroviari

Le cricche sui raggi di raccordo risultano estremamente critiche e frequenti negli assili: seppur soggetti a momento flettente limitato rispetto alla parte centrale dell'assile, i raggi di raccordo sono tipici concentratori di tensione. Nella presente Sezione si analizza dunque la capacità di rilevazione del sistema a contatto ottimizzato nel rilevare tale tipologia di cricca; rispetto a quanto riportato in Sezione 4.2.2, la rilevazione è complicata dalla discontinuità geometrica, che può comportare una modifica ai modi d'onda: sul raggio di raccordo, l'onda R può convertire la propria energia in un'onda trasversale che, propagando internamente al materiale, può comunque superare la discontinuità.

Sull'assile sono stati creati dei difetti artificiali visualizzati in Figura 6.14. Le cricche sono perpendicolari al raccordo, hanno profondità massima di 3 mm e sono distanziate di  $30^\circ$  lungo la coordinata angolare (ciò permette di valutare l'attenuazione dell'ultrasuono dovuta alla singola cricca). Uno schema rappresentativo della disposizione delle cricche è riportato in Figura 6.15.

Sono stati acquisiti alcuni segnali tramite la sonda posizionata sul fusello, con la radiazione laser concentrata sul corpo dell'assile a distanza totale di circa 0.75 m (raggi di raccordo compresi); la singola cricca è posta alla medesima coordinata radiale sia della radiazione che della sonda. In tal modo, il fronte d'onda generato dal laser compie un percorso sulla longitudinale dell'assile per interagire con la cricca ed essere successivamente acquisito. In linea coi risultati dell'ottimizzazione riportati in Sezione 6.1.1, si è fatto impiego di una sequenza con  $N_{imp}=6$ ,  $\delta=2.5 \mu s$  e  $d_{imp}=2\delta$ .  $f_0$  atteso è dunque pari a 200 kHz, e i segnali sono stati conseguentemente filtrati in *post processing* tra 150 kHz e 250 kHz. In Figura 6.16 si riporta, a titolo illustrativo, un segnale acquisito in assenza e presenza della cricca A sul percorso tra sorgente e ricevitore, con filtraggio applicato. La prima porzione di segnale tra  $0 \mu s$  e  $100 \mu s$  è riconducibile al circuito del laser, mentre il ToF è pari a  $240 \mu s$ .

Tra i segnali di Figura 6.16 sono presenti delle discrepanze, che possono essere evidenziate svolgendo la differenza tra i due. La Figura 6.17 riporta la differenza tra i segnali acquisiti in assenza e presenza di cricca, per ciascuna delle cricche A, B e C; come visibile, intorno al ToF si evidenzia in tutti i casi un valore differenza direttamente riconducibile alla presenza della cricca. Per tutte le cricche, seppur con variazioni di forma causate dalle differenti riflessioni d'onda per le differenti cricche, si rileva una riduzione fino a 0.4 V sull'ampiezza di 0.6 V del segnale base ("Assenza cricca" in Figura 6.16), implicandone una riduzione di circa il 66%. Ciò è compatibile con quanto rappresentato in Figura 4.14 per la medesima dimensione della cricca, dimostrando come le cricche risultino ugualmente rilevabili sia che si presentino sul corpo dell'assile che in posizioni più critiche come i raggi di raccordo.

## 6.4 Rilevazione degli US con sonde a banda stretta

La sperimentazione proposta e discussa nella Sezione 6.1 considera, per questioni di coerenza complessiva tra risultati ottenuti all'interno del presente lavoro, la rilevazione di US per mezzo di sonde a contatto a banda larga. Per completezza, si illustra in Figura 6.18 un segnale rilevato attraverso sonde a contatto a banda stretta con frequenza centrale di 1 MHz; al fine di pervenire alle massime prestazioni in termini di rilevazione degli US, si impiegano  $\delta$  e  $d_{imp}$  pari a  $0,5 \mu s$  e  $1 \mu s$  rispettivamente. Come visibile, il segnale non risulta interessato da contributi spuri a frequenze differenti da quella centrale, che invece caratterizzano i segnali delle Figure 6.11, 6.16-6.17.  $S/N$  è pari a 30, doppio rispetto a quanto ottenibile con la sonda a banda larga; dunque, nonostante l'impossibilità di rilevare US attraverso la sonda in aria, la metodologia di amplificazione degli US basata sull'interferenza costruttiva si dimostra in questo contesto estremamente interessante per concentrare la banda intorno alla frequenza di risonanza della sonda ed incrementare la rilevabilità degli ultrasuoni; tale metodica rappresenta dunque una solida base per il futuro sviluppo e la messa a punto a livello industriale della tecnologia basata sull'eccitazione di US tramite diodo laser.

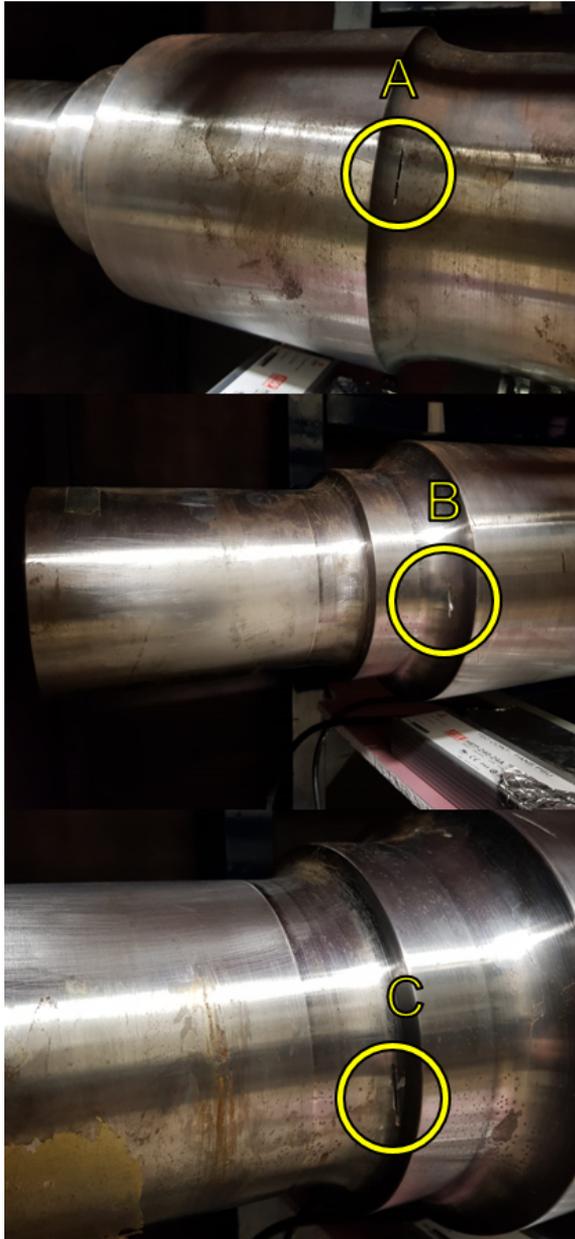


Figura 6.14: Cricche artificiali sui raggi di raccordo tra portata di calettamento e corpo (A), portata di calettamento e collare (B), collare e fusello (C).

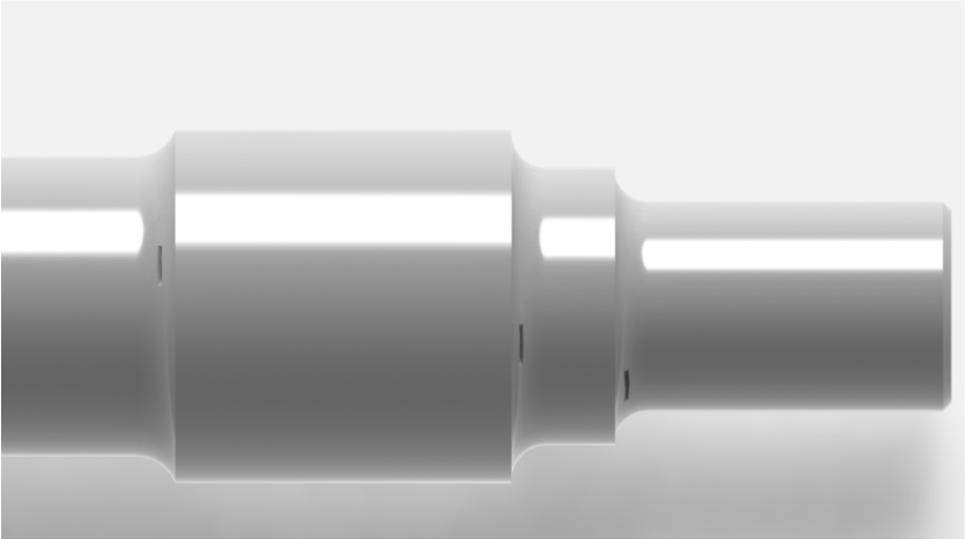


Figura 6.15: Rappresentazione CAD delle cricche, localizzate a  $30^\circ$  relativamente sulla coordinata angolare dell'assile.

## 6.5 Contributo del lavoro ed ulteriori sviluppi

In conseguenza di quanto illustrato, il presente lavoro nel suo complesso ha importanti risvolti su due branche separate: il campo della ricerca ed il campo della tecnologia. La trattazione ha infatti il merito di aver compiuto passi avanti rispetto ad uno stato dell'arte povero di studi legati all'applicazione diodi laser-US, in cui la tecnologia viene impiegata solo per l'ispezione di provini e non di componenti dal maggior interesse industriale. Lo studio ha invece evidenziato come, impiegando particolari accorgimenti, la tecnologia sia matura per essere applicata alla soluzione di problemi reali. Più nello specifico, si è dimostrato come l'individuazione delle cricche su componenti meccanici complessi come gli assili ferroviari sia del tutto possibile impiegando diodi laser modulabili. Tale capacità è di estrema rilevanza da un punto di vista della pratica industriale, permettendo di limitare i costi legati alle ispezioni di assili ferroviari. Ciò ha come risvolto diretto la possibilità di produrre a pari costo più sistemi d'ispezione in luogo di un singolo sistema (il laser da 20 W ha un prezzo di 3 k€, mentre un laser impulsato quasi 100 k€), aprendo le porte verso un'implementazione su larga scala a tutti i rotabili di cui il convoglio si compone.

Come illustrato, la principale problematica della tecnica è legata alla rilevazione non a contatto degli US: nonostante le ottimizzazioni apportate all'*input*, le differenti campagne di prova svolte non hanno permesso di acquisire segnali US identificabili senza ambiguità attraverso sonde accoppiate in aria a banda stretta. Tali strumenti sono stati preliminarmente impiegati per la rilevazione a causa del basso costo ad essi associato; tuttavia, per permettere la rilevazione non a contatto è auspicabile l'impiego di uno strumento dalla maggior sensibilità, quali gli interferometri. Gli interferometri hanno il vantaggio di essere ugualmente sensibili a qualsiasi frequenza delle onde eccitate (stanti le limitazioni dovute alla larghezza di banda dello strumento stesso). Di contro, l'interferometro impiega una radia-

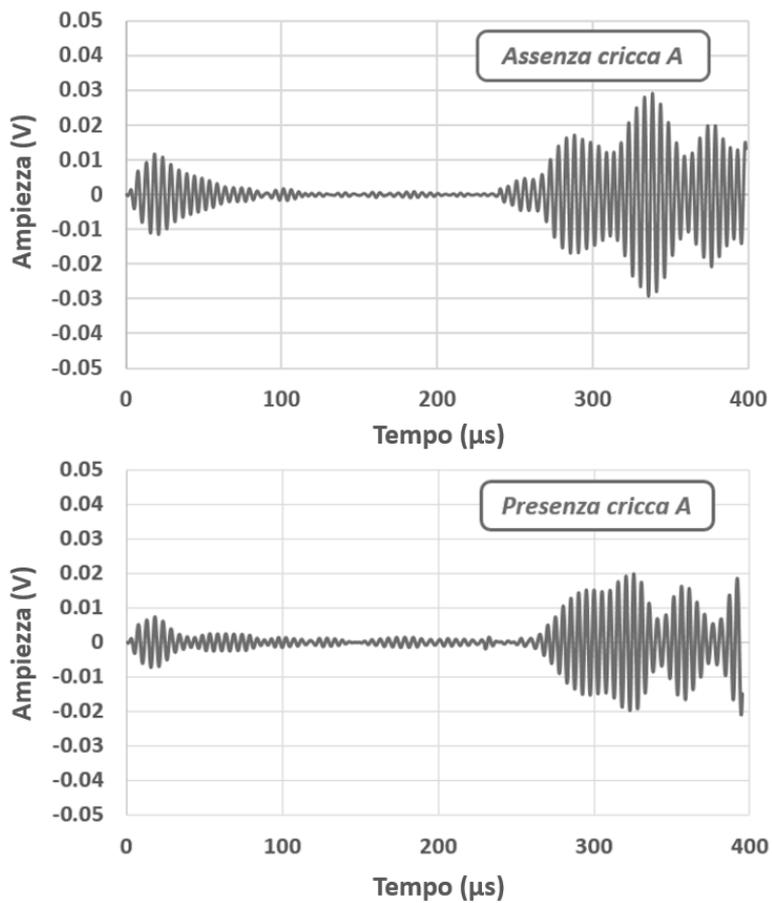


Figura 6.16: Segnali acquisiti in presenza e assenza di una cricca sul percorso tra sorgente e ricevitore, posizionata in corrispondenza del raggio di raccordo A di Figura 6.14.

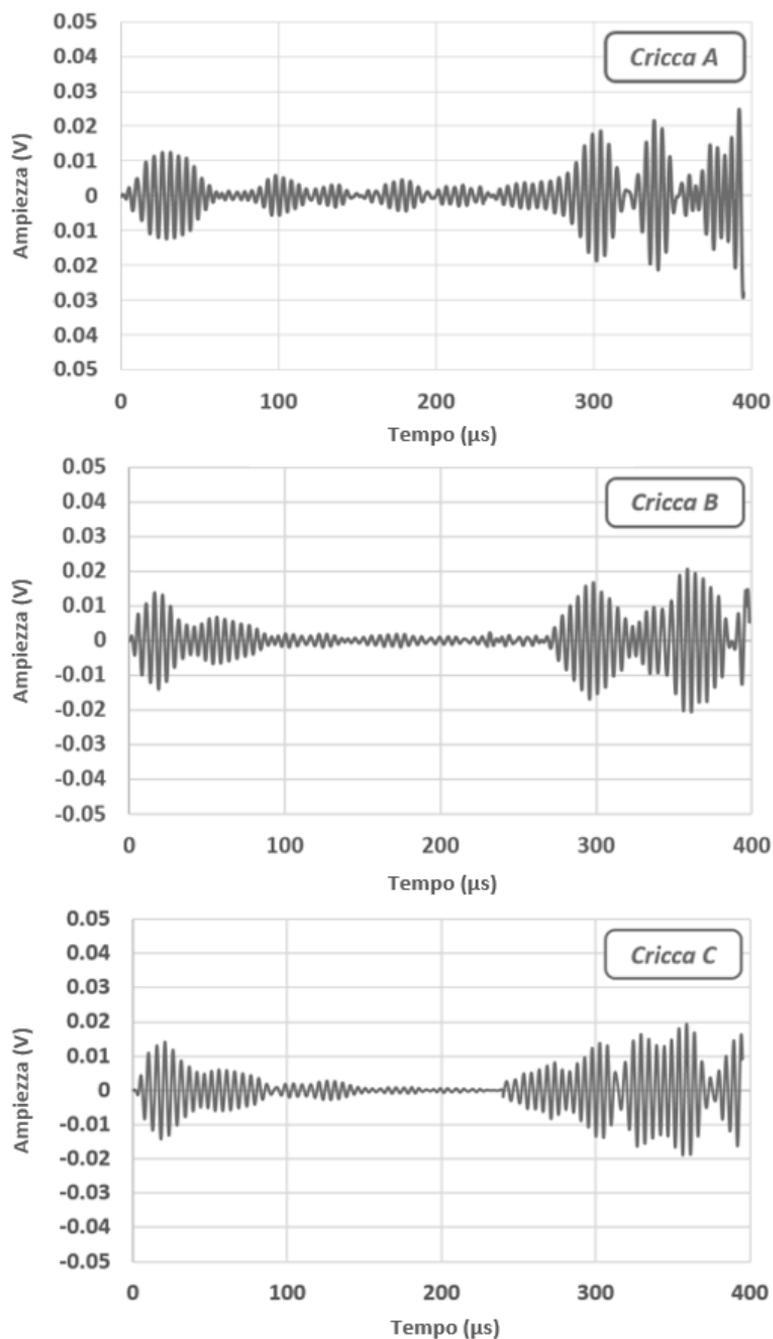


Figura 6.17: Segnali differenza tra acquisizione in presenza di cricca e acquisizione in assenza di cricca, per le tre cricche A, B e C di Figura 6.14.

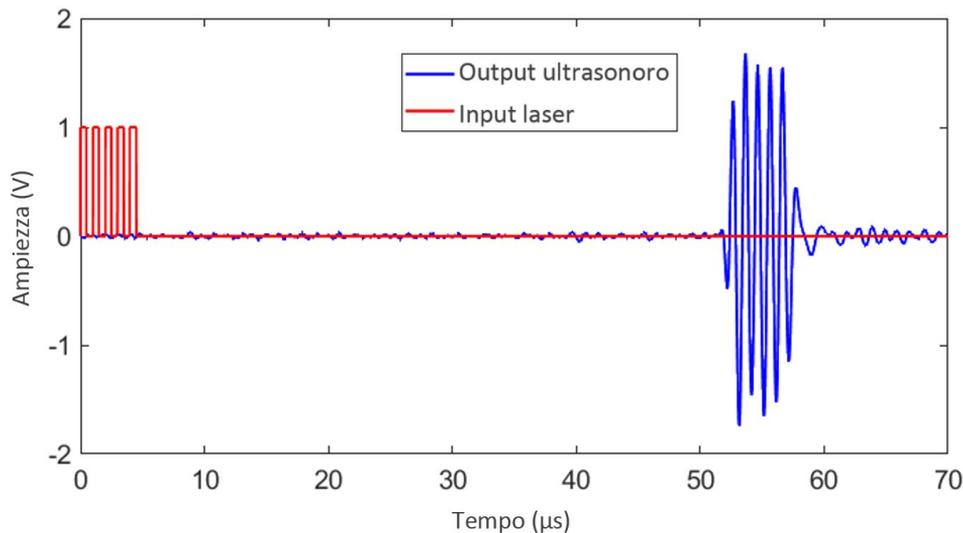


Figura 6.18: Esempio di segnale acquisito tramite sonda a banda stretta con frequenza centrale di 1 MHz.

zione luminosa per la rilevazione, con sensibilità dipendente dalle caratteristiche di riflettività del componente (come mostrato nel Capitolo 1.2.1, l'acciaio riflette solo il 50% della radiazione per lunghezze d'onda laser di  $1 \mu\text{m}$ , tipicamente impiegate per gli interferometri); a ciò si aggiunge un elevato costo dello strumento, con valore minimo di 10 k€.

Per la specifica applicazione, potrebbe risultare estremamente interessante impiegare la tecnica del *gas-coupled laser acoustic detection* (GCLAD), descritta in [27, 28] e ad oggi impiegata per l'ispezione di materiali polimerici e compositi. Il principio di funzionamento è illustrato in Figura 6.19: in presenza di un'onda di pressione all'interfaccia di un provino (come un'onda L che, dopo averne percorso l'intero spessore, propaga in aria), un fascio da diodo laser CW viene deviato dal suo percorso di un angolo  $\theta$ ; tale scostamento viene letto da un rilevatore sensibile alla posizione (*position sensitive detector*, PSD). In presenza di cricca nel componente, l'US non raggiunge la superficie e lascia imperturbata la radiazione laser, permettendo di rilevare la presenza della discontinuità. La lente è funzionale a concentrare il fascio sul sensore del PSD, indipendentemente dalla deviazione del fascio. Tale strumento è in primo luogo meno costoso di un interferometro, in quanto il sistema complessivo ha un prezzo inferiore ai 4 k€; valore aggiunto della tecnologia rispetto all'interferometria è l'indipendenza della sensibilità dalla riflettività del materiale, particolarmente desiderabile nel caso di materiali dalla limitata riflettività come l'acciaio degli assili (in particolare se verniciato).

Anche sulla base di queste ultime considerazioni, preme sottolineare come i passi per raggiungere un'ispezione degli assili totalmente *contactless* siano già parzialmente definiti e che la ricerca è tuttora in divenire. Nonostante l'obiettivo di rilevare gli ultrasuoni propaganti in aria non sia stato infatti centrato, numerosi passi in avanti possono ancora essere compiuti per raggiungere lo scopo. Nel frattempo, il sistema impiegante il diodo laser con rilevazione a contatto è stato globalmente ottimizzato e risulta pronto ad un'implementazione industriale per l'ispezione di

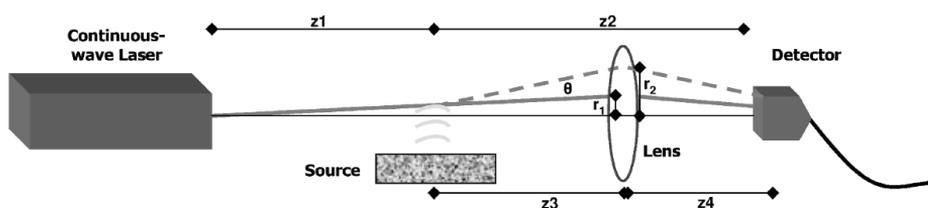


Figura 6.19: Illustrazione del principio di funzionamento della tecnologia GCLAD (estratto da Caron [28]).

provini e componenti meccanici semplici. Nel caso specifico degli assili, si provvederà ad un'ulteriore verifica dell'efficacia ed ottimizzazione della metodologia in presenza di ruote calettate; ciò verrà svolto nell'ambito di una collaborazione, già in essere, con un *partner* industriale atta alla creazione di un sistema di monitoraggio non distruttivo degli assili, che permetterà l'automatizzazione del processo di rilevazione a contatto.

In ultima istanza, dalla ricerca sono emerse prestazioni della tecnologia di laser-US mai davvero dimostrate nè sondate dalla letteratura tecnica, con un indubbio potenziale in termini di monitoraggio continuo dell'integrità degli assili; ai passi successivi arricchire ed irrobustire la tecnologia per renderla, sul medio periodo, affidabile ed adatta all'ispezione direttamente a bordo del convoglio.



# Capitolo 7

## Conclusioni

Il presente lavoro ha mirato ad approfondire numerosi aspetti riguardanti la tecnologia di eccitazione di ultrasuoni (US) tramite effetto fotoacustico generato da diodi laser modulabili, al fine di evidenziarne le potenzialità in termini di controllo non distruttivo e permetterne l'applicazione al monitoraggio di componenti meccanici. Si è fatto nello specifico riferimento ad assili ferroviari, per i quali una metodologia di eccitazione e rilevazione non a contatto di US permetterebbe il loro monitoraggio in esercizio. Da un'attenta analisi dello stato dell'arte, si è innanzitutto desunto come la letteratura tecnica sia maggiormente concentrata sull'eccitazione tramite laser impulsati; l'interesse verso l'eccitazione tramite laser a diodo è circoscritto a studi preliminari inerenti alla propagazione delle onde in provini.

Per portare la tecnologia a livelli adeguati al monitoraggio di componenti meccanici, si sono innanzitutto condotte delle campagne di *testing* per la determinazione delle caratteristiche degli US al variare di alcuni parametri di processo, sia considerando onde longitudinali (L) che superficiali di Rayleigh (R) acquisite a contatto. È stato preliminarmente dimostrato come, a differenza di quanto proposto dallo stato dell'arte, l'impiego di sequenze *pseudo-random* in *input* al laser risulti inadatto all'ottimizzazione del rapporto segnale-rumore (*signal-to-noise ratio*,  $S/N$ ); ciò è conseguenza della variabilità nella durata degli impulsi, che allarga la banda dell'US in uscita disperdendo l'energia in un ampio *range* di frequenze. L'uso di uguali lunghezze d'impulso  $\delta$  risulta invece benefico, in quanto si vengono ad eccitare onde dalle medesime caratteristiche ad ogni impulso. Per quanto concerne sia onde L che R, si evidenzia una prevalente influenza su  $S/N$  di  $\delta$  e del numero di medie d'insieme.

Per quanto attiene agli assili ferroviari, sono state svolte numerose campagne di prova con rilevazione delle onde R a contatto. L'identificazione di onde R è cruciale per tali componenti in quanto le maggiori criticità sono situate in superficie, dove il momento flettente e la velocità di nucleazione/propagazione delle cricche risultano massimi. A seguito dello studio delle onde rilevate tramite acquisizione a contatto, è stato investigato l'effetto di una cricca sul segnale acquisito; impiegando singoli impulsi laser ed eccitando frequenze dell'US intorno a 200 kHz, si è dimostrato come la presenza di una cricca di 3 mm tra punto di incidenza del fascio e ricevitore comporti una riduzione di  $S/N$  del 65%. Inoltre, gli US eccitati sul corpo dell'assile riescono a percorrere i raggi di raccordo rimanendo pur sempre rilevabili in corrispondenza del fusello.

Per quanto riguarda la rilevazione non a contatto tramite sonde accoppiate in aria a banda stretta, non è stato possibile evidenziare in uscita dei segnali ultrasonori associati a  $S/N > 1$ . Ciò ha implicato l'impostazione di ulteriori prove per concentrare ulteriormente la banda intorno alla frequenza di risonanza delle sonde non a contatto. Durante lo svolgimento delle prove, si è trasversalmente identificata un'eccitazione doppia di ultrasuoni con un singolo impulso: la prima all'atto del riscaldamento, la seconda durante il raffreddamento. Impiegando tale fenomeno fisico, è stato messo a punto un sistema in cui lo sperimentatore può direttamente agire sulle frequenze ultrasonore centrali costituenti l'uscita ultrasonora, impostando opportunamente i valori di  $\delta$  e la distanza temporale tra un impulso e l'altro. Tale ulteriore ottimizzazione del  $S/N$  non è stata tuttavia sufficiente alla rilevazione degli US tramite sonde non a contatto. La sperimentazione è stata dunque conclusa investigando la rilevabilità di cricche sui raggi di raccordo dell'assile tramite sonde a contatto, dimostrando come per queste valgano analoghe considerazioni rispetto a cricche sul corpo dell'assile.

Lo studio è nel complesso riuscito nell'obiettivo primario legato alla comprensione e all'ottimizzazione del fenomeno di eccitazione degli US tramite diodo laser, delineando interessanti sviluppi rispetto a quanto disponibile allo stato dell'arte e rendendo la tecnologia appetibile dal punto di vista industriale. Ulteriori attività di laboratorio dovranno essere volte alla rilevazione non a contatto degli US, già parzialmente definite verso lo sfruttamento di soluzioni per l'acquisizione di segnali caratterizzate da basso costo ed elevata sensibilità; risolvendo quest'ultima criticità, il sistema potrà aprire le porte alla rilevazione in tempo reale di cricche su tutti gli assili in rotazione del convoglio, direttamente a bordo del veicolo ferroviario.

# Bibliografia

- [1] M. Budimir, A. Mohimi, C. Selcuk e T.-H. Gan, «High Temperature Nde Ultrasound Transducers for Condition Monitoring of Superheated Steam Pipes in Nuclear Power Plants», in *Proceedings of the International Conference Nuclear Energy for New Europe, Bovec, Slovenia*, 2011, pp. 501–1.
- [2] C. B. Scruby e L. E. Drain, *Laser Ultrasonics: Techniques and Applications*. Bristol, England ; Philadelphia: A. Hilger, 1990, ISBN: 978-0-7503-0050-6.
- [3] M. M. Quazi, M. A. Fazal, A. S. M. A. Haseeb, F. Yusof, H. H. Masjuki e A. Arslan, «Laser-Based Surface Modifications of Aluminum and Its Alloys», English, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, vol. 41, n. 2, pp. 106–131, mar. 2016, ISSN: 1040-8436, 1547-6561. DOI: 10.1080/10408436.2015.1076716.
- [4] C. Mineo, D. Cerniglia e A. Pantano, «Numerical Study for a New Methodology of Flaws Detection in Train Axles», English, *Ultrasonics*, vol. 54, n. 3, pp. 841–849, mar. 2014, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2013.10.008.
- [5] *UNI EN 13103-1:2018. Applicazioni Ferroviarie - Sale Montate e Carrelli - Parte 1: Metodo Di Progettazione per Assi Con Boccole Esterne*, 2018.
- [6] A. Cavuto, M. Martarelli, G. Pandarese, G. Revel e E. Tomasini, «Experimental Investigation by Laser Ultrasonics for High Speed Train Axle Diagnostics», English, *Ultrasonics*, vol. 55, pp. 48–57, gen. 2015, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2014.08.010.
- [7] D. Veira Canle, A. Salmi e E. Hægström, «Non-Contact Damage Detection on a Rotating Blade by Lamb Wave Analysis», English, *NDT & E International*, vol. 92, pp. 159–166, dic. 2017, ISSN: 09638695. DOI: 10.1016/j.ndteint.2017.08.008.
- [8] B. Park, H. Sohn, C.-M. Yeum e T. C. Truong, «Laser Ultrasonic Imaging and Damage Detection for a Rotating Structure», English, *Structural Health Monitoring: An International Journal*, vol. 12, n. 5-6, pp. 494–506, set. 2013, ISSN: 1475-9217, 1741-3168. DOI: 10.1177/1475921713507100.
- [9] Centro Prove non Distruttive, *Le Prove Non Distruttive*. Associazione Italiana Metallurgia, 1993, vol. I.
- [10] I. A. Veres, A. Cleary, G. Thursby, C. McKee, I. Armstrong, G. Pierce e B. Culshaw, «Golay Code Modulation in Low-Power Laser-Ultrasound», English, *Ultrasonics*, vol. 53, n. 1, pp. 122–129, gen. 2013, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2012.04.006.

- [11] B. Culshaw e S. Pierce, «Laser Generation of Ultrasonic Lamb Waves Using Low Power Optical Sources», English, *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology*, vol. 145, n. 5, pp. 244–249, set. 1998, ISSN: 1350-2344, 1359-7094. DOI: 10.1049/ip-smt:19982212.
- [12] R. Anastasi e E. Madaras, «Pulse Compression Techniques for Laser Generated Ultrasound», in *1999 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. International Symposium (Cat. No.99CH37027)*, Caesars Tahoe, NV: IEEE, 1999, 813–817 vol.1, ISBN: 978-0-7803-5722-8. DOI: 10.1109/ULTSYM.1999.849521.
- [13] R. C. Dixon, *Spread Spectrum Systems: With Commercial Applications*. Wiley New York, 1994, vol. 994.
- [14] A. Cleary, I. Veres, G. Thursby, C. McKee, I. Armstrong, S. G. Pierce e B. Culshaw, «Low Power Laser Generated Ultrasound: Signal Processing for Time Domain Data Acquisition», *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 278, p. 012036, gen. 2011, ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/278/1/012036.
- [15] D. Vangi, A. Virga e M. S. Gulino, «Random Sequence for Optimal Low-Power Laser Generated Ultrasound», *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 882, p. 012013, ago. 2017, ISSN: 1742-6588, 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/882/1/012013.
- [16] D. Vangi, A. Virga e M. Gulino, «Study on the Most Influential Parameters in Low-Power Laser Generated Ultrasound», English, *FME Transaction*, vol. 45, n. 3, pp. 323–330, 2017, ISSN: 1451-2092. DOI: 10.5937/fmet1703323V.
- [17] J. Wang, Z. Shen, X. Ni, B. Xu, J. Guan e J. Lu, «Numerical Simulation of Laser-Generated Surface Acoustic Waves in the Transparent Coating on a Substrate by the Finite Element Method», English, *Optics & Laser Technology*, vol. 39, n. 1, pp. 21–28, feb. 2007, ISSN: 00303992. DOI: 10.1016/j.optlastec.2005.05.015.
- [18] P. Liu, A. W. Nazirah e H. Sohn, «Numerical Simulation of Damage Detection Using Laser-Generated Ultrasound», English, *Ultrasonics*, vol. 69, pp. 248–258, lug. 2016, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.03.013.
- [19] D. Vangi, M. S. Gulino e A. Virga, «Optimal Rayleigh Waves Generation by Continuous Wave Modulated Laser», *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1110, p. 012006, nov. 2018, ISSN: 1742-6588, 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/1110/1/012006.
- [20] D. Profunser, J. Vollmann e J. Dual, «Determination of the Material Properties of Microstructures by Laser Based Ultrasound», English, *Ultrasonics*, vol. 42, n. 1-9, pp. 641–646, apr. 2004, ISSN: 0041624X. DOI: 10.1016/j.ultras.2004.01.049.
- [21] M. Carboni e S. Cantini, «Advanced Ultrasonic “Probability of Detection” Curves for Designing in-Service Inspection Intervals», en, *International Journal of Fatigue*, vol. 86, pp. 77–87, mag. 2016, ISSN: 01421123. DOI: 10.1016/j.ijfatigue.2015.07.018.
- [22] R. Jarvis, P. Cawley e P. B. Nagy, «Performance Evaluation of a Magnetic Field Measurement NDE Technique Using a Model Assisted Probability of Detection Framework», en, *NDT & E International*, vol. 91, pp. 61–70, ott. 2017, ISSN: 09638695. DOI: 10.1016/j.ndteint.2017.06.006.

- [23] D. Vangi, A. Virga e M. Gulino, «Riduzione Del Rumore in Segnali Ultrasonori Tramite Algoritmi Di Cross-Correlazione per Il Monitoraggio Di Componenti in Servizio», in *45° Convegno Nazionale AIAS*, set. 2016.
- [24] F. Gao, X. Feng, R. Zhang, S. Liu, R. Ding, R. Kishor e Y. Zheng, «Single Laser Pulse Generates Dual Photoacoustic Signals for Differential Contrast Photoacoustic Imaging», English, *Scientific Reports*, vol. 7, n. 1, p. 626, dic. 2017, ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/s41598-017-00725-4.
- [25] Y. Zhou, M. Li, W. Liu, G. Sankin, J. Luo, P. Zhong e J. Yao, «Thermal Memory Based Photoacoustic Imaging of Temperature», English, *Optica*, vol. 6, n. 2, p. 198, feb. 2019, ISSN: 2334-2536. DOI: 10.1364/OPTICA.6.000198.
- [26] C. Grünsteidl, I. A. Veres, J. Roither, P. Burgholzer, T. W. Murray e T. Berer, «Spatial and Temporal Frequency Domain Laser-Ultrasound Applied in the Direct Measurement of Dispersion Relations of Surface Acoustic Waves», English, *Applied Physics Letters*, vol. 102, n. 1, p. 011103, gen. 2013, ISSN: 0003-6951, 1077-3118. DOI: 10.1063/1.4773234.
- [27] J. L. Johnson, K. van Wijk, J. N. Caron e M. Timmerman, «Gas-Coupled Laser Acoustic Detection as a Non-Contact Line Detector for Photoacoustic and Ultrasound Imaging», *Journal of Optics*, vol. 18, n. 2, p. 024005, feb. 2016, ISSN: 2040-8978, 2040-8986. DOI: 10.1088/2040-8978/18/2/024005.
- [28] J. N. Caron, D. O. Thompson e D. E. Chimenti, «DISPLACEMENT AND DEFLECTION OF AN OPTICAL BEAM BY AIRBORNE ULTRASOUND», English, in *AIP Conference Proceedings*, vol. 975, Golden (Colorado): AIP, 2008, pp. 247–254. DOI: 10.1063/1.2902666.