

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA



**Proprietà elastiche e termodinamiche
di nanostrutture periodiche studiate
con tecniche ottiche risolte in tempo**

TESI DI LAUREA

Matteo Montagnese

MATRICOLA N. 62300035

Relatore: Prof. Fulvio Parmigiani

Correlatore: Dott. Claudio Giannetti

ANNO ACCADEMICO 2005/2006

Ai miei genitori

Lo dolce ber che mai non m'avrà sazio

Purg. XXXIII, 138

Apri la mente a quel ch'io ti paleso
e fermalvi entro; ché non fa scienza,
sanza lo ritenere, avere inteso.

Par. V, 40-42

Indice

Indice	I
1 Introduzione	1
2 Proprietà termiche e elastiche delle nanostrutture	5
2.1 Onde elastiche in strutture periodiche	5
2.2 Termodinamica nei mesosistemi	6
3 I nanodot	9
3.1 Proprietà elastiche	11
3.2 Proprietà termodinamiche	12
4 Misure ottiche risolte in tempo	13
4.1 Misure magneto-ottiche	13
4.1.1 Misure MOKE	14
4.1.2 Misure TR-MOKE	14
4.2 Misure di riflettività risolta in tempo	15
5 Caratterizzazione dei campioni	19
5.1 Introduzione	19
5.2 Processo di realizzazione	20
5.3 Caratterizzazione	20

6	Setup sperimentale	25
6.1	Introduzione	25
6.2	Coincidenza e misura della lunghezza degli impulsi	29
6.3	Il modulatore foto-elastico	30
6.4	Sistema di feedback	32
6.5	Procedimento di misura	35
6.6	Modulazione ad alta frequenza	36
7	Eccitazione termica di onde elastiche	41
7.1	Oscillazioni elastiche dei nanodot	41
7.2	Variazioni di riflettività	43
7.3	Eccitazione e dinamica elettronica	47
8	Discussione dei risultati sperimentali	53
8.1	Misure ad alta risoluzione	53
8.2	Dipendenza dal parametro reticolare	55
8.2.1	Frequenza delle oscillazioni	55
8.2.2	Smorzamento delle oscillazioni	59
8.2.3	Smorzamento dell'involuppo	64
8.3	Dipendenza dal diametro	64
8.3.1	Spettro delle oscillazioni	66
8.3.2	Modi normali di vibrazione	68
8.4	Dipendenza dallo spessore	74
8.4.1	Smorzamento dell'involuppo	77
8.4.2	Riscaldamento medio dei dot	78
8.5	Analisi tempo-frequenza	81
8.6	Trasformate wavelet	82
8.6.1	Trasformata wavelet numerica	85

8.6.2	Scelta della wavelet	86
8.6.3	Aree di confidenza	87
8.6.4	Spettri Wavelet dei dati	90
9	Conclusioni	93
9.1	Riassunto	93
9.1.1	Onde stazionarie elastiche nel campione	93
9.1.2	Termodinamica dei nanodot	96
9.2	Prospettive future	96
	Bibliografia	104
	Ringraziamenti	111

Capitolo 1

Introduzione

Negli ultimi anni il perfezionarsi dei metodi di nanofabbricazione ha stimolato l'interesse verso le proprietà fisiche della materia su scala submicrometrica. Si è cominciato a guardare ai nanosistemi non solo come oggetti di studio “esotici” ma anche come utili strumenti per sondare i limiti e la validità di teorie classiche e macroscopiche. Grande interesse hanno quindi suscitato i cosiddetti “mesosistemi”. Essi possono essere concepiti come oggetti nei quali gli effetti di scambio-correlazione collettivi (tipicamente quantistici) cominciano ad offrire un contributo rilevante alla dinamica globale del sistema. Lo studio di questi sistemi può offrire numerosi spunti per definire sempre meglio la natura della materia confinata in dimensioni submicrometriche.

Sin dall'introduzione dei primi sistemi laser impulsati le tecniche ottiche risolte in tempo hanno avuto grande diffusione nello studio dei sistemi condensati e delle nanostrutture in particolare. La popolarità dell'ottica risolta in tempo si è accresciuta con l'introduzione dei laser al Ti:zaffiro ad impulsi ultra-corti, apparati estremamente stabili ed efficienti capaci di produrre impulsi nel vicino infrarosso di lunghezza inferiore ai 100 fs.

Il presente lavoro ha come oggetto lo studio delle proprietà elastiche e

termodinamiche di nanostrutture composte da particelle metalliche di forma cilindrica e di dimensioni inferiori al micron (d'ora in poi "nanodot") cresciute su una superficie di semiconduttore (nel presente caso silicio) in reticoli ordinati a lungo raggio con separazioni inferiori al micron. Sono state effettuate delle misure di riflettività risolta in tempo utilizzando laser a impulsi ultra-corti e tecniche proprie dell'ottica risolta in tempo per ottenere informazioni sulla dinamica termica ed elastica dei sistemi.

L'eccitazione, condotta con gli stessi impulsi ultracorti, produce un riscaldamento impulsivo del reticolo cristallino dei nanodot presenti nella zona interessata dal fascio laser. L'espansione termica impulsiva che ne consegue produce degli sforzi nella regione di contatto tra nanodot e substrato che propagano sotto forma di onde elastiche di superficie (dette di Raleigh). Le caratteristiche di queste onde vengono selezionate dall'interazione con i nanodot posti in reticoli ordinati e accoppiati meccanicamente alla superficie. La dinamica e i processi di smorzamento di questi modi vibrazionali sono stati studiati con modelli numerici e misure su campioni al variare dei parametri geometrici che definiscono la nanostruttura. La presenza di un accoppiamento meccanico tra i nanodot e il substrato apre nuove prospettive per la comprensione delle proprietà elastiche dei nanosistemi e in vista di applicazioni tecnologiche nell'ambito delle nanocavità elastiche risonanti e dell'ipersonica.

I nanodot sono accoppiati termicamente col substrato. Il loro riscaldamento ad opera degli impulsi genera un gradiente di temperatura tra di essi ed il substrato, che viene riequilibrato per conduzione all'interfaccia. Lo studio di questo processo, che avviene su tempi simili a quelli dello smorzamento delle oscillazioni del substrato (nanosecondo), può essere utile per calcolare la capacità termica della nanoparticella e offrire una stima della resistenza

termica di contatto tra questa e il substrato. Questa tecnica può aprire nuove prospettive per lo studio della termodinamica alla scale del micron e del nanometro tramite misure completamente ottiche. Il presente lavoro è così strutturato

- Nel **Capitolo 2** vengono introdotti i principali lavori teorici e sperimentali in cui sono studiate le proprietà elastiche e termodinamiche delle nanostrutture.
 - Il **Capitolo 3** tratta le nanostrutture periodiche oggetto del presente lavoro: i nanodot. Le caratteristiche di questi nano-oggetti vengono descritte, con particolare riferimento alle particolari proprietà magnetiche che manifestano.
 - Nel **Capitolo 4** sono illustrate in generale le tecniche di misura ottiche risolte in tempo (TR-MOKE e TRR) e alcune loro applicazioni allo studio della struttura magnetica dei nanodot .
 - Nel **Capitolo 5** viene descritto il processo di fabbricazione e di caratterizzazione topografica e chimica dei campioni di nanodot utilizzati nel presente lavoro.
 - Nel **Capitolo 6** è descritto in dettaglio il set-up sperimentale utilizzato per condurre le misure TRR presentate. Vengono introdotte le principali problematiche connesse e le strategie introdotte per superarle.
 - Nel **Capitolo 7** viene proposto il modello impiegato per spiegare il processo di eccitazione termo-elastica laser-indotta.
 - Nel **Capitolo 8** vengono presentate le misure effettuate sui diversi
-

campioni. Ogni serie di misure viene commentata e analizzata al fine di proporre un modello fisico ragionevole.

- Nel **Capitolo 9** viene riassunto quanto fatto e vengono esposte le conclusioni tratte dallo studio dei dati raccolti. L'ultimo paragrafo è dedicato alla formulazione delle possibili prospettive per proseguire lo studio e la caratterizzazione della dinamica termo-elastica dei campioni
-

Capitolo 2

Proprietà termiche e elastiche delle nanostrutture

In questo capitolo verranno brevemente discusse le proprietà elastiche e termodinamiche delle nanostrutture. Sono passati in rassegna i principali contributi teorici e sperimentali offerti nel campo dei cristalli fononici e della nano-termodinamica.

2.1 Onde elastiche in strutture periodiche

Da alcuni anni vengono studiate le proprietà elastiche di particolari strutture periodiche e inhomogenee che presentano bande proibite nei rispettivi spettri di dispersione acustica. Queste prendono il nome di “cristalli fononici”.

Il nome è ispirato a quello dei cristalli fotonici dai quali deriva gran parte della teoria sviluppata grazie alla similitudine tra le equazioni di Maxwell e quelle dell’elasticità lineare [39]. Un gran numero di lavori teorici e sperimentali su questo tema è apparso in letteratura negli ultimi anni [19, 23, 13, 56]. I cristalli fononici agiscono da cavità risonanti e potrebbero trovare appli-

cazioni nell'ambito dell'ipersonica e dei dispositivi elettro-acustici ad alta frequenza.

Le realizzazioni del cristallo fononico studiate sinora (reticoli ordinati di fili metallici o di prismi variamente strutturati immersi in un mezzo elastico [49]) hanno la caratteristica di essere perlopiù confinate soltanto in due dimensioni e di avere taglie in genere macroscopiche (\sim mm) per cui le frequenze tipiche delle onde acustiche stazionarie eccitate rimangono inferiori ai 10 Mhz. Le eccitazioni elastiche vengono in questi casi provocate e misurate meccanicamente tramite trasduttori esterni accoppiati al campione.

Guardando anche a recenti contributi teorici [52] risulta interessante ottenere realizzazioni di cristalli fononici con dimensioni tipiche dell'ordine del μm e nel contempo giungere al confinamento tridimensionale delle eterostrutture impiegate. È necessario quindi ricorrere a tecniche di fabbricazione proprie della nanoscienza e utilizzare un diverso approccio sperimentale nello studio dei sistemi così ottenuti. La riduzione delle dimensioni rende infatti necessario considerare e implementare metodi di eccitazione e di misura nuovi, più sofisticati e sensibili alle condizioni sperimentali rispetto a quelli impiegati per campioni macroscopici. Superare e risolvere queste criticità significa eliminare uno dei maggiori limiti che si incontrano nello studio dei cristalli fononici.

2.2 Termodinamica nei mesosistemi

La termodinamica dei mesosistemi è stata oggetto di numerosi studi teorici e sperimentali. Molti lavori [32] hanno contribuito ad estendere criticamente i concetti e le tecniche proprie della meccanica statistica al mondo microscopico.

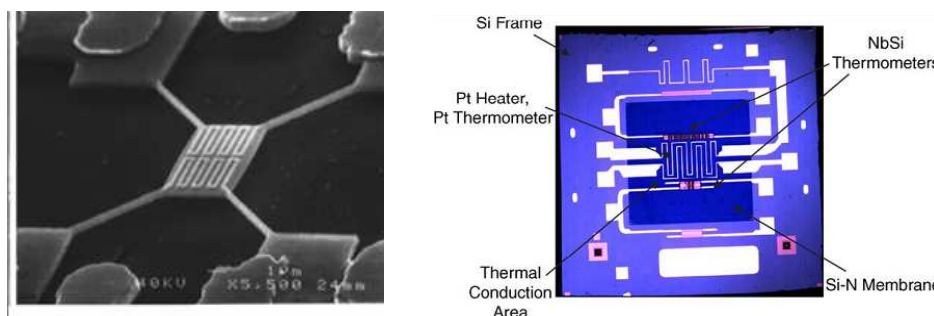


FIGURA 2.1: A sinistra: immagine TEM di calorimetro a contatto di dimensioni nanometriche, tratta da [48]. Il lato del quadrato in foto è lungo $1 \mu\text{m}$. A destra: modello di micro-calorimetro a membrana, tratta da [21].

Anche in sistemi grandi abbastanza per cui le fluttuazioni dai valori medi degli osservabili risultano piccole rispetto ai valori medi stessi¹ può accadere che per certi processi gli effetti di superficie o quelli dovuti alla bassa dimensionalità (confinamento, quasi-ergodicità, etc.) risultino non più trascurabili rispetto al contributo del bulk. Le ridotte dimensioni delle strutture influenzano sui valori dei potenziali termodinamici e, soprattutto, determinano le dinamiche che avvengono durante le transizioni di fase. Ottenere misure flessibili, precise e affidabili di alcune grandezze termodinamiche nelle nanostrutture è il primo passo per investigare in modo efficiente le transizioni di fase che avvengono nel mondo micro- e nanoscopico.

Negli ultimi anni sono stati effettuati molti tentativi per costruire apparati per misure termiche su nano- e mesosistemi. Roukes e collaboratori [48] sono riusciti a fabbricare calorimetri a contatto di dimensioni submicrometriche per effettuare misure dirette dei modi fononici del campione. Yu e collaboratori [55] e Efremov e collaboratori [21] hanno utilizzato la tecnologia delle membrane per costruire dispositivi per effettuare misure termodinamiche su

¹La condizione di piccole fluttuazioni costituisce la richiesta più generale perchè si possa parlare di termodinamica in senso canonico, vedi [28]

campioni di dimensioni submicrometriche.

Questi metodi presentano alcuni limiti riguardo alle condizioni di lavoro (temperature < 0.01 K e ultra-alto vuoto per [48]) e riguardo al tipo di campioni che possono essere utilizzati: è necessario infatti ottenere un ottimo contatto termico tra questi e la sonda. La necessità di contatto termico, unita alle capacità termiche estremamente ridotte dei campioni fa sì che la sonda influenzi in modo non trascurabile lo stato termodinamico del campione. Disaccoppiare a posteriori i contributi del calorimetro da quello del campione non sempre risulta facile e il procedimento rappresenta una potenziale, ulteriore fonte di errori e incertezze di cui si vorrebbe fare a meno.

Capitolo 3

I nanodot

Si stanno compiendo molti sforzi per migliorare la comprensione dei fenomeni magnetici su scale di lunghezza sempre più ridotte. Recentemente il perfezionarsi dei metodi di nano-fabbricazione ha reso possibile lo studio e la sperimentazione su sistemi magnetici fabbricati artificialmente aventi tutte e tre le dimensioni spaziali dell'ordine dei nanometri.

Questi nanoelementi magnetici o “nanomagneti” presentano in virtù della taglia estremamente ridotta proprietà molto diverse da quelle relative ad un campione dello stesso materiale ma di taglia macroscopica. Mentre nel bulk la formazione di domini magnetici risulta una strategia efficiente per abbassare l'energia totale del sistema un teorema fondamentale dovuto a Brown [12] afferma che per piccole ($\approx 10^{-7}m$) particelle la formazione di domini deve essere sfavorita dalla competizione tra l'energia magnetostatica e l'energia (quantistica) derivante dai termini di scambio magnetico [6].

Le simulazioni numeriche effettuate [27] prevedono che la struttura dei momenti magnetici interni del nanodot assuma una configurazione a vortice (vedi Fig. 3.1) con la componente della magnetizzazione normale al piano non nulla e localizzata al centro del disco. In questo modo i nanomagneti si

comporterebbero in prima approssimazione come singoli spin “giganti”.

Gli studi sulla validità del teorema di Brown e in generale per confermare questi comportamenti esotici sono inoltre incoraggiati dallo sviluppo dell’industria dei semiconduttori e della microelettronica, che ha portato alla disponibilità di microcomputer con prestazioni sempre più elevate. Le unità a disco fisso utilizzano infatti particelle di dimensioni sub-micrometriche per immagazzinare le informazioni. Si ritiene che il corrente tasso di sviluppo

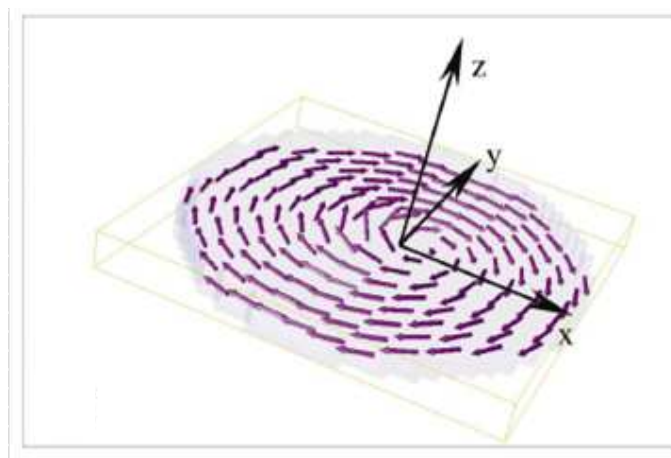


FIGURA 3.1: Simulazione della configurazione magnetica interna di un nanomagnete. Si nota la caratteristica struttura a vortice dei momenti magnetici. Tratta da [10]

delle memorie di massa non volatili (un incremento annuo del 60-100% nella densità di informazioni immagazzinate) possa essere sostenuto solamente sostituendo gli attuali supporti magnetici (dischi a particolato magnetico) con schiere ordinate di nanomagneti [16]. I nanomagneti potrebbero anche essere impiegati con successo nell’ambito dell’industria dei semiconduttori per costituire la prima generazione di MRAM (Magnetic Random Acces Memory) ad alta densità disponibili sul mercato.

I nanomagneti sono solitamente costituiti da elementi di forma definita

(prismi circolari, quadrati, triangolari) di materiale ferromagnetico del diametro inferiore al μm e di altezza di alcune decine di nm. Essi sono disposti su un substrato di semiconduttore (usualmente silicio) a formare reticoli quadrati con passo micrometrico. L'area ricoperta dal reticolo ha dimensioni macroscopiche.

Il comportamento magnetico dei nanodot è stato oggetto di svariati studi: Cowburn *et al.* [17, 18] hanno misurato i cicli di isteresi statici dei nanodot con campi esterni paralleli alla superficie mediante tecniche ottiche mentre Heumann *et al.* [30] si sono affidati all'olografia di elettroni per ottenere immagini della struttura a vortice e dell'isteresi; Shinjo *et al.* [50] hanno misurato mediante MFM (Magnetic Force Microscopy) la struttura magnetica interna dei nanodot. Gli studi condotti hanno confermando, direttamente o indirettamente, la presenza delle strutture a vortice previste dalle simulazioni dei cicli di isteresi [35].

3.1 Proprietà elastiche

I nanodot disposti in strutture 2-D periodiche possono costituire un sistema modello utile per indagare le proprietà elastiche della materia su scala submicrometrica. Può risultare interessante studiare la natura e le caratteristiche delle onde elastiche eccitate nei nanodot e nel substrato. Dato che la periodicità di questi campioni è $a \sim 5 \cdot 10^{-7}$ m un semplice modello prevede che le frequenze tipiche delle onde elastiche stazionarie in questi cristalli fononici siano dell'ordine di $c_v/a \sim 20$ GHz con c_v la velocità delle onde nel substrato. Si è posto $c_v = 5$ Kms $^{-1}$ che è l'ordine di grandezza della velocità di fase delle onde elastiche di superficie nel silicio [47].

In presenza di un appropriato accoppiamento con il substrato di semicon-

duttore (che controlli l'apertura della gap acustica) i nanodot possono costituire quindi un esempio di cristallo fononico bidimensionale con frequenze tipiche nell'ambito delle decine di GHz.

Nanoparticelle e nanoelementi metallici disposti su substrati isolanti sono stati studiati con tecniche ottiche risolte in tempo (picosecond ultrasonics) [43, 3]. Dati i materiali utilizzati (dischi e sbarre di oro su un substrato di SiO_2) il basso accoppiamento elastico dot-substrato non provoca l'innescare di onde di superficie con tempi di smorzamento sufficientemente lunghi da propagarsi lungo la superficie del campione. In questo caso i singoli elementi sono elasticamente disaccoppiati tra loro e quindi è possibile innescare e sondare solamente i modi vibrazionali relativi alla singola nanostruttura, con il substrato che svolge un ruolo minimo nella dinamica elastica.

3.2 Proprietà termodinamiche

I nanodot sono elementi metallici di dimensioni submicrometriche posti in contatto termico con un substrato di semiconduttore. Studiare i processi di scambio termico tra i dischi e il substrato permetterebbe di porli in relazione con la dinamica micromagnetica, determinando il contributo dei gradi di libertà magnetici ai potenziali termodinamici dei nanodischi, soprattutto in corrispondenza di transizioni di fase dell'ordine magnetico.

Le tecniche impiegate potrebbero essere applicati all'analisi termica di una vasta classe di nanosistemi e permetterebbero di condurre misure di nano-termodinamica con metodi puramente ottici.

Capitolo 4

Misure ottiche risolte in tempo

In questo capitolo si introducono brevemente le tecniche di misura che impiegano fasci laser ad impulsi ultracorti. Sono illustrate alcune applicazioni nell'ambito della fisica dello stato solido e della spettroscopia risolta in tempo.

4.1 Misure magneto-ottiche

Negli ultimi decenni l'introduzione di sistemi laser ad impulsi ultracorti compatti, affidabili e flessibili ha permesso la diffusione di tecniche di misura ottiche risolte in tempo in molti campi di ricerca.

Le tecniche ottiche hanno trovato vasta applicazione nello studio delle strutture magnetiche dei nanodot. Utilizzando un fascio laser come sonda esse permettono di ottenere misure piuttosto precise e non affette da contributi spuri dovuti all'interazione tra apparato di misura e campioni. È possibile inoltre ottenere un'alta risoluzione spaziale, dell'ordine della lunghezza d'onda del fascio laser focalizzato sul campione.

4.1.1 Misure MOKE

Queste tecniche si basano sull'effetto Kerr magneto-ottico (MOKE - Magneto Optical Kerr Effect). Se si riflette un fascio di radiazione polarizzata su un materiale magnetizzato la luce interagendo con il momento magnetico dell'oggetto modificherà il suo stato di polarizzazione. Con luce polarizzata linearmente si noterà in particolare una variazione dell'elitticità nella magnetizzazione del materiale. Dalla misura di elitticità [9] è quindi possibile risalire al valore del momento magnetico del materiale.

Questa tecnica è stata impiegata [17, 18, 34] per ottenere una misura dei cicli di isteresi dei nanodot utilizzando sorgenti laser continue. Il principale problema di questa tecnica è la variazione di elitticità relativa molto piccola ($\sim 10^{-5}$).

4.1.2 Misure TR-MOKE

Più recentemente [7, 36] l'effetto Kerr è stato utilizzato anche in esperimenti che utilizzano laser a impulsi ultracorti ($< \text{ps}$) per investigare la risposta dinamica dei sistemi ad una demagnetizzazione locale impulsiva. In questi esperimenti un impulso laser sul campione provoca una demagnetizzazione locale; un secondo impulso meno intenso viene riflesso sul campione e costituisce la sonda Kerr. Variando il ritardo ($\sim \text{ps}$) con cui il secondo giunge sul campione rispetto al primo si ottiene una misura dinamica del recovering dell'ordine magnetico nel campione con risoluzione dell'ordine della durata dell'impulso. Si parla in questo caso di esperimento TR-MOKE [26]. Misure TR-MOKE sono state effettuate su vari campioni, quali film sottili di Nickel [37] e dischi macroscopici di permalloy [31].

Recentemente [22] sono state effettuate misure TR-MOKE sui nanodot

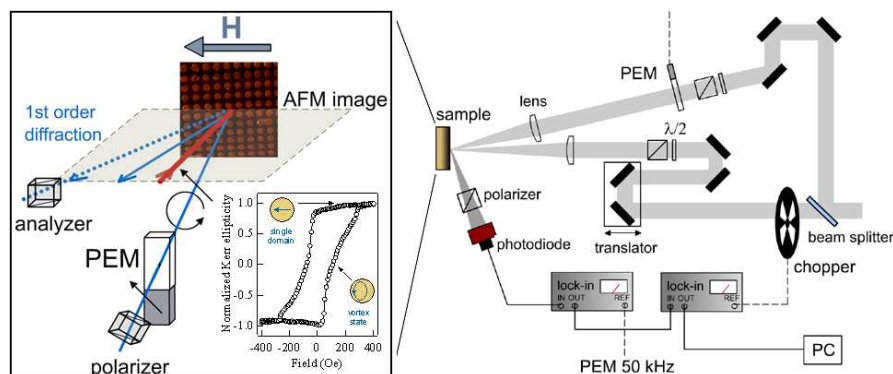


FIGURA 4.1: Set-up sperimentale per misure MOKE e TR-MOKE (tratto da [22]). Nell'inserto sono mostrate il dettaglio dell'interazione tra il fascio laser e i nanodot e una misura MOKE del ciclo di isteresi statica del campione. Sono indicate le configurazioni dei domini magnetici corrispondenti.

misurando l'ellitticità del primo ordine di diffrazione del probe sul campione. In Fig. 4.1 è mostrato il set-up sperimentale utilizzato per effettuare le misure. I risultati sono stati piuttosto soddisfacenti e incoraggiano a proseguire nell'utilizzo delle tecniche ottiche risolte in tempo per lo studio di questi sistemi anche sotto il profilo elastico e termodinamico.

4.2 Misure di riflettività risolta in tempo

Le misure di riflettività risolta in tempo (TRR - Time Resolved Reflectivity) sono tra le più diffuse nell'ambito dell'ottica ultraveloce. Questa tecnica richiede laser impulsati ultraveloci e l'approntamento di un particolare set-up ottico, la linea di ritardo (delay-line) che permette di variare l'intervallo di tempo che intercorre tra il momento dell'eccitazione e quello in cui il sistema viene misurato. Entrambi questi due processi vengono realizzati tramite impulsi laser ultracorti. La quantità misurata è l'intensità del fascio di sonda riflesso dal campione.

Il meccanismo di eccitazione è prevalentemente elettronico: gli impulsi ultracorti interagiscono, in tempi dell'ordine dei femtosecondi con gli elettroni di conduzione nel campione che vengono portati fuori equilibrio; essi termalizzano con il reticolo cristallino in tempi dell'ordine dei pico-secondi [1]. La variazione di riflettività sarà dovuta ai due contributi, elettronico e fononico.

Con questa tecnica si può quindi indagare la dinamica fuori equilibrio degli elettroni di conduzione sulla scala di tempo del femtosecondo, mentre l'interazione elettrone-fonone (termalizzazione degli elettroni con il reticolo) e la dinamica reticolare (fononica) saranno apprezzabili su scale temporali più lunghe (dal picosecondo ai nanosecondi). La TRR è stata tra le prime

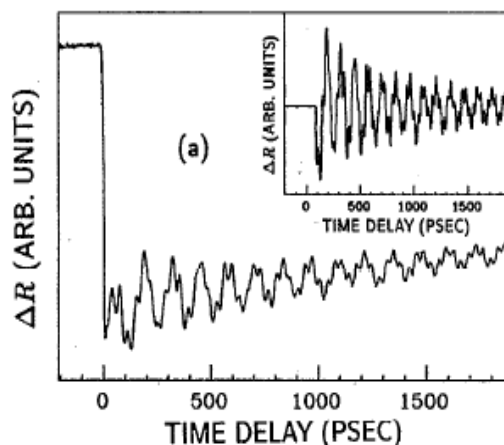


FIGURA 4.2: Misura TRR su nanoparticelle d'oro cresciute in matrici periodiche su substrato di SiO_2 . Nell'inserto la stessa misura con l'involuppo decrescente sottratto. Tratta da [43]

tecniche risolte in tempo ad essere ideata ed applicata. Risultando ottima per indagare l'interazione tra elettroni e stati vibrazionali essa è stata utilizzata per studiare svariati sistemi: dall'eccitazione degli stati vibrazionali di molecole [51] e di eterostrutture di semiconduttore a bassa dimensionalità [38] ai processi di rilassamento elettronico in nanoparticelle metalliche

[54]. E' stata inoltre applicata allo studio di vari aspetti della dinamica dei superconduttori ad alta temperatura [14, 20].

La tecnica è stata impiegata anche per studiare l'eccitazione dei modi vibrazionali ottici in vari campioni cristallini [42, 25, 46, 20]. Impulsi di radiazione coerente infatti possono generare in alcuni casi fononi ottici con momenti posti al centro o al bordo della prima zona di Brillouin (FBZ - First Brillouin Zone) del cristallo tramite scattering Raman stimolato e impulsivo (ISRS - Impulsive Stimulated Raman Scattering) [11] o altri meccanismi quali l'eccitazione di spostamento di fononi coerenti (DECP - Displacive Excitation of Coherent Phonons) [40]. Gli studi di ultra-acustica condotti su matrici periodiche di nanoparticelle e nanostrisce d'oro [43, 3] menzionate nel capitolo precedente hanno impiegato la TRR sul fascio di sonda riflesso dai campione.

Sembra quindi opportuno impiegare la tecnica TRR per studiare la dinamica vibrazionale del sistema nanodot-substrato e per seguire i processi di termalizzazione che avvengono tra particelle e substrato stesso.

Capitolo 5

Caratterizzazione dei campioni

5.1 Introduzione

I campioni oggetto di studio sono costituiti da dischi di permalloy di alcune centinaia di nanometri di diametro cresciuti su un substrato di silicio disposti su un reticolo quadrato. Il Permalloy (Py: $\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}$) è una lega ferromagnetica diffusamente impiegata per le sue proprietà magnetiche: alta temperatura di Curie, basso campo coercitivo e magnetostrizione trascurabile. Il permal-

ρ	8.75	g cm^{-3}
T_C	869	K
H_0	$2 \cdot 10^{-5}$	A m^{-1}
B_0	7	T
μ	$8 \cdot 10^3$	1

TABELLA 5.1: Proprietà notevoli del permalloy: dall'alto in basso densità in c.n.; temperatura di Curie; campo coercitivo; campo residuo e permeabilità relativa.

loy è utilizzato anche perchè è dotato di un'anisotropia magnetica pratica-

mente nulla ed è impiegato nell'industria elettronica per la fabbricazione di testine magnetiche.

5.2 Processo di realizzazione

Per realizzare i campioni è stata utilizzata una tecnica di litografia elettronica. Il processo si compone di cinque momenti principali: Sul substrato di silicio viene depositato uno strato di photoresist di spessore pari allo spessore voluto dei dot. Il photoresist viene "impressionato" in ultra-alto vuoto da un fascio di elettroni che riproduce la forma e il profilo dei dot stessi; il photoresist inciso dagli elettroni viene rimosso chimicamente lasciando l'immagine del reticolo dei dischi in negativo; si evaporano ferro e nickel nelle corrette proporzioni: i vapori ricoprono il campione, penetrando nelle regioni senza photoresist riempiendo il negativo dei dot. Il photoresist in eccesso viene quindi rimosso mediante tecniche di lift-off chimico.

Si ottengono campioni in cui l'area ricoperta dal reticolo di dischi può raggiungere dimensioni massime di 1 cm^2 circa. Essi sono caratterizzati da tre parametri:

- Il *diametro* $2a$ dei dischi di Py
- Lo *spessore* h dei dischi
- La *costante reticolare* D del reticolo dei nanodot.

5.3 Caratterizzazione

Il processo di realizzazione risulta essere piuttosto complesso e presenta alcune criticità. È quindi necessario sottoporre i campioni ad una caratterizza-

zione indipendente per determinarne con sufficiente precisione la topografia e la composizione chimica.

A tal fine i campioni a disposizione sono stati sottoposti ad analisi tramite il Microscopio a Forza Atomica (AFM) per ricavarne la topografia. L'AFM è un microscopio a scansione che utilizza come sonda una punta metallica di dimensioni nanometriche solidale con il braccio di una micro-leva metallica. Il tutto è controllato da un sistema di microposizionamento piezoelettrico. Quando la punta viene avvicinata a qualche decina di angstrom dalla superficie da analizzare le forze intermolecolari tra essa e il campione provocano una deflessione del braccio della leva, sul quale viene fatto riflettere un fascio laser il cui spostamento viene rilevato da un fotodiodo a quadranti. Si impiega un

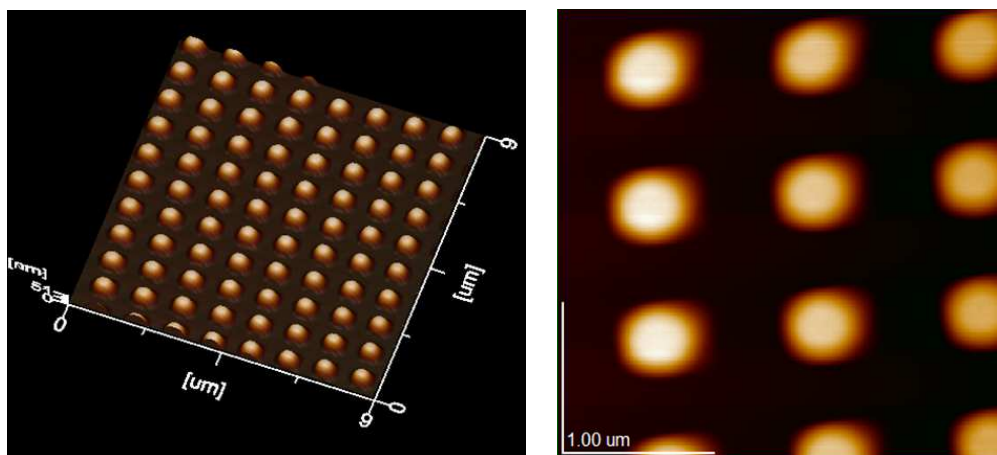


FIGURA 5.1: Immagini AFM a falsi colori del campione B.

sistema di feedback per mantenere costante la deflessione (e quindi la distanza punta-campione) durante la scansione. Registrando gli spostamenti lungo l'asse z perpendicolare alla superficie in funzione della posizione (x, y) sulla superficie stessa si ottiene un'immagine con risoluzione nanometrica del campione. Per ogni campione si sono acquisite tre immagini AFM di 512×512 pixel a tre ingrandimenti diversi: 1×1 , 3×3 e 10×10 micron. Le prime due

sono servite per ottenere informazioni sulla conformazione e sul diametro dei dot mentre l'immagine a più grande campo è servita per ricavare il valore della periodicità del reticolo. Si sono ricavati i profili di ciascuno dei dischi

Campione	h	d	a	Campione	h	d	a
A	50	600	1000	A	52(2)	785(7)	1005(6)
B	50	400	1000	B	50(1)	395(7)	1011(6)
C	50	300	1000	C	50(7)	320(10)	1025(30)
D	25	200	400	D	43(3)	180(20)	380(40)
E	25	400	800	E	33(5)	380(20)	810(10)
F	25	500	1000	F	21(2)	470(10)	1020(50)
G	25	1000	2000	G	31(1)	990(10)	2020(30)
H	15	400	1000	H	19(11)	631(10)	1009(6)
I	25	400	1000	I	30(6)	425(5)	960(20)
L	25	400	600	L	60(20)	320(10)	610(3)

TABELLA 5.2: Parametri caratterizzanti i campioni di nanodischi. A dx i valori nominali, a sx quelli misurati. Tra parentesi l'errore della misura. Tutte le grandezze sono espresse in nanometri.

presenti nell'immagine di 3×3 nm lungo due segmenti passanti per il centro geometrico del disco e paralleli ai due assi coordinanti delle immagini. Il diametro d del disco corrisponde alla media delle FWHM dei profili lungo le due direzioni, mentre l'altezza h è rappresentata dalla differenza tra il valore massimo e il valore minimo del profilo. I dati sono poi stati mediati per ottenere stime riferibili all'intero campione. Per ottenere il valore medio della costante reticolare si è invece calcolata la 2D-FFT (Fast Fourier Transform bi-dimensionale) dell'immagine a più grande campo. Si sono identificati gli spot del reticolo reciproco corrispondente e si è ricavato il valore medio della

costante reticolare in spazio reciproco, il cui inverso costituisce una stima per il D . La misura della costante reticolare tramite FFT permette di ottenere in modo efficiente e veloce un'informazione già mediata su tutta l'immagine.

Si sono inoltre sottoposti i campioni di altezza nominale 25 nm ad analisi tramite riflettometria a raggi X. Si è utilizzata questa tecnica per ottenere un valore medio per l'altezza del Permalloy tramite un procedimento non influenzato da eventuali presenze di materiale dielettrico (ossidi, depositi grassi, etc.) sulla superficie dei campioni. Le ulteriori indagini hanno confermato le discrepanze tra valori misurati e nominali dell'altezza evidenziati in Tab. 5.2. La composizione chimica dei campioni è stata verificata confermando che i dot sono composti al 20% molare di ferro e all'80% molare di nichel.

Capitolo 6

Setup sperimentale

In questo capitolo si descrivono le caratteristiche e l'approntamento del setup sperimentale impiegato per effettuare le misure oggetto del presente lavoro. Si illustrano le tecniche impiegate per ottenere la sensibilità sperimentale richiesta dalle misure.

6.1 Introduzione

Volendo effettuare misure di riflettività risolta in tempo ci si imbatte in due problemi principali :

- L'impossibilità pratica di seguire *in tempo reale* la dinamica del sistema con una risoluzione di 100 fs¹.
- La variazione relativa di riflettività estremamente bassa: $\Delta I/I \sim 10^{-6}$

Per risolvere queste criticità si sono sviluppate tecniche di misura completamente ottiche che, assieme all'uso di tecniche di amplificazione lock-in consentono di ottenere la risoluzione e la sensibilità richieste. Esse prendono il

¹I tempi di risposta delle elettroniche di acquisizione più veloci oggi disponibili sono dell'ordine di 10^{-10} s

nome di “tecniche pump-probe” e vengono utilizzate diffusamente nell’ambito degli esperimenti di spettroscopia laser risolta in tempo.

Secondo questo procedimento il treno di impulsi prodotto dal laser viene diviso in due fasci: il fascio di pompa (pump) e il fascio di sonda (probe). Questi verranno focalizzati e allineati sul campione oggetto di studio dopo aver percorso due cammini ottici separati.

La tecnica si basa sulla variazione dei cammini ottici percorsi dai due fasci: se i due cammini sono uguali gli impulsi del pump giungeranno sul campione contemporaneamente a quelli del probe (condizione di coincidenza temporale). Accorciando (allungando) il cammino del pump si anticiperà (ritarderà) l’arrivo degli impulsi di pump rispetto a quelli di probe. É quindi possibile determinare il ritardo temporale tra i due impulsi misurando la variazione della lunghezza del cammino ottico del pump rispetto alla condizione di coincidenza. Dato che

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{c}$$

con $c \simeq 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ la velocità della luce si ha che 1 μm di differenza nei cammini ottici dei due fasci corrisponde ad un ritardo tra gli impulsi di 3.3 fs. Si introduce un’elemento modulante ad alta frequenza lungo il percorso del fascio di pump e, a fissato ritardo, si effettua una misura dell’intensità del probe (che ha interagito col campione) mediante un amplificatore lock-in che ha come riferimento la modulazione del pump. Se il sistema di interesse è caratterizzato da una risposta lineare gli effetti sul probe provocati dal sistema eccitato si presenteranno alla medesima frequenza della modulazione del pump.

Nel caso qui riportato la misura viene condotta sul primo ordine di diffrazione del probe. Lo si è preferito alla riflessione (utilizzato in [43]) perchè presenta un rapporto segnale-rumore più alto; in questo modo è inoltre possibile

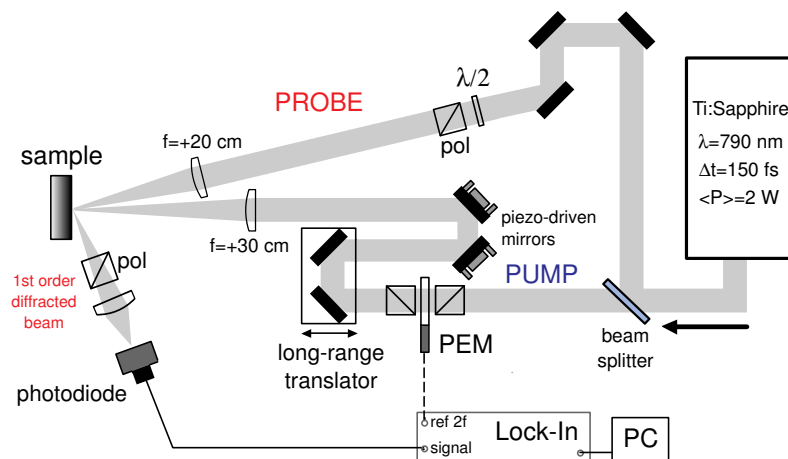


FIGURA 6.1: Set-up sperimentale per l'esperimento TRR.

sfruttare al meglio la periodicità spaziale del sistema tralasciando i contributi alla riflettività dovuti alla parte non periodica (costituita da contaminanti, difetti) che è invece presente nel fascio riflesso.

Viene ora descritto il set-up sperimentale utilizzato per le misure secondo lo schema è riportato in Fig. 6.1. Esso costituisce essenzialmente un'implementazione di una linea di ritardo in configurazione pump-probe. La sorgente di luce è costituita da un oscillatore al Ti:Zaffiro che produce un fascio laser polarizzato linearmente (con direzione parallela al banco ottico) ad una lunghezza d'onda centrale di 800 nm e composto da impulsi lunghi ² 150 fs, con un repetition rate di 80 MHz e 30 nJ di energia per impulso. Il fascio impulsato ha una potenza media all'uscita di 2 W.

La radiazione incide su un beam-splitter 70%-30%. Il fascio trasmesso (70% in intensità della radiazione incidente) costituisce la pompa e viene fat-

²Per "lunghezza" si intende il valore della FWHM temporale dell'impulso ricavato dall'autocorrelazione del segnale misurata tramite un interferometro di Mach-Zender. Vedi paragrafo successivo.

σ_t	150	fs
RR	80	MHz
ϵ_P	30	nJ
D_{Pump}	60	μm
D_{Probe}	40	μm

TABELLA 6.1: Caratteristiche del laser al Ti:Sa impiegato: Durata degli impulsi; repetition rate; energia per impulso; diametri degli spot di pump e probe focalizzati sul campione.

to passare due volte attraverso la linea di ritardo. Incontra successivamente il modulatore motoelastico posto tra due filtri polarizzatori incrociati. Questo sistema agisce da chopper ottico modulando l'intensità della pompa alla frequenza di 100 KHz.

La modulazione veloce viene impiegata come riferimento per l'amplificazione lock-in del fascio di probe e risulta necessaria per due motivi: disaccoppiamento, come descritto in dettaglio nella sezione 6.6, la risposta ottica del substrato di silicio (sfasata di $\pi/2$ rispetto alla modulazione) da quella dei nanodot (in fase) e abbatta il rumore $1/f$ del segnale stesso.

Il fascio di pump viene quindi focalizzato sul campione con incidenza di 5° rispetto alla normale la superficie tramite la lente L1 ($f=300$ mm). Il diametro dello spot misurato sul campione è di $60 \mu\text{m}$. La potenza media del fascio è di circa 400 mW. Gli impulsi di pompa vengono utilizzati per causare l'eccitazione del sistema oggetto di studio.

Dopo aver percorso un cammino ottico di lunghezza fissata il fascio di probe viene focalizzato direttamente sul campione di una lente a $f=200$ mm formando uno spot il cui diametro misurato è pari a $40 \mu\text{m}$ che si sovrappone al pump. La potenza media del fascio di probe è di circa 80 mW e incide con

un angolo di circa 10° rispetto alla normale del campione.

I fasci incidenti vengono diffratti dalla struttura ordinata a lungo raggio del campione. Il fascio corrispondente al primo ordine di diffrazione del probe viene quindi focalizzato con una lente di $f=50$ mm su un fotodiode il cui segnale viene inviato all'amplificatore lock-in per il trattamento.

6.2 Coincidenza e misura della lunghezza degli impulsi

Risulta fondamentale determinare la configurazione sperimentale in cui si ha la coincidenza temporale degli impulsi dei fasci di pump e probe sul campione. Per questo si utilizza un cristallo non lineare trasparente ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ di tipo I nel nostro caso). Incidendo con un fascio laser impulsato con una particolare incidenza rispetto alla superficie il cristallo produce un fascio di radiazione collineare con frequenza doppia (seconda armonica) di quella incidente che fuoriesce dal cristallo. Il cristallo viene posizionato sul portacampioni e su di esso si allineano spazialmente gli spot di pump e di probe.

I due fasci di seconda armonica a 400nm uscenti dal cristallo e prodotti da pump e probe saranno facilmente visibili. In prossimità della coincidenza la condizione di conservazione del numero d'onda nel processo di conversione causa la comparsa un terzo fascio in uscita la cui intensità è proporzionale alla cross-correlazione temporale degli impulsi dei due fasci (in questo caso all'autocorrelazione dell'impulso laser). Massimizzando questa intensità si ottiene la condizione di coincidenza spaziale e temporale richiesta.

Misurando l'intensità di questo fascio in funzione del ritardo si ottiene inoltre il profilo di autocorrelazione dell'impulso prodotto dal laser in

dipendenza dal ritardo:

$$I_{corr}(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t')I(t-t')dt' \quad (6.1)$$

Fissando la forma funzionale di I è possibile risalire al valore della larghezza a mezza altezza σ_t dell'impulso ottenendo quindi una misura della durata dell'impulso stesso. Ipotizzando un profilo temporale gaussiano per l'impulso e misurando la $FWHM_{CORR}$ del profilo di autocorrelazione si ottiene

$$\sigma_t = \frac{1}{\sqrt{2}}FWHM_{CORR} \quad (6.2)$$

6.3 Il modulatore foto-elastico

Il modulatore foto-elastico (Photo-Elastic Modulator, PEM) produce una modulazione dello stato di polarizzazione del fascio di radiazione che lo attraversa. Per ottenere questo risultato vengono sfruttate le proprietà foto-elastiche di cristalli (ad es. il quarzo) il cui indice di rifrazione dipende dallo stress meccanico applicato. Il cristallo di quarzo utilizzato nel PEM viene sottoposto ad uno stress periodico lungo una precisa direzione cristallografica grazie ad un trasduttore piezoelettrico che oscilla alla frequenza di risonanza del sistema (50 kHz in questo caso). Ciò comporta una variazione periodica dell'indice di rifrazione del quarzo lungo quella direzione (birifrangenza). La componente del campo elettrico lungo la direzione di modulazione subisce quindi uno sfasamento periodico rispetto alla componente ortogonale. Lo sfasamento massimo è proporzionale all'intensità dello stress applicato. Si ottiene in questo caso una variazione periodica dell'elitticità della radiazione incidente.

Questo effetto può essere sfruttato per modulare ad alta frequenza l'intensità della radiazione incidente ponendo il PEM tra due polarizzatori in-

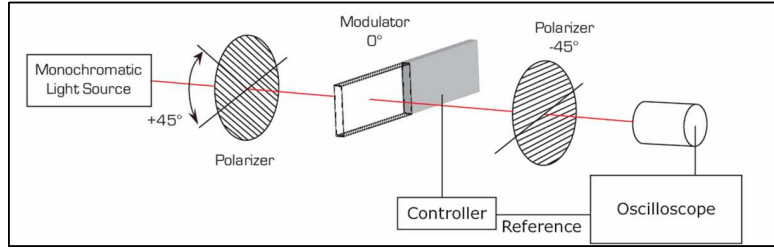


FIGURA 6.2: Schema del set-up necessario per utilizzare il PEM come chopper ottico. Da [33]

crociati posti a 45° rispetto alla polarizzazione entrante. Si noti che il PEM è caratterizzato dalla seguente matrice di Jones [24]:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta \sin(\omega t)} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

Lo stato di polarizzazione della radiazione uscente dal secondo polarizzatore può essere ricavata calcolando il seguente prodotto:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta \sin(\omega t)} \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix}$$

Dove

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{I_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

È lo stato di polarizzazione entrante. Si ottiene quindi

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{I_0}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 - e^{i\Delta \sin(\omega t)} \\ -1 + e^{i\Delta \sin(\omega t)} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

L'intensità uscente si ottiene calcolando il modulo quadro del vettore di Eq.

6.4

$$I = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(\Delta \sin(\omega t))] \quad (6.5)$$

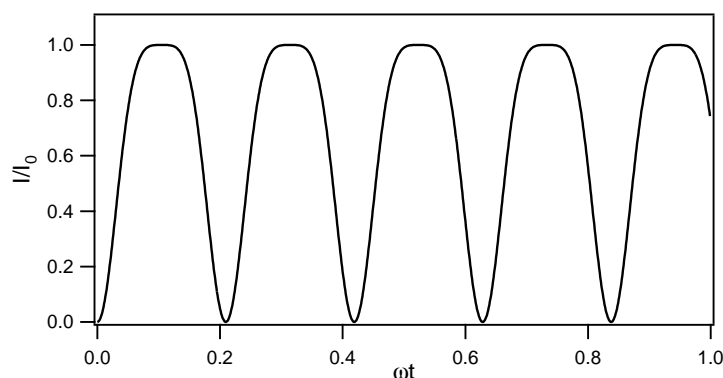


FIGURA 6.3: Grafico dell'Eq. 6.5 con $\Delta = \pi$: modulazione di intensità prodotta dal PEM.

Si nota che la frequenza di modulazione dell'intensità è 2ω . Quando la modulazione è nulla ($\Delta = 0$) l'intensità in uscita è a sua volta nulla. Se ($\Delta = \pi$) (configurazione $\frac{\lambda}{2}$) la polarizzazione lungo l'asse di modulazione viene ruotata di $\frac{\pi}{2}$ in metà ciclo. La differenza di intensità in un ciclo raggiunge quindi il suo valore massimo $\frac{\Delta I}{I_0} = 1$. In questa configurazione il sistema PEM con polarizzatori incrociati agisce come un chopper ottico alla frequenza $2\omega=100$ KHz. La variazione di intensità, data da 6.5 è riportata in Fig. 6.3

6.4 Sistema di feedback

I due spot devono permanere allineati tra loro sul campione con tolleranze inferiori ai $3 \mu\text{m}$ per la durata della misura. Se ciò non avviene la regione eccitata dal pump non viene sondata dal probe e la variazione relativa di riflettività misurata risulta smorzata.

Il traslatore che costituisce la parte attiva della linea di ritardo ha una lunghezza di 30 cm, il che permette di ottenere una differenza massima tra i cammini ottici di 60 cm e ritardi massimi di 2 ns tra gli impulsi in singolo passaggio. In realtà le imperfezioni meccaniche della slitta e il non perfetto

allineamento delle ottiche provocano il disallineamento degli spot di pump e di probe sul campione già nei primi 15 cm di corsa. Ciò comporta un progressivo degrado del segnale misurato in quanto la regione di incidenza del probe sul campione non è più eccitata dal pump. Per raddoppiare il ritardo

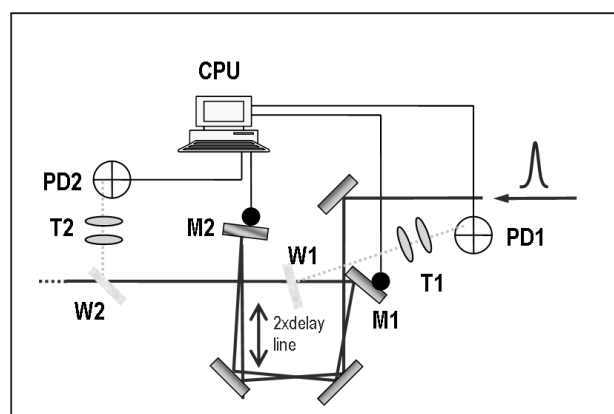


FIGURA 6.4: Set-up sperimentale: particolare del sistema di feedback.

massimo disponibile si fa riflettere il fascio del pump dopo il primo passaggio al traslatore in modo che ripassi sulla slitta. In questo modo traslando la slitta il fascio di pump subirà un incremento del cammino ottico pari a quattro volte la traslazione della slitta. Si ottengono così ritardi massimi di 4 ns. Per ottenere questo risultato è però necessario disallineare gli elementi ottici della linea stessa (per evitare una configurazione di cavità risonante ripiegata). Ciò introduce un'ulteriore fonte di disturbo nell'allineamento dei due spot sul campione che dipende dalla configurazione istantanea della slitta.

I disturbi provocati dal disallineamento sistematico e dal gioco meccanico degli elementi in movimento richiedono una compensazione dinamica ed estesa a tutta la durata della misura. Si è quindi costruito un sistema di feedback per mantenere l'allineamento pump-probe sul campione in tempo reale durante la misura il cui schema è mostrato in Fig. 6.4. È stato quindi

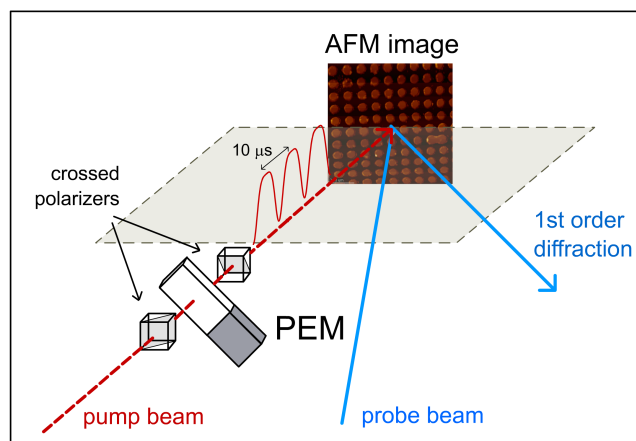


FIGURA 6.5: Set-up sperimentale: particolare dell'allineamento pump-probe sul campione. Sono mostrati il PEM in configurazione di chopper ottico e la modulazione del probe che esso produce.

necessario inserire due³ specchi M1 e M2 mossi da motori piezoelettrici e controllati da un computer per mantenere allineati con continuità i due fasci sul campione. Si è deciso di implementare un sistema di retro-azione utilizzando due fotodiodi a quadranti PD1 e PD2 su cui viene operato l'imaging rispettivamente dello spot su M2 e dello spot sul campione impiegando due vetri W1 e W2 e due telescopi T1 e T2.

Il fotodiodo a quadranti restituisce in output due valori corrispondenti alle differenze tra le tensioni dei quadranti tra loro opposti. Se si incide su di esso con un fascio di radiazione di diametro confrontabile con le dimensioni del diodo si ottiene una lettura proporzionale alla posizione dello spot sulla superficie del diodo stesso. Il computer è stato istruito a monitorare, una volta allineato il sistema, le letture di PD1 e PD2 e ad agire su M1 e M2 in modo da mantenerle costanti entro tolleranze fornite in input. In questo modo è stato possibile mantenere allineati i due spot sul campione a meno

³Per definire la posizione di un fascio di luce è infatti necessario fissare due punti nello spazio.

dei 3 μm richiesti.

Il sistema di feedback permette di seguire l'evoluzione dinamica del sistema per intervalli di tempo fino a 4 ns senza disallineamento tra i due fasci sul campione. Ciò si è rilevato particolarmente utile in quanto i fenomeni di rilassamento che avvengono nel campione sono caratterizzati da tempi tipici dell'ordine del nanosecondo.

6.5 Procedimento di misura

Dopo aver approntato ed allineato la linea di ritardo e trovato la coincidenza di pump e probe si sostituisce il cristallo non-lineare di BBO con il campione ponendolo nella stessa posizione rispetto al resto del set-up sperimentale. Per far questo si usano i due fasci come riferimento: in condizione di coincidenza (temporale) essi si dovranno sovrapporre sulla superficie del campione.

Si allinea successivamente uno degli spot del primo ordine di diffrazione del probe sul fotodiodo, ottimizzando in modo da ottenere il massimo segnale. Una lente di corta focale ($f=50$ mm) focalizza il fascio al centro del fotodiodo.

Dato che la frequenza del riferimento per l'amplificazione lock-in è la stessa della modulazione del pump è importante che riflessi spuri di quest'ultimo non vengano rilevati dal fotodiodo per non alterare la misura. A tal fine si utilizzano pump e probe con polarizzazioni (lineari) ortogonali tra loro tramite una lamina $\lambda/2$ sul pump in combinazione con un filtro polarizzatore davanti al fotodiodo. Le polarizzazioni incrociate evitano anche la comparsa di fenomeni di interferenza pump-probe sul campione.

Si avviano quindi il sistema di feedback e il programma di acquisizione dati, che provvede ad azionare la linea di ritardo e ad acquisire il segnale del fotodiodo tramite il lock-in. I parametri della misura sono i seguenti: tempo

di integrazione lock-in $\Delta t = 300$ ms; durata di ciascuna acquisizione 1 s circa; tempo di attesa tra due successive acquisizioni pari a $3\Delta t \sim 1$ s almeno (in realtà maggiore per assicurare la convergenza della procedura di feedback).

La misura viene iniziata a ritardi negativi per ottenere una misura del fondo e si protrae sino a $t = 3.2$ ns per le misure a doppio passo; La variazione del ritardo tra due misure consecutive è normalmente di circa 10 ps. Vengono acquisiti quindi circa 400 punti per ogni misura.

La potenza media del fascio di pump sul campione è 400 mW, con il fascio di $60 \mu\text{m}$ di diametro sul campione. Il probe ha una potenza di 80 mW e una proiezione sul campione di $40 \mu\text{m}$ di diametro. Ciò corrisponde a densità superficiali di potenza dell'ordine 1.8 GW cm^{-2} .

6.6 Modulazione ad alta frequenza

I vantaggi di una modulazione ad alta frequenza del fascio di pump sono duplici; Il primo deriva dalla riduzione del rumore $1/f$ al fotodiodo rilevatore e il secondo è che la dinamica di rilassamento dei nanodot alla scala temporale dei picosecondi può essere disaccoppiata dagli effetti prodotti dal riscaldamento medio del substrato. La ragione può essere compresa analizzando l'equazione che governa la termalizzazione a ritardi $t > 0$ del sistema eccitato da una potenza assorbita $P(t)$

$$C \frac{\partial \Delta T(t)}{\partial t} = P(t) - \sigma_{th} \Delta T(t) \quad (6.6)$$

dove $\Delta T = T - T_0$ la differenza della temperatura del sistema da quella di equilibrio T_0 , C è la capacità termica del sistema e σ_{th} è la conducibilità termica del sistema. Utilizzando il formalismo della funzione di Green [4] la

soluzione di 6.6 è

$$\Delta T(t) = \frac{1}{\sigma_{th}} \int_{-\infty}^{\infty} P(t-t') \frac{e^{-t'/\tau}}{\tau} H(t-t') dt' + \Delta T(0) e^{-t/\tau} H(t) \quad (6.7)$$

dove $\tau = C/\sigma_{th}$ è la costante di tempo del sistema, $\Delta T(0)$ è la differenza di temperatura a $t = 0$ e

$$H(t) = \begin{cases} 1 & \text{se } t \geq 0 \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases}$$

è la funzione di Heavyside.

È possibile evidenziare due diversi comportamenti nei due casi limite $\tau \rightarrow 0$ e $\tau \rightarrow \infty$. Nel primo caso, quando cioè la risposta in tempo del sistema avviene su scale di tempi corti in rapporto alla durata di $P(t)$, la funzione $\frac{e^{-t'/\tau}}{\tau} H(t')$ si riduce alla funzione delta di Dirac $\delta(t)$, mentre il secondo termine di 6.7 può essere trascurato. In questo caso l'Eq. 6.7 si semplifica in

$$\Delta T(t) \simeq \frac{P(t)}{\sigma_{th}} \quad (6.8)$$

indicando che, quando l'eccitazione è più lenta rispetto alla costante di tempo del sistema la forma funzionale dell'aumento di temperatura è la stessa di quella della potenza assorbita dal sistema.

Al contrario, quando $\tau \rightarrow \infty$, la funzione $e^{-t/\tau}$ può essere approssimata con $H(t)$ e l'Eq. 6.7 si riduce a

$$\Delta T(t) \simeq \frac{1}{\sigma_{th}\tau} \int_0^t P(t') dt' + \Delta T(0) H(t) \quad (6.9)$$

Il significato di questa soluzione è il seguente: quando l'eccitazione è più veloce della costante di tempo del sistema la temperatura è proporzionale all'integrale della potenza assorbita sovrapposto ad un background costante. In particolare, se l'eccitazione ha una componente spettrale alla frequenza

ω_P , cioè se $P(t) = H(t)P_0 \cos \omega_P t$ l'Eq. 6.9 diventa

$$\Delta T(t) \simeq \frac{1}{a\tau} \frac{\sin \omega_P t}{\omega_P} + \Delta T(0)H(t)$$

Questo risultato indica che, se il periodo della modulazione della potenza assorbita è più piccolo del tempo necessario al sistema per dissipare energia, la temperatura del sistema è modulata alla frequenza ω_P , è depressa da un fattore $1/\omega_P$ e ha un andamento temporale sfasato di $\pi/2$ rispetto all'eccitazione.

Nel presente esperimento la potenza assorbita dal substrato di silicio e dei nanodischi è proporzionale all'intensità del fascio di pompa che è modulato al doppio della frequenza del PEM, cioè $\omega_P/2\pi = \omega/\pi = 100$ KHz. La variazione di temperatura del sistema è governata da due costanti di tempo differenti. La prima (τ_1) è dell'ordine delle centinaia di picosecondi ed è legata al processo di conduzione tra il dot (scaldato impulsivamente da un singolo impulso) e il substrato. La seconda è dell'ordine dei millisecondi ed è legata all'incremento della temperatura del substrato di silicio dovuto alla all'eccitazione dell'intensità della pompa modulata $P(t)$.

È possibile stimare il valore di τ_2 simulando la variazione di temperatura di un volume di silicio eccitato da un raggio laser con un profilo gaussiano ($\sigma_t \simeq 50 \mu\text{m}$), ottenendo $\tau_2 \simeq 1$ ms.

Si può notare come il periodo della modulazione PEM ($T=10 \mu\text{s}$) è situato tra le due costanti di tempo del sistema. Come indicato dalle Eq. 6.8 e 6.9 mentre l'aumento di temperatura del nanodot modula il segnale del fascio di probe in fase con la modulazione del pump, il riscaldamento medio del substrato di silicio induce una variazione del probe fuori fase di $\pi/2$ e smorzato da un fattore $1/\omega_P$.

Come conseguenza, acquisendo il segnale in fase e quello sfasato di $\pi/2$ alla frequenza di 100 KHz è possibile disaccoppiare i processi che avvengono

sulla scala dei picosecondi dalla modulazione quasi-statica di temperatura del substrato a 100 KHz.

Per effettuare la misura della componente in fase e fuori fase del segnale di riflettività è necessario agganciare l'amplificatore lock-in alla fase della modulazione del fascio di pompa prima della misura. Per farlo è sufficiente portare sul fotodiodo una parte del segnale del fascio di pump tramite scattering su una superficie opaca ed acquisire la fase di riferimento.

Capitolo 7

Eccitazione termica di onde elastiche

Si descriverà ora il modello dettagliato impiegato per descrivere le misure ottenute e per estrarre da esse le informazioni essenziali sulle proprietà delle eccitazioni nel sistema.

7.1 Oscillazioni elastiche dei nanodot

La Fig. 7.1 mostra una tipica misura della variazione relativa di riflettività $\Delta I/I$ in funzione del ritardo t suddivisa nelle componenti in fase e sfasata di $\pi/2$ rispetto al riferimento del PEM. Come accennato la componente fuori fase (contributo “lento” del substrato) risulta depressa rispetto a quella in fase (contributo “veloce” dei dischi). La componente in fase denota un andamento oscillatorio smorzato con un inviluppo decrescente. Questo comportamento è dato dalla variazione del fattore di forma geometrico dei nanodischi dovuto all’eccitazione del pump.

Il riscaldamento impulsivo dei dot ne provoca la repentina espansione

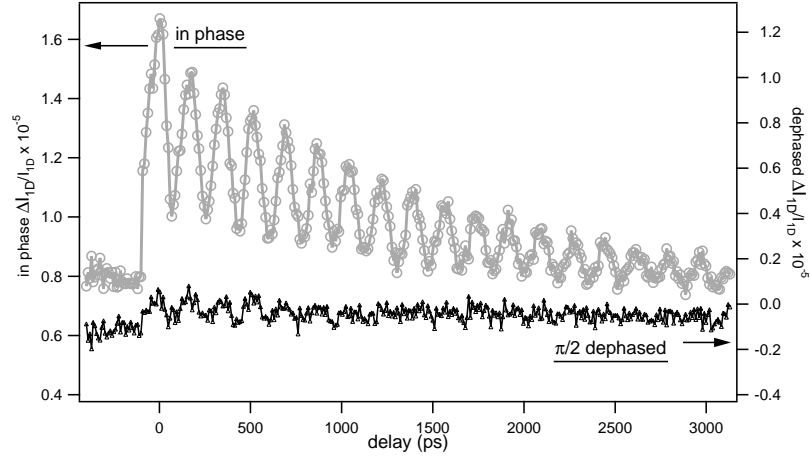


FIGURA 7.1: Misure a lungo raggio sul campione E. Sono mostrate la componente in fase (cerchi) e sfasata di $\pi/2$ (triangoli) rispetto alla modulazione del riferimento lock-in.

che innesca le oscillazioni dei nanodot. Considerando un'espansione termica lineare le variazioni impulsive dell'altezza e del diametro del dot sono date da

$$\Delta h = h \beta \Delta T_l$$

$$\Delta(2a) = 2a \beta \Delta T_l$$

con ΔT_l la variazione di temperatura del reticolo cristallino e $\beta=10 \mu\text{m m}^{-1}\text{K}^{-1}$ il coefficiente di espansione termica del nickel [5]. La dilatazione impulsiva dell'altezza innesca oscillazioni longitudinali nel dot che si svolgono su scale di tempi dell'ordine dei 10 ps verranno trascurate.

Per descrivere le oscillazioni radiali del nanodot viene utilizzato come modello un oscillatore armonico smorzato in cui la distanza di equilibrio dipende dal tempo. Questo approccio è stato impiegato per studiare numerosi fenomeni tra i quali i processi di dispersive excitations of coherent phonons (DECP) [57]. L'equazione risulta

$$\ddot{u}_r = -\omega_0^2 [u_r - u_{r0}(t)] - 2\gamma \dot{u}_r \quad (7.1)$$

dove u_r è la coordinata radiale relativa al raggio a temperatura ambiente a e $u_{r0}(t)$ rappresenta la variazione della distanza di equilibrio sempre relativa al raggio in condizioni normali. Il raggio istantaneo del dot sarà dato quindi da $q(t) = a + u_r(t)$. La frequenza propria di oscillazione del sistema è ω_0 .

Si valuta ora l'andamento temporale della distanza radiale di equilibrio che risulta lineare con la variazione di temperatura. Si assume un'andamento

$$\Delta T_l(t) \propto H(t)e^{-t/\tau}$$

per la temperatura del reticolo cristallino del permalloy per tenere conto della termalizzazione con il substrato. La ragionevolezza di questa assunzione verrà confermata dall'analisi presentata nella sezione 8.4. Si ottiene quindi che

$$u_{r0}(t) = 2a \beta \Delta T_l(t) = 2a \beta \Delta T_{l0} e^{-t/\tau} \cdot H(t)$$

con $H(t)$ la funzione di Heaviside usata per indicare che l'eccitazione (e quindi l'innalzamento impulsivo di temperatura) ha luogo al tempo zero. Risolvendo l'Eq. 7.1 nello spazio delle frequenze si ottiene

$$u_r(\omega) = \frac{2a \beta \Delta T_0 \omega_0^2}{(1/\tau + i\omega)(\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega)}$$

e antitrasformando si ha finalmente

$$u_r(t) = \frac{2a \beta \Delta T_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 + 1/\tau^2 - 2\gamma/\tau} \left(e^{-t/\tau} - e^{-\gamma t} \cos \varpi t + \frac{\alpha}{\varpi} e^{-\gamma t} \sin \varpi t \right) \quad (7.2)$$

dove si è posto $\varpi = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$ e $\alpha = 1/\tau - \gamma$.

7.2 Variazioni di riflettività

L'Eq. 7.2 esprime la variazione, provocata dal pump, della forma geometrica dei dischi. Questa induce una variazione delle intensità sia del raggio

riflesso che di quelli rifratti che dipende dal ritardo tra pump e probe. Negli esperimenti TRR sinora compiuti [43] viene misurato il raggio del probe riflesso dal campione. Il rapporto segnale-rumore può essere però significativamente aumentato misurando la variazione dell'intensità del primo ordine di diffrazione. In questa configurazione il contributo alla riflettività delle impurità e dei difetti (senza periodicità spaziale) presenti sul campione diventa trascurabile.

L'intensità I_{refl} del raggio riflesso da una cella unitaria (quadrata di lato D) del campione è data dalla somma dell'intensità riflessa dalla superficie metallica del disco (di raggio a) e di quella riflessa dalla superficie di silicio complementare

$$I_{refl} = \frac{R_{Si}(D^2 - \pi q^2) + R_{Py}\pi q^2}{D^2} I_{inc}$$

con $R_{Si} \simeq 0.34$ e $R_{Py} \simeq 0.62$ le riflettività del silicio e del permalloy a incidenza normale, D è la periodicità del reticolo, q il raggio istantaneo del dot e I_{inc} l'intensità incidente. La variazione dipendente dal tempo $\delta q(t)$ del raggio del disco induce una variazione del segnale riflesso

$$\frac{\delta I_{refl}}{I_{refl}} \simeq \frac{(R_{Py} - R_{Si})2\pi a}{R_{Si}D^2} \delta a(t) \simeq 0.32 \frac{\delta q}{q}$$

D'altro canto l'ampiezza del campo elettrico del primo ordine di diffrazione è proporzionale al fattore di forma f_1 del nanodot, in questo caso un disco (Il contributo della variazione dell'altezza, che fattorizza, viene come si è detto trascurato). Si ha quindi che [29]

$$f_1 = \int_S e^{-i\mathbf{s}\cdot\mathbf{G}} dS = \int_0^q \int_0^{2\pi} s e^{-isG \cos\vartheta} ds d\vartheta = \frac{2\pi}{G^2} y J_1(y) \quad (7.3)$$

Con S la superficie del dot, \mathbf{s} la sua coordinata e \mathbf{G} è il vettore di spazio reciproco, mentre $y = Gq$. $J_1(y)$ è la funzione di Bessel del primo tipo di ordine uno. L'intensità del fascio rifratto è data dalla somma delle intensità

diffratte dal reticolo dei dischi e, per il principio di Babinet [24], delle intensità diffratte dalla schiera in negativo dei dischi nel silicio

$$I_{diffr} = \frac{4\pi^2}{G^4} (R_{Si}y^2 J_1^2(y) + R_{Py}y^2 J_1^2(y)) \quad (7.4)$$

Sfruttando la nota relazione per le funzioni di Bessel del primo tipo

$$uJ_1'(u) = uJ_0(u) - J_1(u) \quad (7.5)$$

si ottiene la variazione relativa del segnale di riflettività 7.4

$$\frac{\delta I_{diffr}}{I_{diffr}} = 2G \frac{J_0(y)}{J_1(y)} (R_{Si} + R_{Py}) \delta a \simeq 2.5 \frac{\delta q}{q} \quad (7.6)$$

Ponendo $y \simeq Ga$ nell'argomento delle funzioni di Bessel. Questo risultato indica che nella configurazione di diffrazione il rapporto $\Delta I_{diffr}/I_{diffr}$ è aumentato da un fattore $2.5/0.32 \simeq 8$. Dato che la variazione relativa dell'intensità del raggio rifratto è dell'ordine di 10^{-5} l'aumento di un fattore 8 nel rapporto segnale-rumore svolge un ruolo importante per ottenere misurazioni affidabili. Avendo determinato di studiare la riflettività del primo ordine di diffrazione d'ora in poi si pone $I_{diffr} = I$.

La variazione relativa di riflettività misurata è dovuta ad una serie di contributi:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{I} \left(\frac{\partial I}{\partial n} n(t) + \frac{\partial I}{\partial t} T_l(t) + \frac{\partial I}{\partial q} u_r(t) \right) \quad (7.7)$$

il primo termine rappresenta il contributo elettronico; esso contribuisce in maniera rilevante alla riflettività solo nei primi picosecondi in quanto la densità fuori equilibrio $n(t)$ degli elettroni diventa trascurabile in un tempo di quell'ordine di grandezza (vedi paragrafo 7.3). Il secondo termine è il contributo alla variazione delle costanti ottiche del sistema data dalla variazione di temperatura (termoriflettanza), mentre il terzo deriva dalla variazione del fattore di forma dovuto all'oscillazione dei nanodot. Quest'ultimo è dato

dall'Eq. 7.4

$$\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial q} = \frac{1}{I} \frac{\partial}{\partial q} (y^2 J_1^2(y)) = \frac{G}{I} (2y J_1^2(y) + 2y^2 J_1(y) J_1'(y)) \quad (7.8)$$

Ricordando l'Eq. 7.5 Si ottiene finalmente

$$\frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial q} = \frac{G}{I} 2y^2 J_1(y) J_0(y) = 2G \frac{J_0(y)}{J_1(y)}$$

dove si è utilizzata la 7.4 nell'ultimo passaggio. La variazione di riflettività è quindi

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\partial I}{\partial t} T_l(t) + 2G \frac{J_0(y)}{J_1(y)} \Big|_{Ga} u_r(t) \quad (7.9)$$

In figura 7.2 è riportato il fit con la funzione di Eq. 7.2 sui dati di riflettività risolta in tempo per i nanodot con diametro di 300nm. In rosso e blu sono presentati i comportamenti attesi nel caso di eccitazione impulsiva e a scalino rispettivamente. È importante sottolineare come nel caso di tempi di termalizzazione corti rispetto allo smorzamento delle oscillazioni ($1/\tau \gg \gamma$) si ha $\alpha/\varpi \gg 1$, quindi l'oscillazione avrebbe l'andamento temporale di una funzione seno, in contrasto con i risultati sperimentali. Per questo motivo è possibile escludere gli elettroni fotoeccitati come sorgente delle oscillazioni che si osservano. Essi infatti presentano costanti temporali di termalizzazione alla scala dei femto-secondi. Allo stesso modo si può escludere una deformazione impulsiva (onda d'urto) in quanto rilassa sulla scala dei picosecondi.

D'altro canto le onde stazionarie sulla superficie del campione si smorzano su scale temporali dell'ordine delle centinaia di picosecondi. I valori tipici misurati di $1/\tau$ (costante di tempo relativa allo scambio termico tra dot e substrato) e di γ (frequenza di smorzamento delle oscillazioni) sono infatti dell'ordine dei GHz. Per le oscillazioni radiali misurate (di periodo 200 ps) si ha $\omega_0 \simeq 5$ GHz. Si ottiene $\varpi \simeq \omega_0$ e $\alpha \ll \omega_0$. Quindi se le oscillazioni

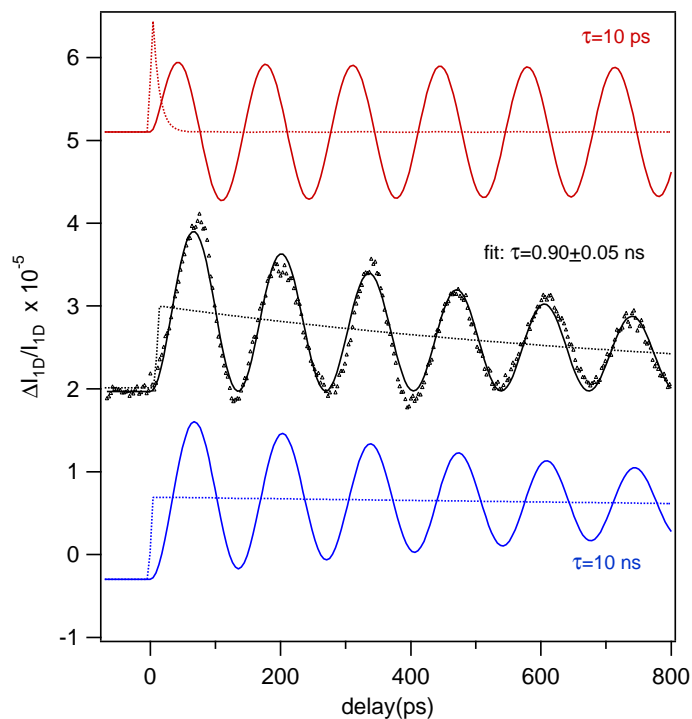


FIGURA 7.2: Fit (linea grigia) della riflettività risolta in tempo (triangoli) sul campione di 300nm di diametro. In rosso e blu sono presentati i comportamenti attesi nel caso di eccitazione impulsiva e a scalino.

sono dovute ad onde elastiche non si aspetta nessun termine con andamento sinusoidale in accordo con i risultati sperimentali.

Da questo modello è possibile misurare direttamente la costante di tempo relativa allo scambio di calore tra i dot e il substrato. È importante sottolineare che queste misure sono eseguite senza influenzare termicamente il sistema attraverso contatto meccanico.

7.3 Eccitazione e dinamica elettronica

L'eccitazione dei nanodischi con un impulso laser ultracorto provoca il riscaldamento non-adiabatico del gas di elettroni che termalizza con il reticolo

cristallino sulla scala temporale dei picosecondi.

È possibile valutare l'evoluzione dinamica delle temperature del gas di elettroni e del reticolo cristallino dei nanodot e del substrato di silicio usando il modello a due temperature [2]:

$$\begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= -G_{ef} \cdot (T_e - T_l) + P(t) + k_e \nabla^2 T_e \\ C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} &= G_{ef} \cdot (T_e - T_l) + k_l \nabla^2 T_l \end{aligned} \quad (7.10)$$

dove T_e e T_l sono le temperature di elettroni e reticolo, $C_e = \gamma_e T_e$ è il contributo elettronico al calore specifico, mentre k_e è il coefficiente di diffusione elettronica, C_l è il contributo fononico al calore specifico, G_{ef} è la costante di accoppiamento elettrone-fonone e $P(t)$ è il profilo di intensità dell'impulso laser. Il profilo $P(t)$ è di forma lorenziana con intensità di picco 2 GW cm^{-2} e larghezza di 150 fs, i contributi elettronico ($\gamma_e=6 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-2}$ [8]) e del reticolo ($C_l=2.2 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{K}^{-1}$ [8]) al calore specifico e la costante di accoppiamento $G_{ef}=8 \cdot 10^{17} \text{ W m}^{-3} \text{K}^{-1}$ [8] riferiti al nickel puro.

Nel calcolo è stato ipotizzato un profilo di temperatura esponenzialmente decrescente con la profondità del campione, trascurando gli effetti di superficie del film sottile del Py nel calcolo del vettore di Poynting. Il substrato è posto ad una temperatura uniforme di 300 K; questa ipotesi sono confortate dal fatto che l'altezza media dei nanodot (30 nm) è circa il doppio della lunghezza di penetrazione della radiazione a 800 nm nel permalloy. La conducibilità termica del film sottile è stata trascurata.

L'intensità assorbita a incidenza normale per un film sottile di permalloy su un substrato di silicio è stata calcolata a partire dagli indici di rifrazione: $n_{Py}=2.25$ e $k_{Py}=3.6$ a temperatura ambiente [45] per il permalloy e $n_{Si}=3.72$ e $k_{Si}=0.01$ per il silicio a temperatura ambiente, considerando gli indici di rifrazione $\mathcal{N} = n + ik$ complessi.

La radiazione incide sul film sottile di Py e una frazione pari a T_{air-Py} viene rifratta nel metallo. Dato che la profondità del film è dell'ordine della lunghezza di attenuazione della radiazione ($z_0 \sim 2\lambda$) una parte della radiazione trasmessa, proporzionale a $e^{-\lambda z_0} T_{air-Py}$ giungerà all'interfaccia con il silicio. Di questa una frazione T_{Py-Si} trasmessa nel Si e una frazione R_{Py-Si} verrà riflessa nel Py. Trascurando i contributi dovuti agli ordini successivi la frazione della radiazione incidente che viene assorbita dal permalloy è pari a

$$T_{tot} = T_{air-Py} + e^{-\lambda z_0} T_{air-Py} (2R_{Py-Si} - 1)$$

La riflettività e la trasmittività a incidenza normale all'interfaccia tra due materiali sono [24]

$$R = \left| \frac{\mathcal{N} - 1}{\mathcal{N} + 1} \right|^2 = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 + k^2}$$

$$T = \left| \frac{2\mathcal{N}}{\mathcal{N} + 1} \right|^2 = \frac{4n}{(1 + n)^2 + k^2}$$

Dove n e k sono gli indici di rifrazione relativi del secondo materiale rispetto al primo (si pone $n_{air} = 1$): si ottiene così un coefficiente di assorbimento pari a 0.245. Questo risultato è in accordo con simulazioni di riflettività per film sottili che tengono conto anche delle successive riflessioni alle interfacce.

È importante sottolineare come il riscaldamento medio dei nanodot dovuto al treno di impulsi laser non sia considerato in questa e nelle sezioni che seguono. Per valutare correttamente l'innalzamento di temperatura dovuto all'incidenza sul permalloy di un treno di impulsi con energia 30 nJ per impulso a 80 MHz di repetiton rate è necessario risolvere l'equazione di diffusione del calore. Questa parte costituisce l'oggetto della sezione 8.4.2. Per questo il riscaldamento del reticolo valutato con il modello a due temperature deve essere assunto come valore differenziale rispetto al riscaldamento medio dei dot.

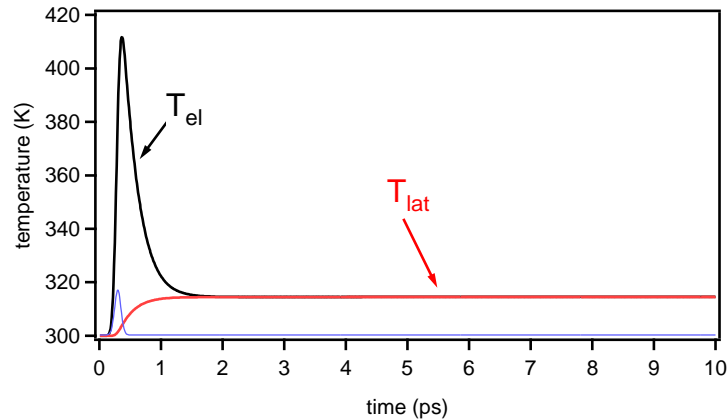


FIGURA 7.3: Evoluzione delle temperature elettronica (linea nera) e fononica (linea rossa) dal modello a due temperature. Il massimo di T_{el} (~ 410 K) è raggiunta dopo 150 fs mentre la termalizzazione con il reticolo è completata nel primo ps. La temperatura di equilibrio (~ 310 K) è raggiunta dopo 2 ps dall'eccitazione. In blu il profilo temporale dell'intensità di radiazione in unità arbitrarie.

Il profilo di temperature soluzione del modello a due temperature 7.10 è riportato in Fig. 7.3. La temperatura di picco del gas di elettroni (~ 410 K) è raggiunta a circa 150 fs dall'inizio dell'eccitazione, mentre la termalizzazione con il reticolo cristallino è completa sulla scala di tempi del picosecondo. Si stabilisce una temperatura di equilibrio di circa 310 K dopo 2 ps dall'eccitazione del campione.

In Fig. 7.4 sono mostrati i dati di misure di riflettività risolta in tempo su due film di permalloy di spessori differenti cresciuti su un substrato di silicio. Sulla scala di tempi in questione (picosecondi) la variazione di riflettività (Eq. 7.7) dipende solo dal contributo degli elettroni fuori equilibrio. La riflettività in entrambi i casi ha un picco molto pronunciato in corrispondenza dell'eccitazione. I rise-time sono dell'ordine dei femtosecondi e confermano l'origine elettronica dei picchi. I tempi di termalizzazione sono inferiori al picosecondo. In accordo con le previsioni del modello a due temperature (Fig. 7.3) queste misure confermano che l'equilibrio termico tra elettroni e reticolo

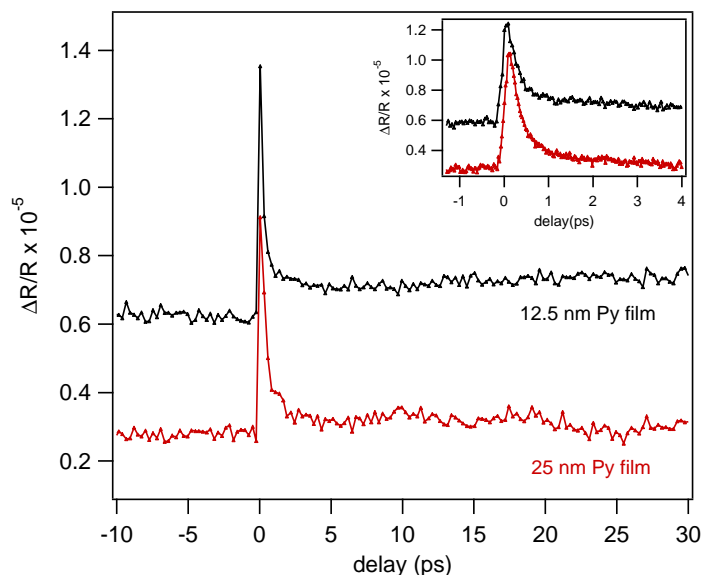


FIGURA 7.4: Riflettività risolta in tempo su film sottili di permalloy di spessori differenti depositati su substrato di silicio. Nel inserto sono mostrati gli stessi dati sulla scala dei femtosecondi. Tratta da [44]

cristallino del permalloy è raggiunto entro il picosecondo. Il plateau mostrato nelle misure dopo il primo picosecondo risulta costante su questa scala di tempo ed è dovuto alla temperatura di equilibrio raggiunta dal sistema in conseguenza dell'eccitazione del singolo impulso.

In questo caso la costante temporale di scambio termico (dell'ordine dei nanosecondi) permette agli elettroni di diffondere e termalizzare con il reticolo cristallino prima che la termalizzazione tra permalloy e substrato di silicio abbia luogo. Il segnale di riflettività sulla scala dei femtosecondi è quindi attribuibile agli elettroni non termalizzati (vedi inserto della Fig. 7.4), dipende solo dalla profondità di penetrazione della luce (~ 15 nm) e non dallo spessore del campione mentre la componente lenta del segnale, attribuibile al riscaldamento del reticolo, dipende direttamente dal calore assorbito che è proporzionale allo spessore del campione. Gli stessi risultati sono ottenuti in

presenza di matrici di nanodot cresciute sul silicio. È possibile considerare i nanodot in equilibrio termodinamico dopo 3-5 picosecondi dall'eccitazione ad una temperatura di circa 310K che termalizza sulla scala temporale dei nanosecondi con il substrato che agisce come un bagno termico a 300K.

Capitolo 8

Discussione dei risultati sperimentali

In questo capitolo vengono presentate le misure di riflettività al variare di ciascuno dei tre parametri geometrici che definiscono i campioni. Gli andamenti ottenuti vengono commentati e analizzati alla luce dei modelli proposti per giungere ad un progressivo chiarimento della possibile dinamica termica ed elastica che interessa i campioni.

8.1 Misure ad alta risoluzione

Si sono condotte misure ad alta risoluzione temporale per testare il set-up sperimentale e per verificare il comportamento dei campioni al variare della potenza del fascio di pump.

In Fig. 8.1 sono riportate delle misure sui nanodot del campione E¹; si possono notare le oscillazioni smorzate a ritardi positivi e il background

¹Le lettere identificative dei campioni usate qui e più avanti si riferiscono alla nomenclatura introdotta in Tab. 5.2

costante in media a ritardi negativi. Si può intravedere, non risolto nell'immagine, il contributo elettronico alla riflettività che termalizza nei primi picosecondi, espresso dal picco nel segnale nella regione della coincidenza. Si può notare che, come previsto, la potenza incidente non influisce sul periodo e sulle costanti di smorzamento delle oscillazioni. La linearità nella risposta

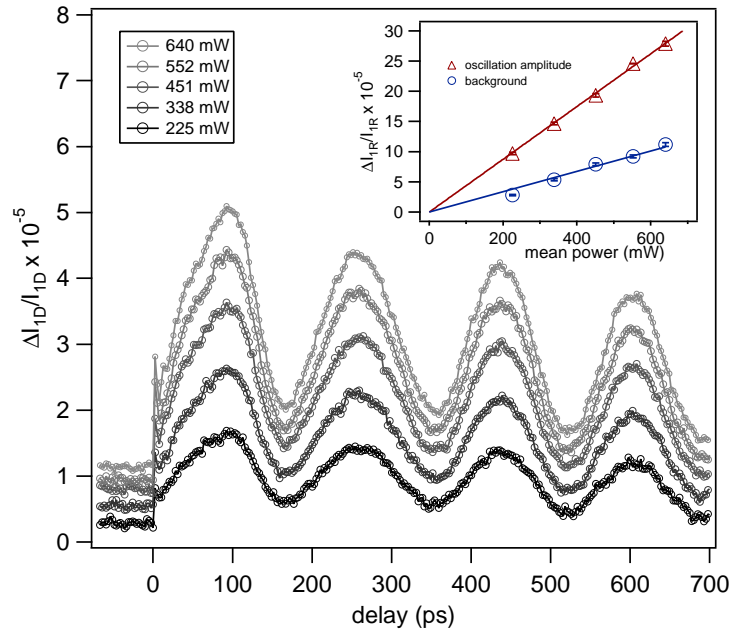


FIGURA 8.1: Misure TRR sul campione E al variare della potenza del pump. Le linee sono una guida per l'occhio. Nell'inserito sono mostrati i fit a retta dei valori del background (blu) e ampiezza di oscillazione (rosso) in funzione della potenza del probe sul campione. Da [15]

sia dell'ampiezza dell'oscillazione che del background a ritardi negativi risulta confermata. Si sono raccolte misure TRR su tutti i campioni presentati in Tab. 5.2 e si sono calcolati i fit dei dati con l'Eq. 7.9 con i seguenti parametri di fit fondamentali:

- La frequenza ω_0 che dà informazioni sulla dinamica elastica del sistema e sull'accoppiamento elastico tra dot e substrato.

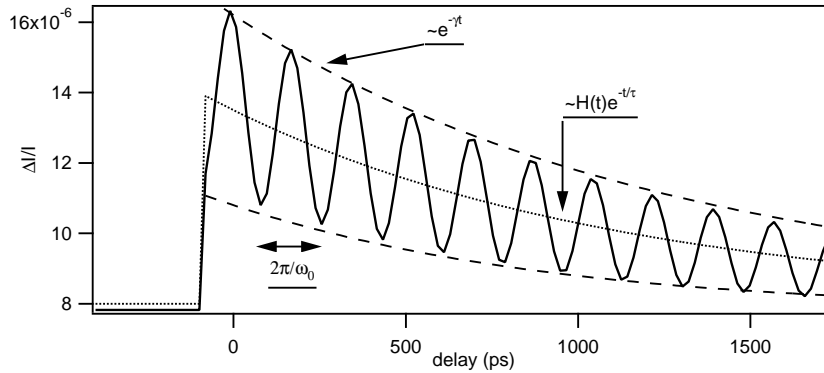


FIGURA 8.2: Forma funzionale del fit e dipendenze dai parametri notevoli. i valori dei parametri impiegati sono tipici per i campioni misurati.

- Il parametro γ responsabile dello smorzamento delle oscillazioni elastiche
- La costante di tempo τ che regola lo scambio termico tra dot e substrato e dà informazioni sulla termodinamica del sistema.

8.2 Dipendenza dal parametro reticolare

Per indagare il comportamento del sistema al variare della periodicità del reticolo si sono misurati i campioni D E F e G. Essi sono contraddistinti da un parametro reticolare D crescente e da un rapporto tra questo e il diametro $2a/D = 0.5$ costante. Le misure ottenute con i relativi fit sono mostrati in Fig. 8.3; l'andamento dei parametri di fit è mostrato in Fig. 8.5.

8.2.1 Frequenza delle oscillazioni

Le oscillazioni osservate nella riflettività possono essere spiegate ammettendo che esista un accoppiamento elastico dot-substrato sufficiente affinché l'espansione dei dot provocata dall'eccitazione inneschi onde elastiche di super-

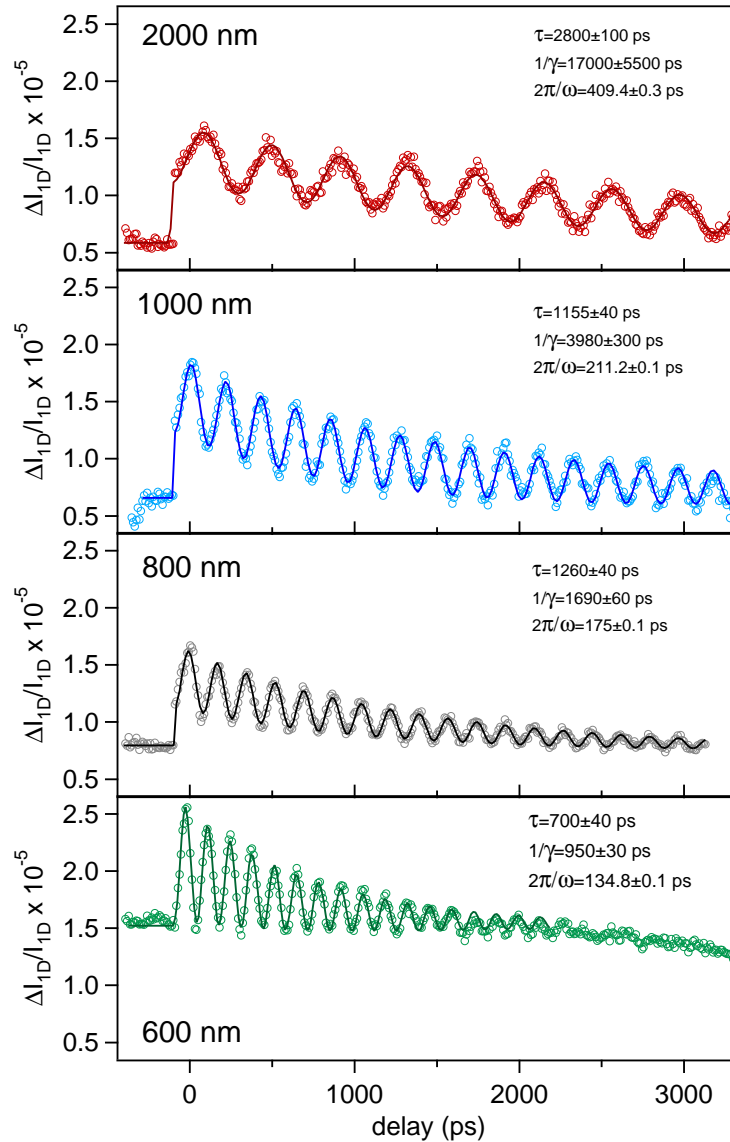


FIGURA 8.3: Fit della riflettività risolta in tempo sui campioni (dall'alto in basso) G F E e D. Il valore del parametro reticolare è riportato in alto a sx in ogni grafico. in alto a dx i valori dei parametri di fit con le rispettive deviazioni standard.

ficie nel substrato di silicio; i dot vengono quindi fatti oscillare da questa eccitazione elastica coerente. È possibile formulare un semplice modello per analizzare qualitativamente il fenomeno: si considerino delle onde elastiche

che si propagano in una superficie omogenea e isotropa. Lo spostamento $f(\mathbf{s}, t)$ nel mezzo è descritto in questo caso dall'equazione delle onde

$$\nabla_{\mathbf{s}}^2 f(\mathbf{s}, t) - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}(\mathbf{s}, t) = 0 \quad (8.1)$$

dove \mathbf{s} sono le coordinate sulla superficie e c_l è la velocità delle onde. Si ricercano soluzioni in onde piane $e^{i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{s}-\omega t)}$ di vettore d'onda \mathbf{q} e frequenza ω . Si ottiene quindi una legge di dispersione lineare

$$\omega(\mathbf{q}) = c_l q$$

Nel caso di onde elastiche di superficie la legge di dispersione viene modificata e diventa [41]:

$$\omega(\mathbf{q}) = c_s q = \chi(\sigma_P) c_l q$$

con c_l la velocità delle onde di bulk longitudinali e $\chi(\sigma_P)$ una costante che dipende dal solo coefficiente di Poisson σ_P e che nel caso del silicio assume il valore $\chi(\sigma_P) = 0.92$. La dispersione ottenuta nel caso isotropo (o “libero”) risulta dunque lineare.

I campioni in questione presentano una modulazione spaziale periodica a lungo raggio delle proprietà elastiche (dovuta alla presenza dei nanodot) l'eccitazione meccanica che si produce ha la medesima periodicità spaziale dato che è mediata dai nanodot stessi. Le proprietà delle onde elastiche nel campione saranno quindi selezionate da queste simmetrie. È ragionevole pensare che le onde piane di superficie che possono essere eccitate nel campione abbiano vettore d'onda uguale ad un vettore di reticolo reciproco \mathbf{G} relativo alla matrice ordinata di dot

$$\mathbf{q} = \mathbf{G}$$

Ciò è equivalente a cercare soluzioni dell'Eq. 8.1 sviluppabile in serie di Fourier su \mathbf{G} e quindi aventi la medesima periodicità spaziale del campione.

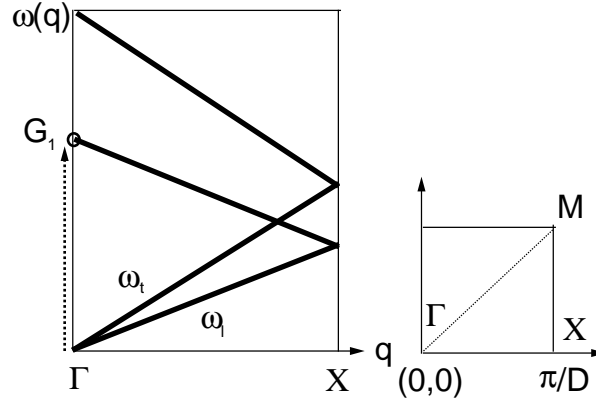


FIGURA 8.4: Schema della FBZ relativa al reticolo di dot. Sono riportati due punti notevoli: il centro della FBZ (punto Γ) il punto medio di un lato (punto X). In nero le due dispersioni ideali per le frequenze delle onde di superficie e di bulk longitudinali.

Il modo fondamentale sarà quindi caratterizzato dalla seguente dispersione

$$\omega = c_s G_1$$

con $G_1 = 2\pi/D$. Si nota (Fig. 8.5) che il periodo $T = 2\pi/\omega_0$ delle oscillazioni dei nanodot ha in effetti un andamento $\sim G_1^{-1}$. Operando il fit con legge di potenza si ottiene un valore dell'esponente pari a 1.0 ± 0.1 . Ciò conferma la dipendenza lineare della frequenza dal modulo del vettore d'onda: $\omega_0 = c_l G_1$ E che la dispersione reale dei modi a centro zona non si discosta drammaticamente da quella lineare del caso libero.

Il valore della velocità ottenuto $c_s = 4.8 \pm 0.4 \text{ Km s}^{-1}$ è in buon accordo con la velocità, mediata rispetto alla direzione di propagazione superficiale, delle onde di superficie su Si(100) [47] pari a $\langle c_s \rangle_\vartheta = 4.9 \pm 0.3 \text{ Km s}^{-1}$.

La frequenza risulta quindi determinata dalla periodicità a lungo raggio del campione, che si comporta come una cavità risonante 2D per le onde elastiche di superficie: i nanodot e il substrato sono accoppiati meccanicamente e la dilatazione dovuta al riscaldamento non-adiabatico laser-indotto genera

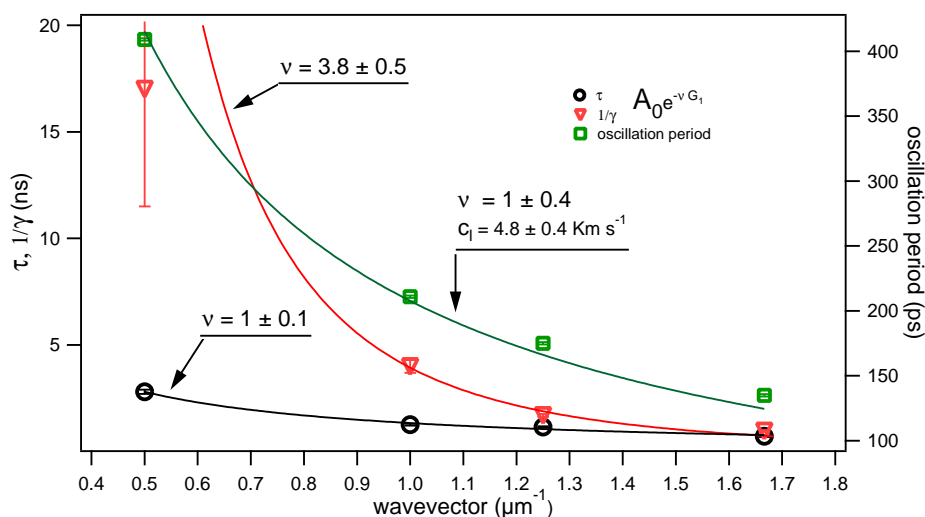


FIGURA 8.5: Andamento dei parametri di fit nei campioni G F E e D al variare del vettore d'onda $G_1 = 2\pi/D$ del reticolo dei dot. A dx è riportato il periodo $2\pi/\omega_0$ dell'oscillazione mentre a sx i parametri $1/\gamma$ e τ .

onde elastiche di superficie nel silicio. Le onde di superficie si originano e vengono riflesse dai nanodot che hanno una disposizione ordinata a lungo raggio. Ciò determina la comparsa di onde stazionarie di superficie e la conseguente selezione dei modi vibrazionali e delle relative frequenze, con il modo fondamentale, di lunghezza d'onda pari alla periodicità della struttura, che risulta quello dominante. I nanodot oscillano forzati da questa eccitazione elastica coerente del substrato.

8.2.2 Smorzamento delle oscillazioni

L'analisi dell'andamento del tempo medio di smorzamento delle oscillazioni $1/\gamma$ risulta essere più complessa. Si nota, infatti come esso cresca all'aumentare del parametro reticolare: nel caso del campione G ($D=2 \mu\text{m}$) il fit su 3 ns dà come risultato $1/\gamma=17 \pm 5.5\text{ns}$. Un valore cinque volte maggiore dell'intervallo su cui si calcola il fit, tale da rendere il risultato non molto

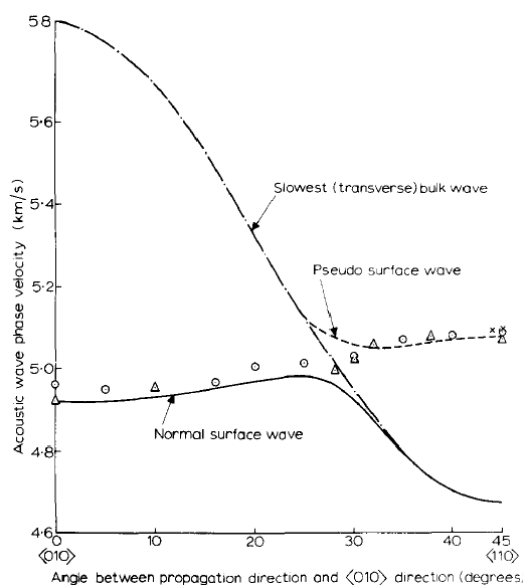


FIGURA 8.6: Dipendenza della velocità delle onde di superficie nel Si(100). Tratta da [47]

affidabile. Si è deciso quindi di scartarlo nel calcolo del fit per determinare la dipendenza del parametro dalla costante reticolare, anche se ciò preclude un'analisi quantitativa completa dei risultati del fit stesso. Fittando i primi tre valori si ottiene un'andamento $\gamma \propto G_1^4$ (vedi Fig. 8.5) Ciò risulta determinante nell'interpretazione fisica da dare a tale parametro.

Per interpretare questo dato sono stati presi in considerazione due meccanismi, uno termico e uno completamente elastico. Nel primo le onde nel substrato si smorzano a causa dell'accoppiamento con i processi di termalizzazione che avvengono all'interno del substrato (accoppiamento termo-elastico) mentre nel secondo processo lo smorzamento avviene a causa dell'irraggiamento di energia elastica dei modi di superficie verso i modi elastici di bulk (accoppiamento elastico superficie-bulk).

Accoppiamento termo-elastico

Gli impulsi del fascio di pompa inducono una modulazione periodica di temperatura sul substrato. La regione circolare sottostante ai nanodot viene riscaldata in misura minore rispetto alle regioni direttamente esposte a causa dell'assorbimento del permalloy soprastante. Si ottiene così un profilo iniziale di temperatura con la medesima periodicità del campione dove, nel silicio in corrispondenza di ciascun dot, è presente un “cono d'ombra” di profondità dello stesso ordine del raggio del dot. La situazione è schematizzata in Fig. 8.7. È importante notare come le componenti della temperatura e delle vibrazioni elastiche hanno componenti spettrali alla medesima frequenza spaziale. Si può ipotizzare un accoppiamento della dinamica di termalizzazione nel substrato con i modi elastici di vibrazione superficiali per spiegare lo smorzamento osservato nella dinamica temporale di questi ultimi.

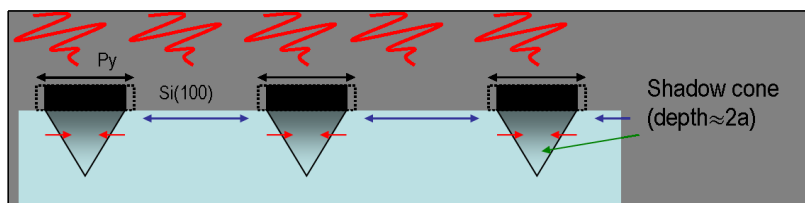


FIGURA 8.7: Modulazione periodica della temperatura del substrato in prossimità della superficie dovuta all'assorbimento di radiazione da parte dei dot.

L'evoluzione spaziale e temporale del profilo di temperatura alla superficie è ottenuta risolvendo l'equazione di diffusione bidimensionale del calore

$$\frac{\partial T(\mathbf{s}, t)}{\partial t} - \alpha_t \nabla^2 T(\mathbf{s}, t) = 0 \quad (8.2)$$

Dove $T = T(\mathbf{s}, t)$ è il profilo di temperatura del substrato, $\mathbf{s} = (x, y)$ sono le coordinate sulla superficie e $\alpha_t = k/c_s$ dove k e c_s sono la conducibilità termica e il calore specifico del silicio. Data la periodicità spaziale di $T(\sigma, t)$

è possibile sviluppare quest'ultima in serie di Fourier:

$$T(\mathbf{s}, t) = \sum_{\mathbf{G}} C_{\mathbf{G}}(t) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{s}} \quad (8.3)$$

dove \mathbf{G} sono i vettori di spazio reciproco del reticolo del campione. Dato che T è una funzione reale si ha che $C_{-\mathbf{G}}(t) = C_{\mathbf{G}}^*(t)$. In questo caso $\mathbf{G} = \frac{2\pi}{D}(n_x, n_y)$ con n_x, n_y numeri interi. Inserendo 8.3 in 8.2 si ottiene l'equazione ordinaria per il coefficienti dello sviluppo

$$\dot{C}_{\mathbf{G}} + \alpha\mathbf{G}^2 C_{\mathbf{G}} = 0 \quad (8.4)$$

Che dà come soluzione

$$C_{\mathbf{G}}(t) = C_{\mathbf{G}}(0) e^{-\alpha t \mathbf{G}^2}$$

Ogni componente di Fourier è caratterizzato quindi da un andamento temporale esponenziale determinato dal parametro

$$\alpha\mathbf{G}^2 = \alpha \frac{4\pi^2}{D^2} (n_x^2 + n_y^2)$$

Componenti di più alta frequenza vengono smorzate più velocemente di quelle a bassa frequenza. L'andamento dominante sarà dato quindi dalle componenti corrispondenti al primo ordine di punti del reticolo reciproco, caratterizzati da una costante temporale $\alpha\mathbf{G}_1^2$. Con $G_1 = 2\pi/D$ il modulo del primo ordine di vettori. Considerando inoltre il primo modo elastico la costante di smorzamento dovrebbe in questo caso avere la medesima dipendenza dal vettore di reticolo reciproco:

$$\gamma \propto \mathbf{G}_1^2$$

Dinamica elastica superficie-bulk

È possibile interpretare lo smorzamento delle oscillazione considerando solamente la dinamica elastica del sistema. Si dimostra che le onde di Raleigh

presenti su una superficie uniforme e regolare non irradiano, per costruzione, nel bulk. La presenza dei nanodot cresciuti sulla superficie rende possibile alle onde di propagarsi all'interno del substrato smorzandosi [43].

Lo smorzamento può essere calcolato facilmente [43]: sia z la direzione normale alla superficie e sia u_z lo spostamento associato all'onda di superficie. In assenza del permalloy la componente relativa alla normale del tensore degli sforzi σ_{zz} risulta nulla, e ciò comporta l'assenza di smorzamento. In presenza dei nanodot devono essere presenti degli sforzi sulla superficie sufficienti ad obbligare i dot a seguire le oscillazioni del silicio. Nel caso di un film sottile di permalloy cresciuto sul substrato si ottiene che

$$\sigma_{zz} = \rho_{Py} h u_z \omega^2 \quad (8.5)$$

con ρ_{Py} e h la densità e lo spessore del permalloy e ω la frequenza angolare dell'onda.

Se il permalloy è cresciuto in modo disomogeneo e periodico a formare le matrici di nanodischi lo stress 8.5 avrà componenti di Fourier per tutti i vettori del reticolo reciproco $\{\mathbf{G}\}$. Dato che però la velocità delle onde di Raleigh è minore di quella delle onde di bulk [41] irradia solo il modo con $\mathbf{G} = 0$. La potenza irradiata per unità di superficie da questo modo sarà dunque [41]

$$\mathcal{I} = \frac{\rho_{Py}^2 h^2 \omega^4 u_{z0}^2}{2\pi^2 \rho_{Si} c_l}$$

Dove ρ_{Si} è la densità del substrato di silicio c_l è la velocità delle onde longitudinali nel silicio e u_{z0} è il valore massimo dello spostamento associato all'onda. Calcolando la densità di energia dell'onda [41] si ottiene per la costante di smorzamento un andamento $\gamma \propto \omega^4$.

La struttura periodica degli scatteratori seleziona le frequenze delle onde di superficie, come visto nella sezione precedente. Si ha che $\omega = c_s |\mathbf{G}_1|$. Si

ottiene finalmente l'andamento richiesto:

$$\gamma \propto \mathbf{G}_1^4$$

L'andamento dei dati sperimentali risulta essere in accordo con l'ipotesi $\gamma \propto \mathbf{G}_1^4$. Questo risultato costituisce una conferma della natura delle oscillazioni osservate e sembra chiarire il ruolo dell'accoppiamento dot-substrato nella dinamica elastica di superficie.

8.2.3 Smorzamento dell'inviluppo

Il parametro τ regola l'andamento esponenziale decrescente dell'inviluppo. Il fit a potenza dei dati in funzione del vettore d'onda restituisce un andamento $\propto G_1^{-1}$. Questo andamento esclude effetti di termalizzazione intra-substrato alla base dello smorzamento dell'inviluppo. In questo caso, infatti, l'andamento dovrebbe essere $\propto G_1^{-2}$, come si evince dalla sezione precedente.

8.3 Dipendenza dal diametro

In Fig. 8.10 sono presentate le misure e i fit relativi ai campioni con uguale parametro reticolare e spessore e con diametro variabile (C, B ed A). I valori dei parametri di fit sono riportati in Tab. 8.1. Si nota che le frequenze di oscillazione variano con il diametro. Dato che le frequenze sono determinate dalla dispersione all'interno della FBZ si può ipotizzare che l'accoppiamento elastico tra il reticolo dei dot e il substrato produca l'apertura di una banda proibita (gap) nella dispersione delle frequenze in prossimità dei punti della FBZ ad alta simmetria, come i punti Γ e X di Fig. 8.4. La larghezza di questa banda dipenderà dall'intensità dell'accoppiamento elastico stesso. Per quanto detto nella sezione 8.2.1 possiamo ragionevolmente considerare la

$2a$	$2\pi/\omega_0$	$1/\gamma$	τ
320(10)	207.6(0.1)	7000(900)	1910(100)
395(7)	212.4(0.1)	4380(300)	1535(70)
785(7)	218.9(0.2)	2100(80)	1510(110)

TABELLA 8.1: Valori dei parametri di fit (in ps) al variare del diametro $2a$ (in nm) dei nanodot. Gli altri parametri sono $D = 1000\text{nm}$ $h = 50\text{nm}$. Tra parentesi le deviazioni standard.

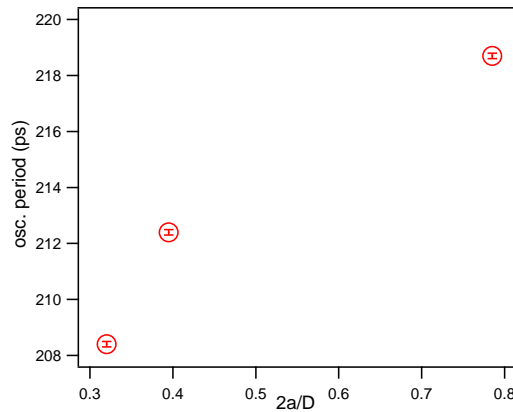


FIGURA 8.8: Andamento del periodo dell'oscillazione in funzione del rapporto tra raggio e costante reticolare.

dispersione reale come risultato della perturbazione del tensore degli sforzi σ del caso ideale. In questo modo si ottiene la configurazione schematizzata in Fig. 8.9. Si ha che in prossimità di un punto ad alta simmetria della FBZ le due frequenze che definiscono gli estremi della banda proibita risultano una maggiore e una minore rispetto alla frequenza del caso libero². In base a ciò la minore delle due (quella misurata) deve diminuire all'aumenta-

²Se si inseriscono “piccole” perturbazioni al tensore degli sforzi nell'equazione delle onde Le frequenze perturbate a bordo zona saranno $\omega_{\pm} = \omega_{fr} \pm U_G$ con U_G la componente di Fourier della perturbazione.

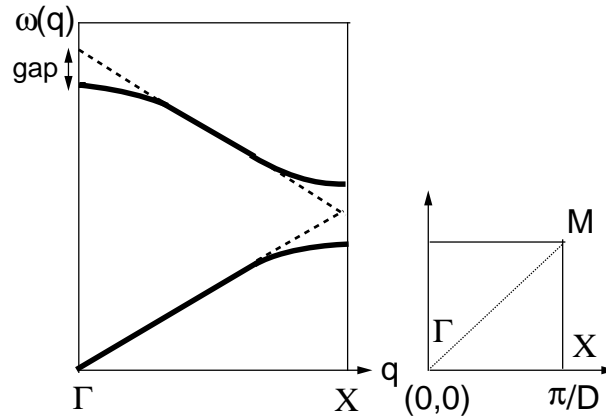


FIGURA 8.9: Schema dell'apertura della gap al centro (punto Γ) e al bordo (punto X) della FBZ.

re dell'accoppiamento elastico dot-substrato. Un modo per aumentare tale accoppiamento è quello di aumentare il rapporto tra il raggio del dot e la periodicità della cella. L'andamento delle frequenze in funzione del raggio del dot mostrato in Fig. 8.10 può essere spiegato qualitativamente in questo modo. 8.6 gli effetti perturbativi del primo ordine si localizzano in prossimità del bordo della FBZ (bande quasi-degeneri).

8.3.1 Spettro delle oscillazioni

Esaminando lo spettro di Fourier della misura sul campione A (risultato di una media su più misure indipendenti) si nota un picco secondario centrato ad una frequenza $\nu_b = \omega_b/2\pi = 6.35$ GHz più debole rispetto al picco principale a $\nu_a = 4.56$ GHz che corrisponde alla frequenza del fit. Calcolando lo spettro FFT degli altri due campioni il picco secondario sembra permanere anche se il poco contrasto rispetto al rumore di fondo rende arduo localizzarlo nello spettro relativo al campione B. Lo spettro vibrazionale del sistema risulta quindi più ricco di quanto inizialmente ipotizzato. Il rapporto fra la frequenza

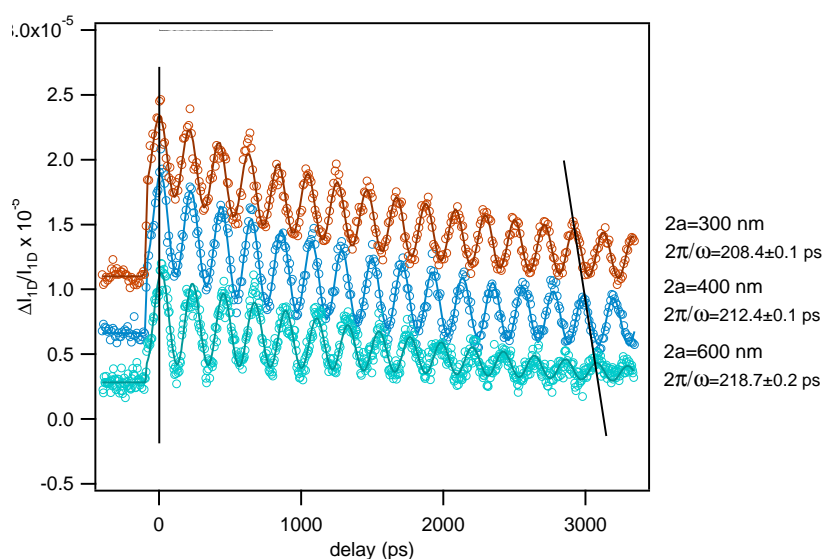


FIGURA 8.10: Misure e fit alla riflettività per i campioni (dall'alto in basso) C B e A

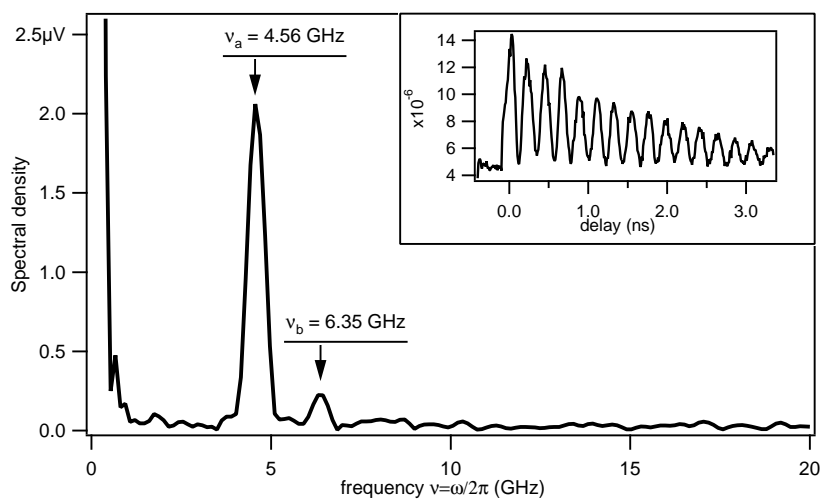


FIGURA 8.11: Spettro FFT sulla misura del campione A (mostrata nell'inserto).

Le frecce indicano le frequenze $\nu = \omega/2\pi$ dei due picchi rilevati.

del picco secondario e quella del picco principale $\nu_b/\nu_a \sim \sqrt{2}$. Ciò indica che il picco secondario è dovuto all'eccitazione corrispondente al trasferimento di un vettore di reticolo reciproco $2\pi/D (\pm 1, \pm 1)$ di modulo $G_2 = \sqrt{2} 2\pi/D$.

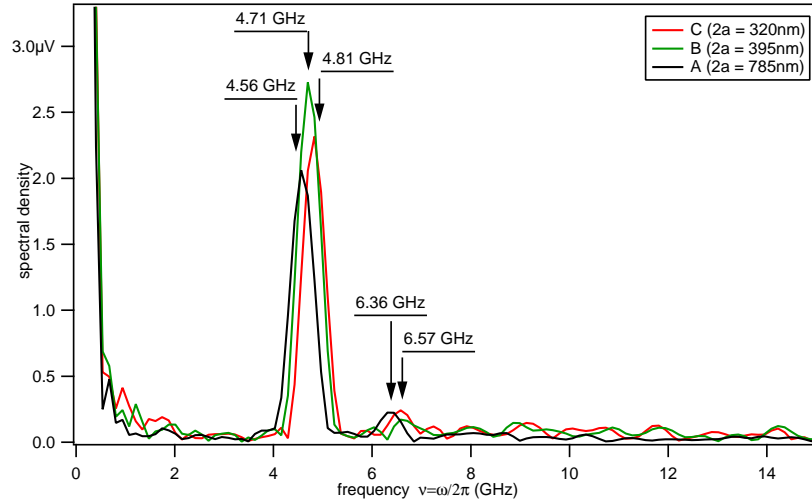


FIGURA 8.12: Spettri FFT sulle misure di Fig. 8.10. Le frecce indicano le frequenze $\nu = \omega/2\pi$ dei picchi rilevati. Il picco secondario del campione B risulta di difficile localizzazione.

Questo modo normale ha la medesima simmetria ed ha un vettore d'onda che è ruotato di $\pi/4$ rispetto al fondamentale.

8.3.2 Modi normali di vibrazione

Per comprendere la struttura vibrazionale è necessario risolvere l'equazione per le onde elastiche in un mezzo binario inomogeneo [41] avente la geometria dei campioni.

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{iK}}{\partial x_K} \quad (8.6)$$

con u_i l' i -esima componente del vettore spostamento e

$$\sigma_{iK} = 2\rho c_t^2 u_{iK} + \rho (c_l^2 - 2c_t^2) u_{ll} \delta_{iK}$$

il tensore degli sforzi. $\rho = \rho(\mathbf{r})$ è la densità del sistema $c_t = c_t(\mathbf{r})$ e $c_l = c_l(\mathbf{r})$ sono le velocità delle onde elastiche trasverse e longitudinale (dipendenti dalla posizione) e si è posto

$$u_{iK} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_K} + \frac{\partial u_K}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_K} \right)$$

Si è utilizzata la convenzione di Einstein in cui gli indici ripetuti si sommano.

Si è impiegato un programma informatico per la risoluzione numerica di equazioni differenziali alle derivate parziali (FEMLAB della COMSOL inc.); è stata simulata una singola cella unitaria del super-reticolo del campione contenente un singolo nanodot di nickel di altezza 50 nm posto al centro di un prisma di silicio a sezione quadrata di lato $1\ \mu\text{m}$ e alto varie decine di μm . Si sono applicate condizioni periodiche al contorno ai bordi del prisma di silicio per il vettore spostamento e per strain e stress (con condizioni sulle derivate prime e seconde dello spostamento). I dot e il substrato sono posti in contatto meccanico diretto. Si è istruito il programma a ricercare gli automodi di superficie del sistema al crescere della frequenza propria di oscillazione.

Il primo modo normale superficiale della struttura è caratterizzato da un moto di dilatazione e contrazione del dot accoppiato alla superficie. La dilatazione è accompagnata da un rigonfiamento lungo l'asse z della parte centrale del dot mentre in corrispondenza della contrazione esso presenta una convessità in quella regione. In Fig. 8.13 è presentata l'evoluzione del modulo dello spostamento sulla cella unitaria al variare della fase temporale del modo. Questo modo è caratterizzato da uno spostamento nullo del centro di massa della cella lungo direzioni parallele alla superficie durante la sua evoluzione. Esso produce un'oscillazione del fattore di forma del disco (Eq. 7.3) che oscilla alla stessa frequenza del modo.

Nel secondo modo il dot è contraddistinto da un movimento di scivolamento sul substrato. L'andamento al variare della fase è riportato in Fig. 8.14, mentre il terzo è un modo essenzialmente torsionale come confermato dalla Fig. 8.15. Questo modo non può essere rilevato da una variazione di riflettività in quanto non produce alcun cambiamento nel fattore di forma del

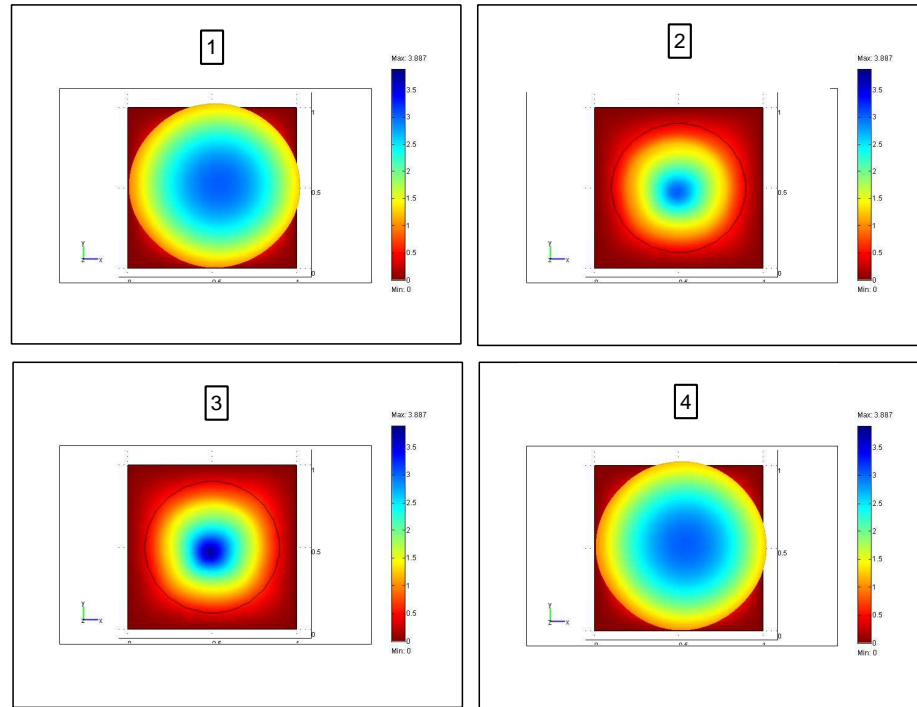


FIGURA 8.13: Primo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. È presentata la variazione sulla superficie del campione del modulo del vettore spostamento \mathbf{u} . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.

dot. Il modo 2 induce, per ragioni di simmetria, un'oscillazione nel fattore di forma che ha frequenza doppia rispetto a quella caratteristica del modo. Ciò è dovuto al fatto che la configurazione del sistema ad una certa fase ϕ del modo è simmetrica rispetto al centro geometrico della cella rispetto alla configurazione $\pi/2 - \phi$. Le due configurazioni presentano quindi medesimi valori del fattore di forma. Questo modo presenta inoltre un'oscillazione della posizione del centro di massa della cella rispetto al suo asse. Risulta improbabile che questo modo possa venire popolato mediante un'eccitazione puramente ottica con incidenza quasi normale al campione. Sembra quindi ragionevole

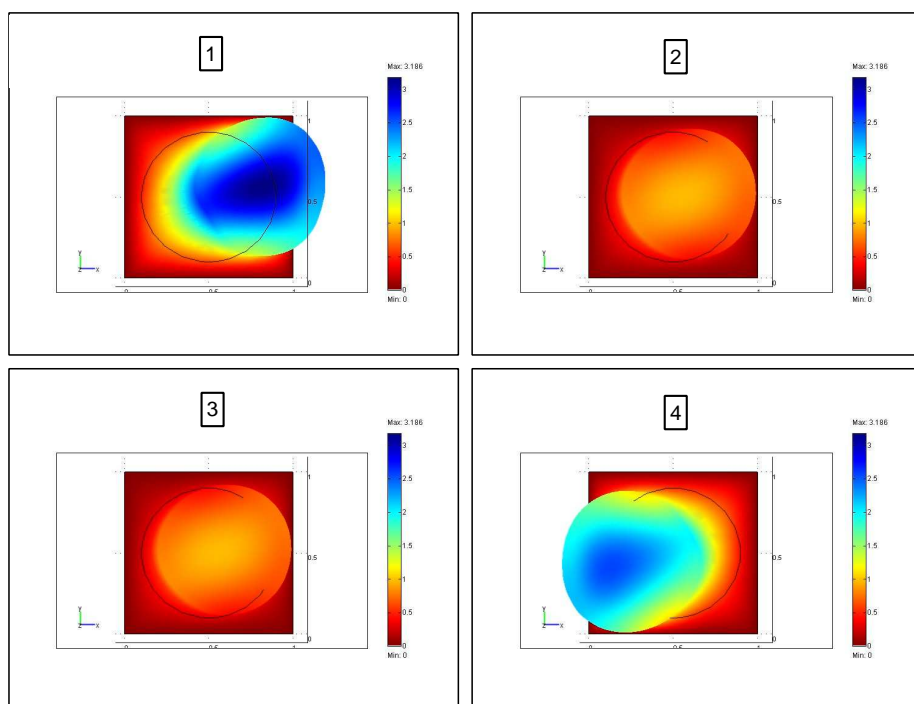


FIGURA 8.14: Secondo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. È presentata la variazione sulla superficie del campione del modulo del vettore spostamento u . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.

affermare che il modo predominante nell'eccitazione sia il primo modo. In Fig. 8.16 sono presentate le frequenze dei primi tre modi normali in funzione del raggio del dot, confrontati con le frequenze di fit dei dati sperimentali per i campioni C B e A di cui in Fig. 8.10.

Per quanto si è detto prima il secondo modo normale produce una modulazione della riflettività con frequenza doppia della propria, mentre il terzo modo essendo puramente torsionale non produce nessuna variazione nel fattore di forma del dot. Per contro le discrepanze tra il primo modo normale e i valori misurati sono inferiori al 5%. E anche l'andamento qualitativo delle due serie di dati risulta simile. Le differenze sono probabilmente dovute alla

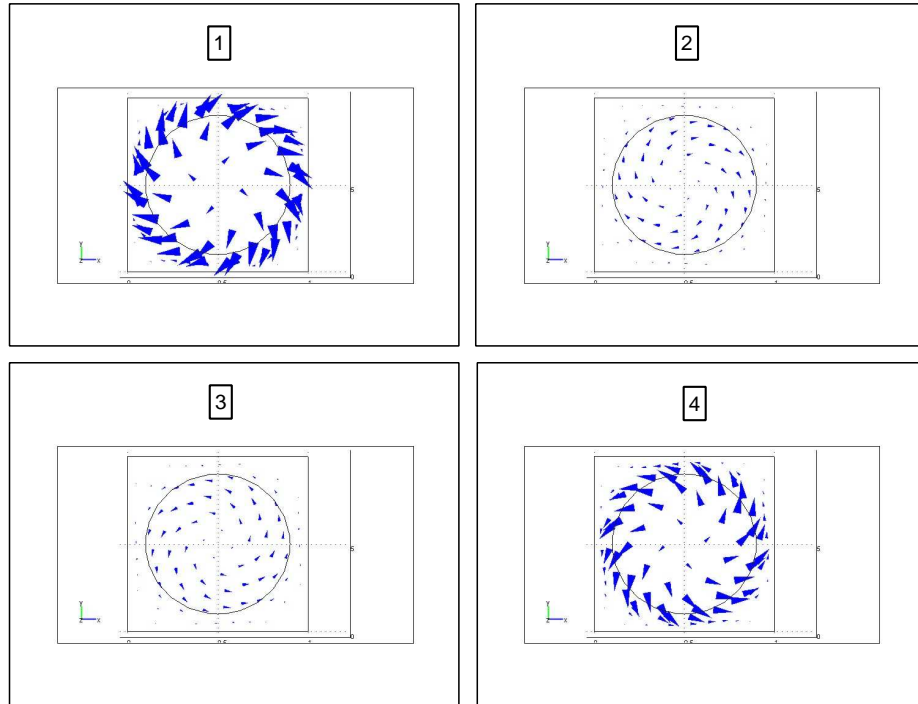


FIGURA 8.15: Primo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. La lunghezza delle frecce è proporzionale al modulo del vettore spostamento \mathbf{u} . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.

presenza di uno strato d'ossido tra il substrato e il nanodot creato durante il processo di fabbricazione dei campioni che modula l'accoppiamento elastico tra i due.

È ragionevole pensare che i tre modi presentati presentino comportamenti diversi rispetto alla variazione dell'accoppiamento meccanico tra dot e substrato. Informazioni più dettagliate potranno essere ottenute modulando l'accoppiamento elastico periodico tra nanodot e substrato e studiando le variazioni associate alle frequenze normali calcolate.

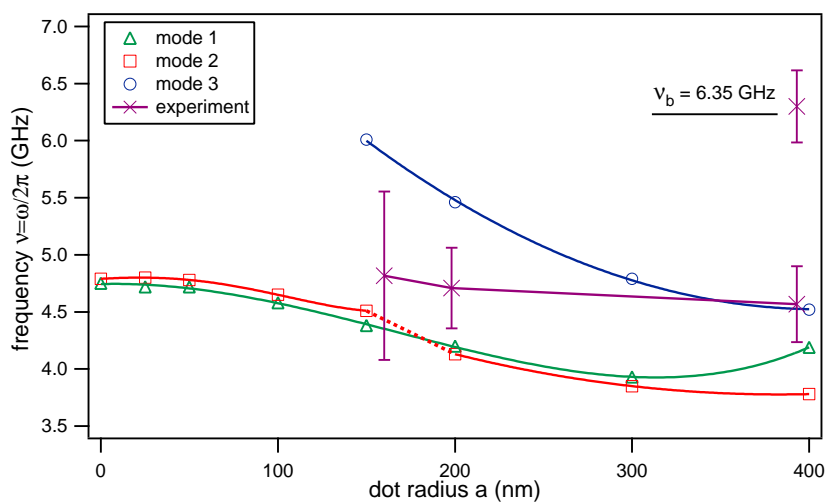


FIGURA 8.16: Andamento delle frequenze dei primi tre modi normali al variare del raggio del campione. Sono presentati le frequenze sperimentali con le relative deviazioni standard. Per il campione A ($2a=800\text{nm}$) è presentata la frequenza rilevata nella trasformata di Fourier. Le linee sono una guida per l'occhio.

$a(\text{nm})$	ν_1	ν_2	ν_3
400	4.19	3.78	4.52
300	3.93	3.85	4.79
200	4.2	4.13	5.46
150	4.38	4.51	6.01
100	4.58	4.65	
50	4.72	4.78	
25	4.72	4.8	
0	4.75	4.79	

TABELLA 8.2: Valori delle frequenze calcolate per i primi tre modi normali di vibrazione superficiali del sistema al variare del raggio del dot. Le frequenze sono in GHz.

8.4 Dipendenza dallo spessore

In Fig. 8.17 sono presentate le misure e i relativi fit dei tre campioni H I e B. Essi sono contraddistinti da uno spessore crescente. Analizzare la

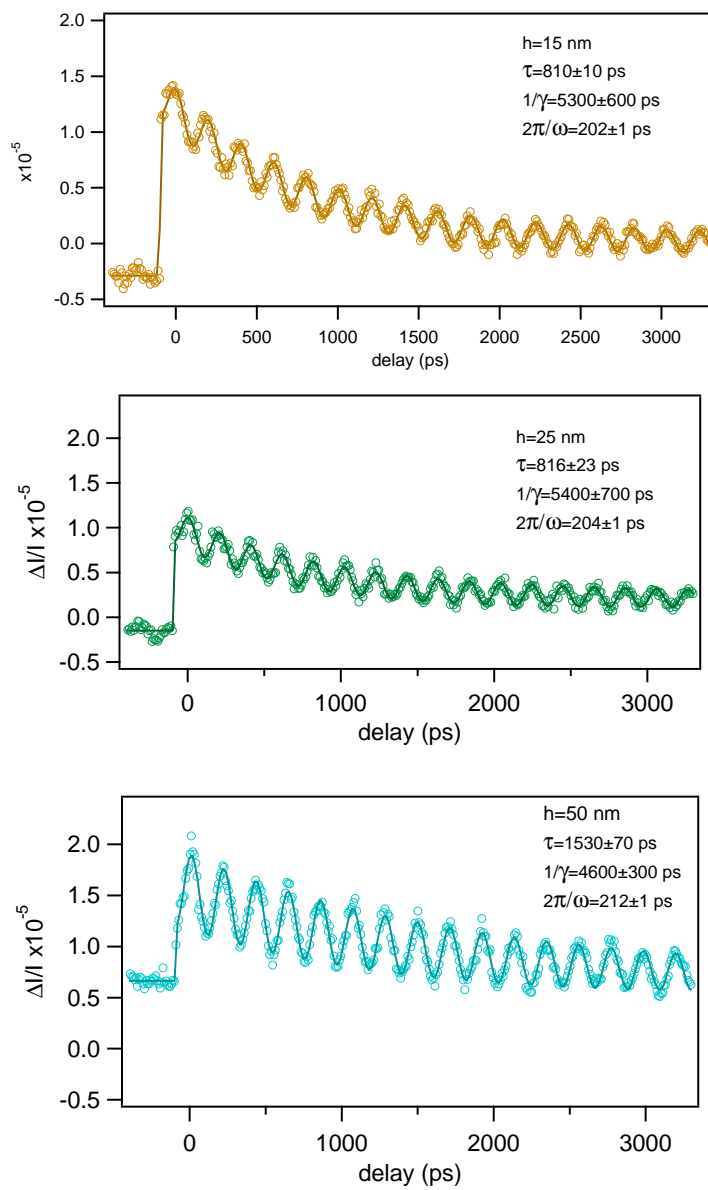


FIGURA 8.17: Fit alla riflettività per i campioni (dall'alto in basso) H I B

dinamica dei nanodot al variare del loro spessore può fornire informazioni

sull'accoppiamento termico tra di essi ed il substrato. I dot, in contatto termico con il substrato, termalizzano con questo sulla scala temporale dei nanosecondi. L'andamento decrescente dell'involuppo che si nota nei dati è dovuto al rilassamento termico della coordinata radiale di equilibrio dovuto a questo processo che si riflette sul fattore di forma del dot.

Il problema è essenzialmente unidimensionale e riguarda la conduzione termica in un sistema disomogeneo costituito da un corpo esteso (il nanodot) in contatto termico con un termostato (il silicio). La differenza della temperatura da quella di equilibrio $\Delta T = T - T_0$ del termostato soddisfa l'equazione 6.6:

$$C \frac{\partial \Delta T(t)}{\partial t} = P(t) - \sigma_{th} \Delta T(t) \quad (8.7)$$

Con $P(t)$ la potenza assorbita dal nanodot e σ_{th} la conducibilità termica di interfaccia (di Kapitza). Dato che si considera la dinamica al nanosecondo essa sarà in questo caso dovuta al singolo impulso di pump (il rep-rate degli impulsi è pari a 13 ns).

Risulta possibile definire una temperatura del dot nel suo complesso e trascurare la dinamica termica interna ad esso, caratterizzandolo semplicemente con la sua capacità termica $C = V \cdot c_s$ con $V = h \cdot S$ il volume del dot e c_s il suo calore specifico. L'accoppiamento termico tra il dot e il substrato è modellizzato introducendo la resistività termica R tale che $\sigma_{th} = S/R_{th}$. Queste considerazioni sono supportate quantitativamente dal fatto che il numero di Biot³

$$Bi = \frac{h}{k_{th} R_{th}} \sim 0.03$$

³Il numero di Biot è una quantità frequentemente impiegata nei problemi di trasmissione del calore in sistemi accoppiati. Grandi numeri di Biot implicano che la conduzione interna ai sistemi considerati avviene più velocemente rispetto a quella alle interfacce e che quindi i gradienti termici interni non possono essere trascurati.

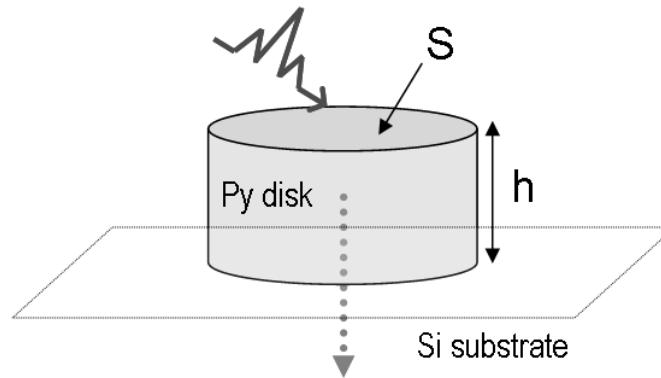


 FIGURA 8.18: Modello termico per il dot accoppiato con il substrato

risulta minore del valore soglia 0.1 comunemente accettato per non considerare i gradienti termici interni alla struttura considerata. k_{th} è la conducibilità termica del nanodot. Si è posto $k_{th}=91 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\text{m}^{-1}$ (valore relativo al nickel [5]) e $R_{th}=10^{-8}\text{K}\cdot\text{m}^2\text{W}^{-1}$ che è il valore accertato per la resistenza termica di un film sottile di Ni su substrato di Si(100).

I valori tipici di termalizzazione tra dot e substrato sono intorno al nanosecondo mentre la FWHM di $P(t)$ è dell'ordine delle centinaia di femtosecondi. È possibile quindi considerare quest'ultima un'eccitazione impulsiva sulla scala di tempi di interesse: $P(t) = \epsilon_0\delta(t)$ con ϵ_0 l'energia per unità di superficie dell'impulso. La coincidenza pump-probe si ha per $t = 0$. Riferendosi al risultato 6.7 la soluzione cercata è

$$\Delta T(t) = \Delta T(0) e^{-t/\tau} H(t)$$

con $\Delta T(0)$ l'innalzamento iniziale di temperatura; si è posto

$$\tau = hR_{th}c_s \tag{8.8}$$

È possibile studiare la variazione del parametro τ in funzione dello spessore h . In questo modo si possono avere informazioni dettagliate sullo scambio termico tra nanodot e substrato di silicio studiato dinamicamente.

8.4.1 Smorzamento dell'involuppo

In Fig. 8.19 è ripottrato l'andamento del parametro τ in funzione dello spessore dei campioni con il fit alla funzione 8.8; si nota come la corrispondenza tra i dati e l'andamento rettilineo non sia ottima. ciò perchè i due valori di τ relativi agli spessori più piccoli risultano molto simili e quasi coincidenti. Risulta estremamente arduo ottenere misure precise dello spessore dei dischi

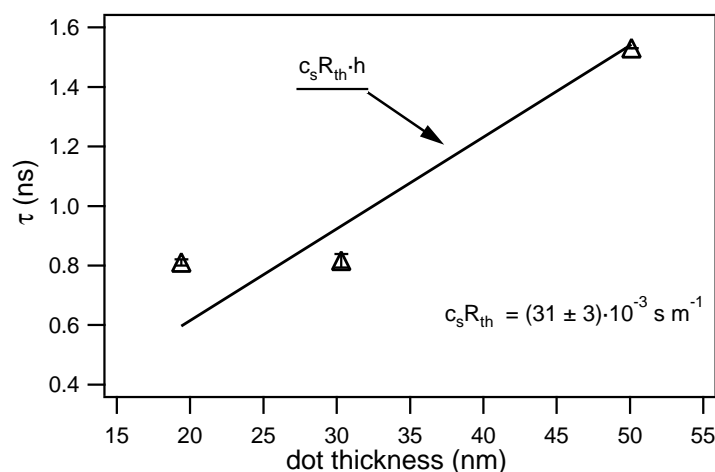


FIGURA 8.19: Andamento del parametro τ in funzione dello spessore dei campioni e relativo fit a retta.

di permalloy da immagini AFM; ciò è dovuto non a una mancanza di risoluzione spaziale dello strumento, ma alla sua incapacità di distinguere la composizione chimica della superficie analizzata. Sulla sommità dei dischi di permalloy, infatti, si possono essere depositati contaminanti organici o creato uno strato di ossido tale da aumentarne lo spessore. Ciò risulterebbe confermato dal fatto che i valori misurati sono sempre maggiori dei valori nominali.

Nonostante queste difficoltà risulta possibile condurre un'analisi qualitativa dei dati raccolti. I dati relativi al parametro τ sono stati fittati con una retta passante per l'origine. Si è ottenuto un coefficiente angolare pari

a $R_{th}c_s = 31 \pm 3 \text{ s m}^{-1}$. considerando $R_{th} \approx 10^{-8} \text{ K m}^2 \text{ w}^{-1}$ si ottiene per il calore specifico il seguente risultato: $c_s \approx 3 \cdot 10^6 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-3}$, da confrontarsi con il valore del calore specifico per un film sottile di nickel, pari a $2.2 \cdot 10^6 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-3}$ [5]. Questi risultati incoraggiano a proseguire lo studio del tempo di termalizzazione τ su nuovi campioni in condizioni sperimentali accuratamente controllate per estrarre informazioni sulla termodinamica dei nanodot.

8.4.2 Riscaldamento medio dei dot

Si valutano ora gli effetti del riscaldamento medio dei nanodot sinora trascurato sulla riflettività del campione. Si considerano qui scale temporali più lunghe rispetto alla sezione precedente (decine di nano-secondi).

L'azione del treno di impulsi $P(t) = \epsilon_0 \sum_{n=0}^N \delta(t - n\Delta t_0)$ provoca un riscaldamento medio dei dot, governato dalla stessa Eq. 8.7. Qui $\Delta t_0 = 13 \text{ ns}$ è il repetition-rate del laser e ϵ_0 è l'energia per unità di superficie per impulso. Volendo considerare il riscaldamento medio si considerano soluzioni costanti dell'Eq. 8.7. Il termine transiente (proporzionale a C) verrà trascurato. Si ottiene

$$P - \sigma_{th}\Delta T = 0$$

e mediando sul tempo si ha

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{\langle P \rangle}{\sigma_{th}}$$

sostituendo $\sigma_{th} = S/R_{th}$ si ottiene finalmente

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{R_{th}}{S} \langle P \rangle$$

Questo incremento di temperatura provoca una dipendenza del raggio di equilibrio del nanodot lineare con la potenza media del pump che, riflettendosi

sul valore del fattore di forma, spiega la dipendenza lineare del background a ritardi negativi della potenza.

L'espansione del raggio del dot dovuto a ΔT risulta

$$\Delta u = a\beta\langle\Delta T\rangle = a\beta\frac{R_{th}}{S}\langle P\rangle$$

con β il coefficiente di espansione termica del nickel, a il raggio del nanodot in condizioni normali. La riflettività dipende quindi dalla temperatura del permalloy attraverso la dilatazione termica provocata nel raggio del disco. Valutando quindi il primo termine di Eq. 7.9 si ottiene

$$\frac{1}{I}\frac{\partial I}{\partial T_l}T_l(t) = \frac{1}{I}\frac{\partial I}{\partial q}\frac{\partial q}{\partial T_l}T_l(t) = \frac{1}{I}\frac{\partial I}{\partial q}\frac{a\beta R_{th}}{S}\langle P\rangle$$

Ricordando che la potenza media assorbita è $\langle P\rangle = T_{Py} \cdot S \cdot P_0$ con T_{Py} la riflettività del dot e P_0 la potenza media per unità di superficie del fascio. Si ottiene che la variazione di riflettività corretta con il background dovuto all'incremento di temperatura portato dal fascio di pompa è

$$\frac{\Delta I}{I} = 2G\frac{J_0(Ga)}{J_1(Ga)}[a\beta R_{th}T_{Py} \cdot P_0 + u_r(t)] \quad (8.9)$$

Esso mostra un andamento lineare con la potenza del fascio di pump.

L'andamento rispetto alla potenza di Fig. 8.1 è mostrato in dettagli in fig. 8.20. Al momento presente risulta difficoltoso ricavare valori per R_{th} in quanto questa misura assoluta risulta estremamente sensibile alle particolari condizioni sperimentali (presenza di contaminanti sul campione) e, inoltre, è necessario chiarire l'effettivo valore della costante di dilatazione termica per il nanodot vincolato alla superficie di silicio. È infatti evidente che, mentre nel caso di una dilatazione libera si dovrebbe avere $\Delta u_r/a \sim 10^{-5}$ e quindi pari variazione di riflettività 7.7, la variazione misurata di quest'ultima è di un ordine di grandezza minore e sembra indicare un pari decremento nelle dilatazioni effettive del dot.

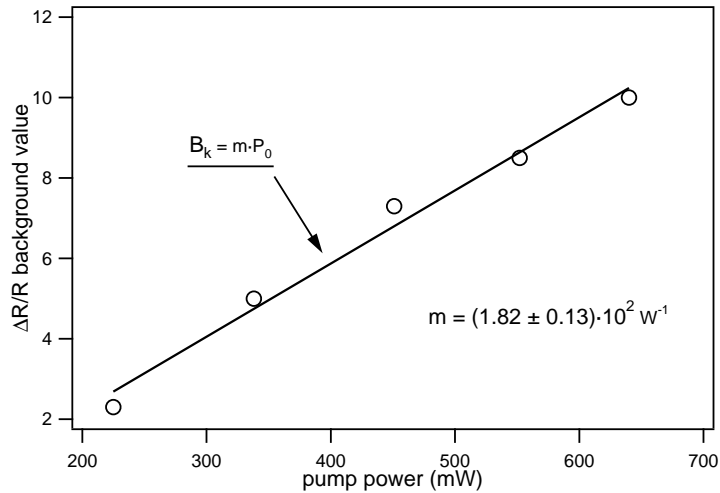


FIGURA 8.20: Andamento del fondo a ritardi negativi della variazione di riflettività in funzione del raggio del campione. È mostrato il fit a retta.

Ciò è spiegabile dal fatto che il nanodot non sperimenta una dilatazione radiale libera, ma è sottoposto agli sforzi elastici del substrato nella regione di contatto. Ciò provoca una contrazione nella dilatazione effettiva. Inoltre i primi risultati delle simulazioni numeriche paiono indicare che i modi vibrazionali del substrato non provochino oscillazioni puramente radiali dei dot. Il valore ricavato per R_{th} dal fit esposto in Fig. 8.20 restituisce un valore $R_{th} \simeq 10^{-9} \text{ K m}^2 \text{ W}^{-1}$ che è più piccolo di un ordine di grandezza rispetto al valore accertato per un film sottile di nickel sopra riportato. Ciò significa che le variazioni di riflettività misurate sono dovute alla variazione della *proiezione* della coordinata radiale su un piano parallelo al substrato stesso. Per estrarre informazioni dal valore del background a ritardi negativi è necessario abbandonare il modello a dilatazione libera e simulare la dilatazione termica del dot indotta dal treno di impulsi laser calcolando la variazione relativa del fattore di forma conseguente.

Il limite di questo approccio risulta essere lo stretto controllo che è necessario avere su tutte le condizioni sperimentali per ottenere dei risultati

affidabili. Dato che la misura richiesta (determinare il valore della variazione di riflettività a ritardi negativi) è una misura assoluta vi sono molti fattori che ne condizionano il risultato: morfologia e composizione del campione, presenza di contaminanti sulla superficie, conoscenza delle costanti ottiche e meccaniche dei materiali impiegati per citare le più importanti.

8.5 Analisi tempo-frequenza

In Fig. 8.21 è presentata lo spettro di Fourier di una misura sul campione A e del relativo fit alla funzione teorica. La misura analizzata è costituita da 800 dati ed è quella con il campionamento maggiore tra quelle acquisite. Si è tentato di analizzare i dati acquisiti utilizzando metodi più sofisticati rispetto all'analisi di Fourier usuale. Quest'ultima infatti è utile per ottenere informazioni sul contenuto spettrale *globale* dei dati analizzati. La presenza di transienti o di effetti non stazionari (modulazioni di frequenza, *chirping*) nelle serie temporali non viene resa nello spettro di Fourier: non v'è modo, infatti di capire se una data porzione del contenuto spettrale del segnale sia presente per tutta la durata del segnale stesso oppure se sia localizzata anche temporalmente. Tecniche derivate dalla trasformata di Fourier come la trasformata di Fourier mobile si sono dimostrate poco efficienti; la trasformata di Fourier mobile (Windowed Fourier Transform - WFT) consiste nel partizionare il segnale in più intervalli temporali e di calcolare la trasformata di Fourier di ciascuno di essi. Questa tecnica presenta un'elevata sensibilità al rumore e alla localizzazione forzata delle serie temporali (fenomeni di Gibbs). I risultati sono inoltre sensibili alla particolare partizione impiegata.

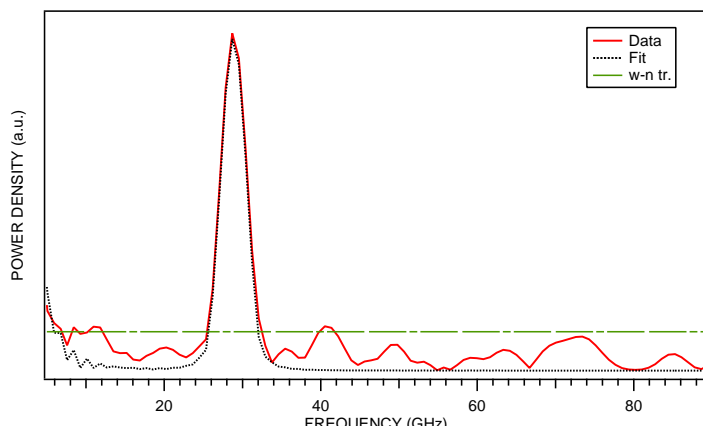


FIGURA 8.21: Fast Fourier Transform dei dati e del fit. In verde il livello di confidenza del rumore bianco gaussiano

8.6 Trasformate wavelet

Negli ultimi anni sono stati sviluppati particolari metodi di analisi spettrale che superano in parte questi problemi. Tra i più promettenti vi sono senza dubbio le trasformate wavelet.

Le wavelet sono particolari classi di funzioni oscillanti costruite in modo da possedere alcune proprietà non godute dalle funzioni oscillanti “estese” (come seni e coseni): la localizzazione contemporanea in tempo e in frequenza, l’auto-similarità e le particolari proprietà nel rappresentare una vasta gamma di funzioni in modo molto efficiente sono tra queste.

Il termine appare per la prima volta all’inizio degli anni ottanta. La teoria delle trasformate Wavelet [53] è stata sviluppata negli ultimi vent’anni e ha trovato applicazione nei più svariati campi: dagli algoritmi di compressione di dati ad alta efficienza (lo standard MPEG ne è un esempio) alla crittografia, allo studio dei frattali e all’analisi a multi-scala. Nella presente trattazione saranno presentate con un occhio di riguardo all’analisi di serie temporali.

Si consideri d’ora in avanti una serie temporale di dati reali $f(t) : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$.

Si consideri la seguente

Definizione 8.6.1 Sia $\Phi(x) : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ una funzione complessa della variabile reale adimensionale x con le seguenti caratteristiche:

$$\Phi \in \mathbb{L}_2(\mathbb{R}) \quad (8.10)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(x)|^2 dx = 1 \quad (8.11)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\hat{\Phi}(\nu)|^2}{|\nu|} d\nu < \infty \quad (8.12)$$

Con $\hat{\Phi}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x)e^{ix\nu} dx$ la trasformata di Fourier di $\Phi(x)$. Allora $\Phi(x)$ prende il nome di “funzione wavelet” o semplicemente wavelet.

La 8.12 può essere interpretata come richiesta che Φ sia localizzata in frequenza e ha come conseguenza

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x) dx = 0 \quad (8.13)$$

che indica la localizzazione in tempo e il carattere oscillatorio richiesto alla wavelet.

Si fissi ora una funzione $\Phi_0(x)$ che soddisfa alla precedente definizione e che verrà chiamata “wavelet madre” e si considerino le funzioni dipendenti dalla variabile temporale t' ottenute per traslazione e dilatazione della wavelet madre secondo i due parametri temporali t ed s

$$\Phi_{(s,t)}(t') = s^{-1/2} \Phi_0\left(\frac{t-t'}{s}\right)$$

Queste funzioni sono a loro volta wavelet “di analisi” e formano una “base” di wavelet. Il fattore $s^{-1/2}$ è necessario per normalizzare gli elementi della base.

Si definisce “trasformata wavelet di f rispetto a Φ ” il seguente prodotto di convoluzione

$$\mathcal{W}_\Phi [f] (s, t) = f * \Phi_{(s,t)} = s^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t') \Phi^* \left(\frac{t-t'}{s} \right) (t') dt' \quad (8.14)$$

La trasformata wavelet (in breve WT) La WT è una funzione in genere complessa di due parametri temporali (s, t) . Essendo una convoluzione è una trasformazione lineare nella funzione argomento

$$\mathcal{W}_\Phi [\lambda f + \mu g] (s, t) = \lambda \mathcal{W}_\Phi [f] (s, t) + \mu \mathcal{W}_\Phi [g] (s, t) \quad \lambda, \mu \in \mathbb{R}$$

e antilineare nella wavelet

$$\mathcal{W}_{z\Phi+u\Psi} [f] (s, t) = z^* \mathcal{W}_\Phi [f] (s, t) + u^* \mathcal{W}_\Psi [f] (s, t) \quad z, u \in \mathbb{C}$$

In modo del tutto simile al caso delle trasformate di Fourier si può definire lo “spettro wavelet”

$$\mathcal{S}_\Phi (s, t) = |\mathcal{W}_\Phi (s, t)|^2$$

Vi sono molte similarità tra la WFT e la WT; sono entrambe trasformazioni lineari ed entrambe fanno uso di basi di funzioni localizzate in frequenza e quindi risultano utili per ottenere informazioni sulla distribuzione delle frequenze nel segnale.

La differenza più interessante tra le due tecniche è data dal fatto che le wavelet sono localizzate anche nel tempo: la WT permette quindi di analizzare il comportamento di f contemporaneamente nel dominio delle frequenze e nel dominio del tempo. Effettuare delle convoluzioni dei dati con repliche della wavelet madre traslate e dilatate porta infatti ad ottenere informazioni su come ciascuna replica riproduce e si sovrappone ai dati al variare della dilatazione (e quindi della frequenza di base) e della traslazione lungo l’asse dei tempi.

Nel caso della WFT la finestra utilizzata è predeterminata e fissa per tutte le frequenze di analisi. Nella WT varia con la dilatazione (che determina anche lo scaling in frequenza) in modo da mantenere costante il prodotto

$$\sigma_t \cdot \sigma_\omega$$

Ciò implica ottenere wavelet di analisi ad alta frequenza molto localizzate temporalmente e wavelet a bassa frequenza poco localizzate. Questo permette di risolvere le discontinuità e le cuspidi di segnali irregolari e frastagliati con componenti ad alta frequenza e localizzati e contemporaneamente ottenere un'analisi in frequenza dattagliata.

8.6.1 Trasformata wavelet numerica

La WT è stata implementata in un algoritmo numerico che risulta molto efficiente che prende il nome di trasformata wavelet continua (CWT). Si consideri una serie discreta di N valori reali $f_n, n \in \mathbb{N}$ e la sua trasformata di Fourier discreta

$$\hat{f}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{2\pi i k n / N}$$

Le convoluzioni vengono discretizzate considerando n e il parametro di scala $s = j\delta t$, $j \in \mathbb{N}$ introducendo il parametro dimensionale δt che definisce la scala dei tempi del sistema. Si ottiene quindi

$$W_n(s) = \left(\frac{1}{s}\right)^{1/2} \sum_{n'=0}^{N-1} f_{n'} \Phi^* \left[\frac{(n' - n)\delta t}{s} \right]$$

Il calcolo di queste somme viene solitamente eseguito in spazio reciproco sfruttando il teorema di convoluzione. Dato che la trasformata di Fourier (temporale) delle wavelet della base è

$$\hat{\Phi}_{(s,t)}(\omega) = (2\pi s)^{1/2} \hat{\Phi}_0(s\omega)$$

si ottiene che

$$W_n(s) = (2\pi)^{1/2} \sum_{k=0}^{N-1} \hat{f}_k \hat{\Phi}_0(s\omega) e^{i\omega_k n \delta t}$$

dove la frequenza angolare discreta è definita come

$$\omega_k = \frac{2\pi(N/2 - k)}{N\delta t}$$

Si impiegano quindi algoritmi FFT. Per questo anche le serie di dati di cui calcolare la CWT devono essere composti da un numero di punti pari ad una potenza di due.

L'algoritmo fast-CWT ha la stessa complessità algoritmica del FFT e quindi richiede un numero di operazioni di ordine N per trasformare un vettore di lunghezza $N = 2^l$ con l intero positivo.

8.6.2 Scelta della wavelet

Le proprietà che una wavelet per essere impiegata nell'algoritmo CWT dovrebbe avere sono le seguenti:

1. veloce calcolo dei prodotti scalari con gli altri componenti della base;
2. veloce sovrapposizione di più elementi della base;
3. buona localizzazione spaziale;
4. buona localizzazione temporale e
5. indipendenza, in modo che la stessa parte del segnale non sia corrisposta da troppi elementi della base.

Nel corso degli anni sono state proposte molte forme funzionali, ognuna adatta ad una particolare applicazione. Per l'analisi tempo-frequenza la wavelet più usata è la cosiddetta wavelet Morlet [53]. Essa è determinata dal

parametro ω che definisce la frequenza di oscillazione fondamentale

$$\Phi_\omega(x) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{i\omega x} e^{-x^2/2} \quad (8.15)$$

L'andamento della parte reale di 8.15 cui andamento tipico è presentato in Fig. 8.22

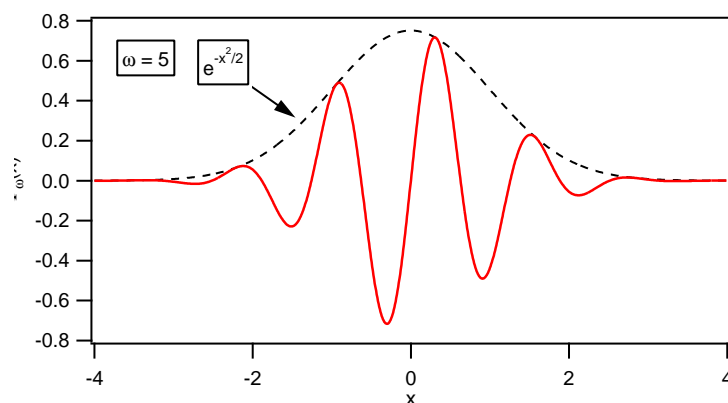


FIGURA 8.22: Parte immaginaria della wavelet Morlet 8.15 con $\omega=5$.
Tratteggiato l'involucro gaussiano

8.6.3 Aree di confidenza

Una volta calcolato lo spettro wavelet di un segnale esso va sottoposto ad una attenta analisi critica: è necessario poter distinguere in maniera affidabile il contributo del segnale oscillante dal portato del rumore che lo accompagna e distinguere gli artefatti dovuti alla lunghezza finita del segnale.

Per analizzare il contributo del rumore è necessario modellizzarlo. I tipi più comuni di rumori che appaiono sono il rumore bianco con spettro costante in frequenza. Considerando una serie temporale x_n con $n : 1 \rightarrow N$ con distribuzione gaussiana con varianza σ^2 il valore di aspettazione per lo spettro di Fourier della serie temporale sarà σ^2/N e per lo spettro wavelet sarà pari a σ . [53] Gli spettri wavelet vengono quindi normalizzati rispetto alla

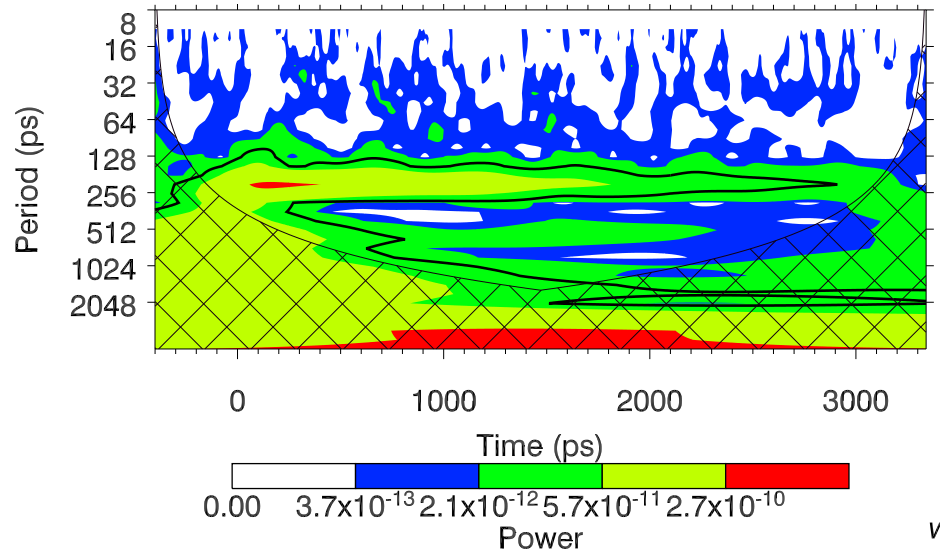


FIGURA 8.23: Spettro wavelet della misura condotta sul campione A. In ascissa è riportato il ritardo temporale tra pump e probe e in ordinata i periodi delle wavelet della base. Il contorno nero definisce il livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore bianco gaussiano. La regione tratteggiata è quella in cui gli effetti di bordo diventano importanti.

varianza del segnale. Risulta così immediato confrontare quantitativamente spettri wavelet. Ricordando che x_n è una variabile aleatoria con distribuzione normale si può dimostrare che alla sua trasformata di Fourier discreta \hat{x}_k è una quantità complessa le cui parti reale e immaginaria sono normalmente distribuite. Dato che la distribuzione del quadrato di una variabile gaussiana è una distribuzione del chi-quadrato con un grado di libertà, la variabile $|\hat{x}_k|^2$ sarà caratterizzata dalla distribuzione del chi-quadrato con due gradi di libertà χ_2^2 . Conoscendo la distribuzione statistica dello spettro del rumore risulta immediato effettuare un test di confidenza (usualmente al 5 percento) sullo spettro del segnale per discriminare il rumore: i picchi il cui valore supera il 95-percentile di χ_2^2 potranno essere attribuiti ad un segnale non casuale con il 95% di probabilità.

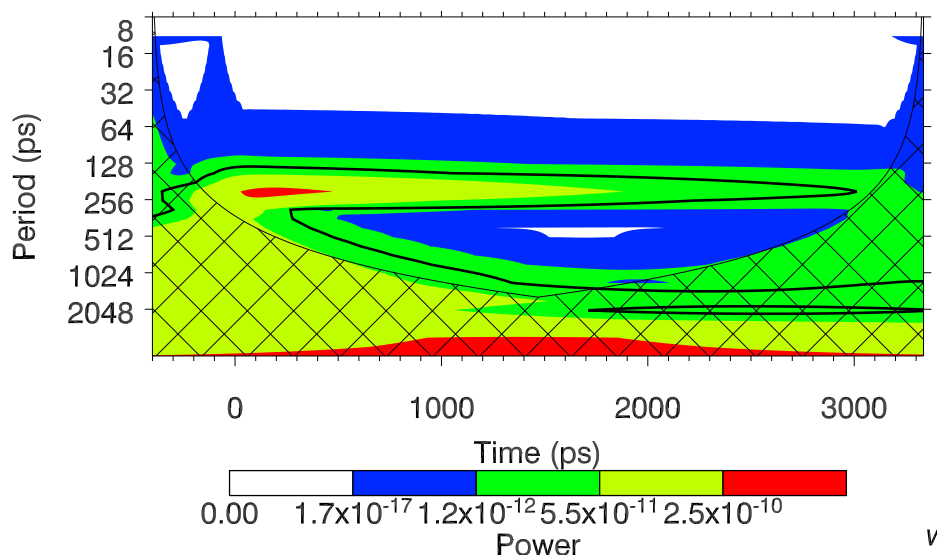


FIGURA 8.24: Spettro wavelet del fit alla misura condotta sul campione ... In ascissa è riportato il ritardo temporale tra pump e probe e in ordinata i periodi delle wavelet della base. Il contorno nero definisce il livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore bianco gaussiano. La regione tratteggiata è quella in cui gli effetti di bordo diventano importanti.

I segnali trattati sono costituiti da serie temporali con un numero finito di campioni. Per ovviare agli effetti di bordo (fenomeni di Gibbs e simili) si adottano metodi “di padding”: Il segnale su cui viene eseguito il calcolo è in realtà molto più lungo di quello originale, e viene ottenuto aggiungendo alla serie di partenza in capo e in coda schiere di zeri o sue repliche ed eseguendo le convoluzioni sulla parte centrale. Per questo motivo le regioni dello spettro wavelet in prossimità dei bordi saranno calcolate su segnali che non rappresentano l’evoluzione temporale del dato originale. L’ampiezza di queste regioni è tanto più grande quanto più è delocalizzata l’elemento della base considerato e tenderà a divenire trascurabile alle alte frequenze.

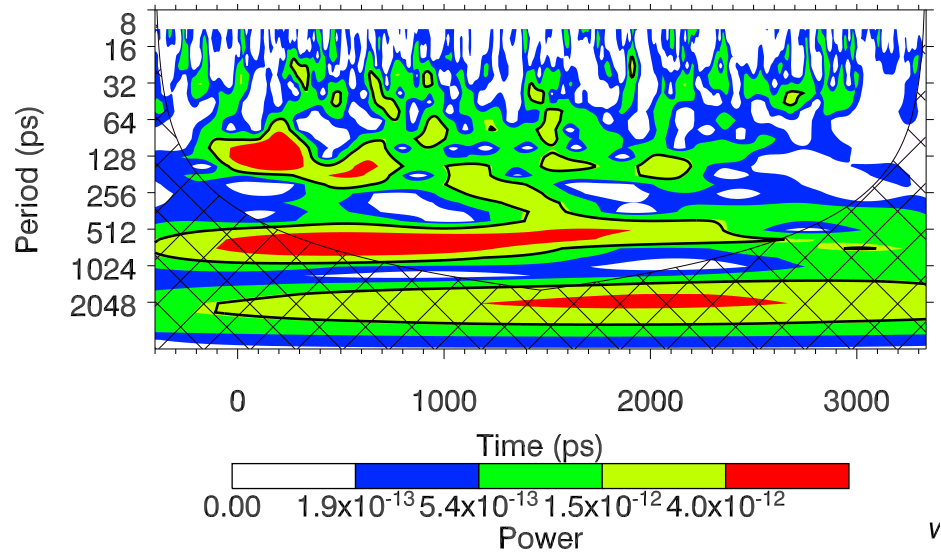


FIGURA 8.25: Spettro wavelet dei residui della misura... In ascissa è riportato il ritardo temporale tra pump e probe e in ordinata i periodi delle wavelet della base. Il contorno nero definisce il livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore bianco gaussiano. La regione tratteggiata è quella in cui gli effetti di bordo diventano importanti.

8.6.4 Spettri Wavelet dei dati

In Fig. 8.23 è presentato lo spettro wavelet della misura eseguita sul campione A. Si nota che la potenza del segnale è concentrata, a ritardi positivi, in una struttura centrata sul periodo che corrisponde alla frequenza angolare di 28 GHz trovata con la trasformata di Fourier. L'evoluzione temporale del contenuto spettrale mostra delle oscillazioni nell'asimmetria della struttura principale nella parte superiore del periodogramma (alte frequenze). Il periodo di queste oscillazioni è stato valutato in 500 ps e rimane costante in tutte le misure. Esse non sono presenti nella trasformata wavelet del fit ai dati come esposto in fig. 8.24 Il confronto con lo spettro wavelet dei residui⁴ conferma questa osservazione. In quest'ultimo spettro risulta più evidente

⁴Il residuo di un segnale x_n rispetto al fit f_n è la differenza $r_n = x_n - f_n$

una struttura centrata attorno alla frequenza di 11 GHz (periodo 600ps) che è circa la metà della frequenza dominante, che si origina a ritardi positivi. Questa è presente anche in Fig. 8.23 ma è risulta meno contrastata a causa della presenza del picco principale e dell'involuppo esponenziale che nei residui sono stati rimossi.

Le oscillazioni della banda spettrale prodotte negli spettri wavelet sono dovute alla presenza di una frequenza “parassita” non risolta all'interno della struttura principale dello spettro. Questo è un effetto tipico degli spettri wavelet ed è dovuto all'interferenza tra le fasi delle due componenti oscillatorie. Questa frequenza parassita è identificabile con i picchi secondari delle Fig. 8.11, 8.12. L'oscillazione appare negli spettri wavelet di tutti i campioni ed è la firma della presenza costante di una frequenza secondaria anche nelle misure troppo rumorose per effettuare un'analisi dettagliata dello spettro di Fourier. Questa frequenza è da identificarsi con il modo di oscillazione secondario rilevato negli spettri FFT di Fig.8.11

Questo risultato incoraggia a proseguire nello studio e nella simulazione della dinamica termo-elastica del campione per identificare tutte le strutture che appaiono nell'analisi tempo-frequenza del segnale.

Capitolo 9

Conclusioni

9.1 Riassunto

9.1.1 Onde stazionarie elastiche nel campione

Sono stati studiati campioni costituiti da nanoelementi di permalloy di taglia submicrometrica di forma definita (nanodot) cresciuti su un substrato di Si(100) in matrici ordinate con periodicità micrometrica. Sono state condotte misure di riflettività risolta in tempo sul primo ordine di diffrazione del probe impiegando fasci laser impulsati di durata 150 fs e $\lambda=800\text{nm}$ e una linea ottica di ritardo in configurazione pump-probe.

La riflettività misurata presenta una componente oscillante e smorzata a ritardi positivi che deriva dall'oscillazione coerente del fattore di forma geometrico dei nanodot. La frequenza dell'oscillazione varia linearmente con il reciproco della periodicità del sistema e presenta una lieve dipendenza dal raggio dei nanodot.

Il valore determinato per la velocità di propagazione è consistente con il valore accertato per la velocità delle onde di superficie nel silicio. Questi

dati sono consistente con la presenza di onde elastiche nel substrato indotte dall'azione dei nanodot eccitati dal pump.

L'eccitazione ottica produce un riscaldamento non-adiabatico dei nanodot. I dot e il substrato sono accoppiati meccanicamente: Gli sforzi impulsivi presenti all'interfaccia innescano onde elastiche di superficie nel substrato di silicio le cui proprietà sono determinate dalla periodicità a lungo raggio del campione. I nanodot sono forzati nella loro oscillazione da questa eccitazione coerente. Essi quindi fungono contemporaneamente da trasduttori e da rilevatori dell'eccitazione.

La dipendenza della frequenza dal diametro del dot è consistente con l'ipotesi che la presenza dei dot sul substrato determini l'apertura di una gap nella dispersione dei modi vibrazionali in corrispondenza dei punti ad alta simmetria della prima zona di Brillouin. La variazione della larghezza della gap in dipendenza dal diametro determina la variazione della frequenza misurata.

L'analisi dello spettro di Fourier delle misure ha rilevato la presenza di un'ulteriore, debole, frequenza "parassita" più alta rispetto a quella principale di fit. La frequenza parassita è dovuta alla presenza del modo normale di oscillazione identificato dal trasferimento dei vettori di reticolo reciproco di modulo $G_2 = \sqrt{2} 2\pi/D$. Questo modo ha un vettore d'onda che è ruotato in spazio reale di $\pi/4$ rispetto al modo fondamentale con $q = G_1 = 2\pi/D1$. La presenza di questo modo secondario conferma la natura di onde di superficie del substrato delle oscillazioni rilevate.

Si sono determinati i valori degli automodi in funzione del raggio del dot risolvendo l'equazione delle onde elastiche in una cella unitaria del campione e richiedendo che le soluzioni presentino spostamenti localizzati in prossimità della superficie. Si sono calcolate le frequenze per i primi tre modi normali.

Il primo modo normale è effettivamente un'espansione radiale del dot che si accompagna ad una dilatazione-contrazione dello spessore dello stesso rispetto alla superficie. Le discrepanze tra frequenze misurate e modo fondamentale sono inferiori al 5% e possono essere spiegate con la presenza di uno strato di ossido tra permalloy e silicio dovuto al processo di fabbricazione che modifica l'accoppiamento elastico del sistema. L'interpretazione del picco parassita alla luce della teoria dei modi normali risulta difficoltosa e incerta. Ulteriori indagini sul ruolo dello strato di ossido all'interfaccia dot-substrato potranno confermare o invalidare tale ipotesi.

La costante temporale di smorzamento delle oscillazioni ha un andamento in funzione della periodicità che può essere spiegato ammettendo che le onde di superficie irradiano energia meccanica nel bulk del substrato a causa dell'interazione con i nanodot accoppiati al substrato.

Queste evidenze confermano che i sistemi studiati sono cavità risonanti 2D per le onde acustiche di superficie nel substrato, realizzando così un cristallo fononico a frequenze delle decine di GHz in cui gli elementi periodici (nanodot) svolgono contemporaneamente la funzione di trasduttori per l'eccitazione e di rilevatori per l'oscillazione. Questo risultato può aprire la strada a ulteriori studi di ultra-acustica nelle nanostrutture periodiche nell'ottica dell'accoppiamento tra elementi periodici e substrato.

Si sono impiegati metodi di analisi tempo-frequenza (trasformate wavelet) per analizzare la variazione del contenuto spettrale delle misure in funzione del ritardo pump-probe. Si sono evidenziate oscillazioni periodiche nell'asimmetria del contenuto spettrale della struttura principale dello spettro. Il periodo di queste oscillazioni è circa di 500ps. Esse sono la firma della presenza della frequenza parassita non risolta all'interno del picco principale. Queste oscillazioni sono presenti in tutti gli spettri wavelet e consentono

di identificare la presenza della frequenza parassita anche nelle serie di dati troppo rumorose per essere analizzate tramite FFT.

9.1.2 Termodinamica dei nanodot

Le oscillazioni risultano sovrapposte ad un termine esponenziale decrescente caratterizzato da una costante di tempo che varia in funzione dello spessore dei nanodot.

Questo comportamento è interpretabile alla luce dello scambio termico che avviene tra nanodot e substrato. I nanodot vengono riscaldati di circa 10 K rispetto al substrato sottostante. Il sistema può essere descritto da due parametri: il calore specifico c_S del dot e la resistenza termica R_{th} all'interfaccia. In condizioni quasi stazionarie l'andamento della temperatura è previsto essere esponenziale con costante di tempo $\tau = hcR_{th}$ dove h è lo spessore dei nanodot. Questo risultato fornisce immediatamente informazioni sulle variazioni relative $\Delta c_S/c_S = \Delta\tau/\tau$ del calore specifico di un campione e risulta utile per indagare il comportamento termico in prossimità di transizioni fase.

9.2 Prospettive future

I risultati ottenuti incoraggiano a proseguire ulteriormente nell'analisi della dinamica elastica compiendo nuove e più precise misure su nuovi per validare il modello a cristallo fononico dei campioni. Sarà utile simulare porzioni più estese del campione per ottenere una dispersione risolta nel vettore d'onda delle bande acustiche nella prima zona di Brillouin. Sarà importante determinare il ruolo e il contributo dell'accoppiamento elastico dot-substrato alla dinamica del sistema.

Gli studi della parte termodinamica risultano promettenti per lo svilup-

po di tecniche completamente ottiche e non perturbative per la misura dei potenziali termodinamici di nanostrutture. Naturale estensione del presente lavoro è rappresentata dalla finalizzazione della misura del fondo a ritardi negativi ottenere misure assolute del calore specifico. Per ottenere questo è necessario effettuare misure in condizioni sperimentali (temperatura, pressione) più controllate e campioni con morfologia chimico-formologica più precisamente determinata.

Come esposto nel capitolo precedente risulta possibile in prospettiva ipotizzare una misura assoluta del calore specifico sfruttando il valore del fondo a ritardi negativi della misura. Questo dovrebbe essere determinato dal riscaldamento medio dei nanodot ad opera del fascio laser e quindi proporzionale alla potenza media, al raggio del dot e al calore specifico. Gli andamenti risultano confermati.

Risulta interessante effettuare misure termiche su nanodot con temperature di Curie facilmente raggiungibile per indagare transizioni di fase dell'ordine magnetico. Diminuendo la taglia del sistema sarebbe possibile individuare la dipendenza del calore specifico dalle dimensioni dei campioni mano a mano che ci si allontana dalle condizioni tipiche del limite termodinamico.

Elenco delle tabelle

5.1	Proprietà notevoli del permalloy: dall'alto in basso densità in c.n.; temperatura di Curie; campo coercitivo; campo residuo e permeabilità relativa.	19
5.2	Parametri caratterizzanti i campioni di nanodischi. A dx i valori nominali, a sx quelli misurati. Tra parentesi l'errore della misura. Tutte le grandezze sono espresse in nanometri. .	22
6.1	Caratteristiche del laser al Ti:Sa impiegato: Durata degli impulsi; repetition rate; energia per impulso; diametri degli spot di pump e probe focalizzati sul campione.	28
8.1	Valori dei parametri di fit (in ps) al variare del diametro $2a$ (in nm) dei nanodot. Gli altri parametri sono $D = 1000\text{nm}$ $h = 50\text{nm}$. Tra parentesi le deviazioni standard.	65
8.2	Valori delle frequenze calcolate per i primi tre modi normali di vibrazione superficiali del sistema al variare del raggio del dot. Le frequenze sono in GHz.	73

Elenco delle figure

2.1	A sinistra: immagine TEM di calorimetro a contatto di dimensioni nanometriche, tratta da [48]. Il lato del quadrato in foto è lungo 1 μm . A destra: modello di micro-calorimetro a membrana, tratta da [21].	7
3.1	Simulazione della configurazione magnetica interna di un nanomagnete. Si nota la caratteristica struttura a vortice dei momenti magnetici. Tratta da [10]	10
4.1	Set-up sperimentale per misure MOKE e TR-MOKE (tratto da [22]). Nell'inserto sono mostrate il dettaglio dell'interazione tra il fascio laser e i nanodot e una misura MOKE del ciclo di isteresi statica del campione. Sono indicate le configurazioni dei domini magnetici corrispondenti.	15
4.2	Misura TRR su nanoparticelle d'oro cresciute in matrici periodiche su substrato di SiO_2 . Nell'inserto la stessa misura con l'inviluppo decrescente sottratto. Tratta da [43]	16
5.1	Immagini AFM a falsi colori del campione B.	21
6.1	Set-up sperimentale per l'esperimento TRR.	27

6.2	Schema del set-up necessario per utilizzare il PEM come chop- per ottico. Da [33]	31
6.3	Grafico dell'Eq. 6.5 con $\Delta = \pi$: modulazione di intensità prodotta dal PEM.	32
6.4	Set-up sperimentale: particolare del sistema di feedback.	33
6.5	Set-up sperimentale: particolare dell'allineamento pump-probe sul campione. Sono mostrati il PEM in configurazione di chopper ottico e la modulazione del probe che esso produce.	34
7.1	Misure a lungo raggio sul campione E. Sono mostrate la com- ponente in fase (cerchi) e sfasata di $\pi/2$ (triangoli) rispetto alla modulazione del riferimento lock-in.	42
7.2	Fit (linea grigia) della riflettività risolta in tempo (triangoli) sul campione di 300nm di diametro. In rosso e blu sono presen- tati i comportamenti attesi nel caso di eccitazione impulsiva e a scalino.	47
7.3	Evoluzione delle temperature elettronica (linea nera) e fononi- ca (linea rossa) dal modello a due temperature. Il massimo di T_{el} (~ 410 K) è raggiunta dopo 150 fs mentre la termalizzazio- ne con il reticolo è completata nel primo ps. La temperatura di equilibrio (~ 310 K) è raggiunta dopo 2 ps dall'eccitazione. In blu il profilo temporale dell'intensità di radiazione in unità arbitrarie.	50
7.4	Riflettività risolta in tempo su film sottili di permalloy di spes- sori differenti depositati su substrato di silicio. Nel inserto so- no mostrati gli stessi dati sulla scala dei femtosecondi. Tratta da [44]	51

8.1	Misure TRR sul campione E al variare della potenza del pump. Le linee sono una guida per l'occhio. Nell'inserito sono mostrati i fit a retta dei valori del background (blu) e ampiezza di oscillazione (rosso) in funzione della potenza del probe sul campione. Da [15]	54
8.2	Forma funzionale del fit e dipendenze dai parametri notevoli. i valori dei parametri impiegati sono tipici per i campioni misurati.	55
8.3	Fit della riflettività risolta in tempo sui campioni (dall'alto in basso) G F E e D. Il valore del parametro reticolare è riportato in alto a sx in ogni grafico. in alto a dx i valori dei parametri di fit con le rispettive deviazioni standard.	56
8.4	Schema della FBZ relativa al reticolo di dot. Sono riportati due punti notevoli: il centro della FBZ (punto Γ) il punto medio di un lato (punto X). In nero le due dispersioni ideali per le frequenze delle onde di superficie e di bulk longitudinali.	58
8.5	Andamento dei parametri di fit nei campioni G F E e D al variare del vettore d'onda $G_1 = 2\pi/D$ del reticolo dei dot. A dx è riportato il periodo $2\pi/\omega_0$ dell'oscillazione metre a sx i parametri $1/\gamma$ e τ	59
8.6	Dipendenza della velocità delle onde di uperficie nel Si(100). Tratta da [47]	60
8.7	Modulazione periodica della temperatura del substrato in prossimità della superficie dovuta all'assorbimento di radiazione da parte dei dot.	61
8.8	Andamento del periodo dell'oscillazione in funzione del rapporto tra raggio e costante reticolare.	65

8.9	Schema dell'apertura della gap al centro (punto Γ) e al bordo (punto X) della FBZ.	66
8.10	Misure e fit alla riflettività per i campioni (dall'alto in basso) C B e A	67
8.11	Spettro FFT sulla misura del campione A (mostrata nell'inserito). Le frecce indicano le frequenze $\nu = \omega/2\pi$ dei due picchi rilevati.	67
8.12	Spettri FFT sulle misure di Fig. 8.10. Le frecce indicano le frequenze $\nu = \omega/2\pi$ dei picchi rilevati. Il picco secondario del campione B risulta di difficile localizzazione.	68
8.13	Primo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. È presentata la variazione sulla superficie del campione del modulo del vettore spostamento \mathbf{u} . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.	70
8.14	Secondo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. È presentata la variazione sulla superficie del campione del modulo del vettore spostamento \mathbf{u} . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.	71
8.15	Primo modo normale di vibrazione della cella unitaria del campione A. La lunghezza delle frecce è proporzionale al modulo del vettore spostamento \mathbf{u} . I quattro grafici sono relativi a quattro valori consecutivi della fase del modo.	72

8.16 Andamento delle frequenze dei primi tre modi normali al variare del raggio del campione. Sono presentati le frequenze sperimentali con le relative deviazioni standard. Per il campione A ($2a=800\text{nm}$) è presentata la frequenza rilevata nella trasformata di Fourier. Le linee sono una guida per l'occhio.	73
8.17 Fit alla riflettività per i campioni (dall'alto in basso) H I B	74
8.18 Modello termico per il dot accoppiato con il substrato	76
8.19 Andamento del parametro τ in funzione dello spessore dei campioni e relativo fit a retta.	77
8.20 Andamento del fondo a ritardi negativi della variazione di riflettività in funzione del raggio del campione. È mostrato il fit a retta.	80
8.21 Fast Fourier Transform dei dati e del fit. In verde il livello di confidenza del rumore bianco gaussiano	82
8.22 Parte immaginaria della wavelet Morlet 8.15 con $\omega=5$. Tratteggiato l'involuppo gaussiano	87
8.23 Spettro wavelet della misura condotta sul campione A In ascissa è riportato il ritardo temporale tra pump e probe e in ordinata i periodi delle wavelet della base. Il contorno nero definisce il livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore bianco gaussiano. La regione tratteggiata è quella in cui gli effetti di bordo diventano importanti.	88

8.24 Spettro wavelet del fit alla misura condotta sul campione ...
In ascissa è riportato il ritardo temporale tra pump e probe e
in ordinata i periodi delle wavelet della base. Il contorno nero
definisce il livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore
bianco gaussiano. La regione tratteggiata è quella in cui gli
effetti di bordo diventano importanti. 89

8.25 Spettro wavelet dei residui della misura... In ascissa è ripor-
tato il ritardo temporale tra pump e probe e in ordinata i
periodi delle wavelet della base. Il contorno nero definisce il
livello di confidenza al 95 % calcolato sul rumore bianco gaus-
siano. La regione tratteggiata è quella in cui gli effetti di bordo
diventano importanti. 90

Bibliografia

- [1] Ph. B. Allen. Theory of thermal relaxation of electrons in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 59(13):1460–1464, 28 September 1987.
- [2] S. I. Ansimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perelman. *Sov. Phys. JETP*, 39:375, 1974.
- [3] G. A. Antonelli, H. J. Maris, S. G. Malhora, and J. M. E. Harper. Picosecond ultrasonics study of the vibrational modes of a nanostructure. *J. Appl. Phys.*, 91(5):3261–3267, 1 March 2002.
- [4] G. B. Arfken and H. J. Weber. *Mathematical Methods for Physicists*. Harcourt Academic Press, San Diego, 5th edition, 2001.
- [5] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Brooks Cole, Monterrey, CA, 1st edition, 2 January 1976.
- [6] S.D. Bader. **Colloquium:** opportunities in nanomagnetism. *Rev. Mod. Phys.*, 78(1):1–15, January 2006.
- [7] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. Lett.*, 76(22):4250–4253, 27 May 1996.

-
- [8] E. Beaurepaire, J.C. Merle, A. Daunois, and J.Y. Bigot. *Phys. Rev. Lett.*, 76:4250, 1996.
- [9] A. Berger and M. R. Pufall. Generalized magneto-optical ellipsometry. *Appl. Phys. Lett.*, 71(7):965–967, 18 August 1997.
- [10] F. Boust and N. Vukadinovic. Micromagnetic simulations of vortex-state excitations in soft magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 70(172408), 2004.
- [11] I. Bozovic, M. Schneider, Y. Xu, R. Sobolewski, Y. H. Ren, G. Lupke, J. Demsar, A. J. Taylor, and M. Onellion. Long-lived coherent acoustic waves generated by femtosecond light pulses. *Phys. Rev. B*, 69(132503), 2004.
- [12] W. P. Brown. *J. Appl. Phys.*, 39:993, 1964.
- [13] D. Caballero, J. Sánchez-Dehesa, C. Rubio, R. Martínez-Sala, J. V. Sánchez-Pérez, F. Meseguer, and J. Llinares. Large two-dimensional sonic band gaps. *Phys. Rev. E*, 60(6):R6316–R6319, December 1999.
- [14] J. M. Chwalek, C. Uher, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, J. Agostinelli, and M. Lelental. Femtosecond optical absorption studies of nonequilibrium electronic processes in high t_c superconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 57(16):1696, 15 October 1990.
- [15] F. Cilento. Dinamiche strutturali di nanosistemi ordinati eccitati da impulsi laser ultracorti. Master’s thesis, Università Cattolica del Sacro Cuore - sede di Brescia, Brescia, December 2005.
- [16] R. P. Cowburn. Property variation with shape in magnetic nanoelements. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33:R1–R16, 2000.
-

-
- [17] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland. Probing submicron nanomagnets by magneto-optics. *Appl. Phys. Lett.*, 73(26):3947–3949, 28 December 1998.
- [18] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker. Single-domain circular nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 83(5):1042–1045, 2 August 1999.
- [19] M. M. Sigalas E. N. Economou. Classical wave propagation in periodic structures cermet versus network topology. *Phys. Rev. B*, 48(18):434–438, 1 November 1993.
- [20] G. L. Eesley. Relaxation time of the order parameter in a high-temperature superconductor. *Phys. Rev. Lett.*, 65(27):3445–3449, 31 December 1990.
- [21] M. Yu. Efremov. Ultrasensitive, fast, thin-film differential scanning calorimeter. *Rev. Sci. Instrum.*, 75(1), January 2004.
- [22] A. Comin *et al.* Non-adiabatic magnetoelastic effects in permalloy nanodots induced by laser driven acoustic standing waves. submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [23] E. Jiménez F. R. Montero de Espinosa and M. Torres. Ultrasonic band gap in a periodic two-dimensional composite. *Phys. Rev. Lett.*, 80(6):1208–1211, 9 february 1998.
- [24] G. R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Courier Dover Publ., New York, 2nd edition, 1 june 1989.
-

-
- [25] G. A. Garrett, T. F. Albrecht, J. F. Whitaker, and R. Merlin. Coherent thz phonons driven by light pulses and the sb problem: What is the mechanism? *Phys. Rev. Lett.*, 77(17):3661–3664, 21 October 1996.
- [26] M. Grimsditch and P. Vavassori. The diffracted magneto-optic kerr effect: what does it tell you? *J. Phys.: Condens. Matter*, 16:R275–R294, 20 February 2004.
- [27] K. Yu. Guslienko and K. L. METlov. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field. *Phys. Rev. Lett.*, 63(100403(R)).
- [28] M. Hartmann, G. Mahler, and O. Hess. Fundamentals of nanothermodynamics. In Michael Rieth and Wolfram Schommers, editors, *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology*. American Scientific Publishers, 30 October 2005.
- [29] E. Hecht. *Optics*. Addison-Ewsley, Reading, Mass., 1974.
- [30] M. Heumann, T. Uhlig, and J. Zweck. True single domain and configuration-assisted switching of submicron permalloy dots observed by electron holography. *Phys. Rev. Lett.*, 94(077202), 2005.
- [31] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman. Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time-resolved scanning kerr microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 79(6):1134–1137, 11 August 1997.
- [32] T. S. Hill. *Thermodynamics of Small Systems*. Phoenix Edition. Dover Publ., New York, 1st edition, 2004.
- [33] Hinds Instruments, Inc. *PEM-90TM Photoelastic Modulators*, 1998.
-

-
- [34] J. A. Johnson, M. Grimsditch, V. Metlushko, P. Vavassori, B. Ilic, P. Neuzil, and R. Kumar. Magneto-optic kerr effect investigation of cobalt and permalloy nanoscale dot arrays: Shape effects on magnetization reversal. *Appl. Phys. Lett.*, 77(26):4410–4413, 25 December 2000.
- [35] M. A. Kayali and W. M. Saslow. Hysteresis of a finite arrays of magnetic nanodots. *Phys. Rev. B*, 70(174404), 2004.
- [36] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge. Femtosecond spin dynamics of epitaxial cu(111)/ni/cu wedges. *J. Appl. Phys.*, 87(9):5070–5072, 1 May 2000.
- [37] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge. Ultrafast magneto-optics in nickel: Magnetism or optics? *Phys. Rev. Lett.*, 85(4):844–847, 24 July 2000.
- [38] T.D. Krauss and F. W. Wise. Coherent acoustic phonons in a semiconductor quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 79(25):5102–5105, 22 December 1997.
- [39] M. S. Kushawaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani. Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.*, 71(13):2022–2025, 27 September 1993.
- [40] A. V. Kuznetsov and C. J. Stanton. theory of coherent phonon oscillations in semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 73(24):3243–3246, 12 December 1994.
- [41] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Theory of Elasticity – Course of Theoretical Physics Volume 7*. Butterworth–Heinemann, Oxford, UK, 3rd edition, 1 January 1986.
-

-
- [42] Y.-S. Lim, S.-Ch. Yoon, K.-Ju Yeea, Y.-H. Ahn, E. Oh, and J.-H. Lee. Coherent optical phonon oscillations in cubic ZnSe. *Appl. Phys. Lett.*, 82(15):2446–2448, 14 April 2003.
- [43] H.-N. Lin, H. J. Maris, L. B. Freund, K. Y. Lee, H. Luhn, and D. P. Kern. Study of vibrational modes of gold nanostructures by picosecond ultrasonics. *J. Appl. Phys.*, 73(1):37–45, 1 January 1993.
- [44] S. Maccalli. Misura del tempo di rilassamento della temperatura elettronica indotta da impulsi laser brevi in un film sottile di py. Master's thesis, Università Cattolica del Sacro Cuore - sede di Brescia, Brescia, December 2005.
- [45] G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, T. Korn, C. Pels, G. Meier, U. Merkt, J. Backstrom, and M. Rubhausen. *Appl. Phys. Lett.*, 83:4509, 2003.
- [46] M. Nisoli, S. De Silvestri, A. Cavalleri, A. M. Malvezzi, A. Stella, G. Lanzani, P. Cheyssac, and R. Kofman. Coherent acoustic oscillations in metallic nanoparticles generated with femtosecond optical pulses. *Phys. Rev. B*, 55(20):424–427, 15 May 1997.
- [47] R. G. Pratt and T. C. Lim. Acoustic surface waves on silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 15(12):403–405, 15 December 1969.
- [48] M. L. Roukes. Yoctocalorimetry: phonon counting in nanostructures. *Physica B*, 263–264:1–15, 1999.
- [49] J. V. Sánchez-Pérez, D. Caballero, R. Martínez-Sala, C. Rubio, J. Sánchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares, and F. Gálvez. Sound attenuation by a two-dimensional array of rigid cylinders. *Phys. Rev. Lett.*, 80(24):5325–5328, 15 June 1998.
-

- [50] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy. *Science*, 289:930–932, 11 August 2000.
- [51] J. B. Asbury, T. Steinel, C. Stromberg, K. J. Gaffney, I. R. Piletic, A. Goun, and M. D. Fayer. Hydrogen bond dynamics probed with ultrafast infrared heterodyne-detected multidimensional vibrational stimulated echoes. *Phys. Rev. Lett.*, 91(23):237402–1–4, 5 December 2003.
- [52] Yu. Tanaka and S. Tamura. Two-dimensional phononic crystals: surface acoustic waves. *Physica B*, (263–264):77–80, 1999.
- [53] Ch. Torrence and G. P. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 79(1):61–78, January 1998.
- [54] O. B. Wright. Ultrafast nonequilibrium generation in gold and silver. *Phys. Rev. B*, 49(14):9985–9988, 1 April 1994.
- [55] M. Yu, Eric A. Olson, M. Zhang, F. Schiettekatte, and Z. Zhang. Ultrasensitive, fast, thin film differential scanning calorimeter. *Rev. Sci. Instrum.*, 75(1):179–182, January 2004.
- [56] X. Zahng, T. Jackson, E. Lafond, P. Deymier, and J. Vasseur. Evidence of surface acoustic wave band gaps in the phononic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 88(041911), 2006.
- [57] H. J. Zeiger, J. Vidal, T. K. Cheng, E. P. Ippen, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus. Theory for dispersive excitations of coherent phonons. *Phys. Rev. B*, 45:768–778, January 1992.

[12pt]report [latin1]inputenc [italian]babel graphics,latexsym,mymacro,mathrsfs,amsfonts
pretesi,headerfooter,supertab [dvips]graphicx [english, italian]babel amsfonts
[latin1]inputenc

Ringraziamenti

Five years have past; five summers, with the length
of five long winters![...]
W. Wordsworth

Alla fine di questo lavoro e di cinque anni di Università mi sembra naturale, se non doveroso, tirare le somme di questo periodo importante per la mia formazione umana e scientifica.

Ringrazio innanzitutto i miei genitori, cui dedico questo lavoro: mi sono stati vicini durante questi cinque anni da studente fuori sede sia dal punto di vista “logistico” che con consigli, incoraggiamenti e soprattutto con l’ispirazione dell’esempio costante.

Un ringraziamento doveroso, ma non rituale, va a Fulvio Parmigiani che mi ha dato la possibilità di svolgere il lavoro di Tesi alla sede di Brescia dell’Università Cattolica del Sacro Cuore presso il laboratorio Elphos, ha corretto questa tesi e mi ha fatto incontrare Claudio Giannetti che mi ha guidato in questi sei mesi di intensa attività con il suo esempio, la sua pazienza, la chiarezza di pensiero e le discussioni quotidiane.

I wish to thank dr. Bernard Revaz for unvaluable discussions and suggestions during the last months of my work and for providing me with visual material from his simulation work. Grazie anche ai componenti del gruppo di ottica risolta in tempo: Gabriele, Gianluca, Stefania ed Emanuele per la cordiale ospitalità.

Un grande in bocca al lupo va agli studenti di Fisica che ho conosciuto a Brescia e con cui ho trascorso questi mesi. Tra loro Enrico che si laurea a

Brescia il mio stesso giorno: con lui ho condiviso ben di più oltre i momenti di lavoro in laboratorio; Damiano, che la laurea l'ha già discussa; Federico, Luca, Stefano, Stefania, Stefania e Laura che stanno lavorando per giungere allo stesso traguardo.

Le misure di caratterizzazione dei campioni oggetto di questo lavoro sono state effettuate presso il Laboratorio di Chimica per le Tecnologie dell'Università degli Studi di Brescia sotto la supervisione delle prof.sse Laura M. Depero ed Elza Bontempi. Ringrazio in particolare Giulio, che ha condotto le misure, e Marcello. Con loro ho scoperto di avere altro in comune oltre all'interesse per la microscopia AFM ad alta risoluzione.

La mia riconoscenza va alla Fondazione "Giuseppe Tovini" di Brescia nelle persone del Presidente dott. Camadini e del dott. Torri per avermi ospitato presso la Famiglia Universitaria "Card. Bevilacqua – E. Rinaldini" e avermi assegnato una borsa di studio. Ringrazio in particolare il responsabile prof. Beppe Mattei per la disponibilità e la fiducia dimostratemi. In F.U. ho conosciuto studenti delle università bresciane che mi hanno accolto e con i quali ho condiviso la vita del collegio in un ambiente sereno e stimolante; ciò mi ha permesso di portare avanti il mio lavoro con più tranquillità e motivazione ed ha contribuito in modo determinante alla mia crescita, umana e caratteriale. Grazie ragazzi. Spero di continuare questa esperienza durante i tre anni di dottorato che, forse, seguiranno.

All'interno del Dipartimento di Fisica dell'Università di Trieste un grande ringraziamento ai sigg. Alberto Cherti e Giovanni Fabian che si distinguono per la competenza tecnica, la pazienza e la disponibilità verso gli studenti. Le discussioni con loro, anche non di carattere tecnico, risultano sempre interessanti e stimolanti. L'opera instancabile della sig.na Nadia d'Antoni negli uffici di segreteria del Dip. è risultata inestimabile (soprattutto negli

ultimi giorni...) per la precisione, competenza e gentilezza con cui è stata portata avanti in questi anni.

Ricordo l'esperienza della Lista Universitaria Student Office che ho condiviso con Carlo, Martino, Federica, Christian, Paolo e gli altri come un momento importante nella mia formazione personale e "politica" che continua tutt'oggi.

Ringrazio infine le persone con cui ho condiviso questi anni di gioie e dolori universitari e che ho l'onore di chiamare amici: in primis ad Alberto, compagno di tante avventure prima che di appartamento, insieme a Michele, Elsa, Elisa. Sarò sempre riconoscente a Enrico, unico esempio di istro-austro-calabro-ungarico che, insieme con Christian e Santo negli ultimi anni ha fatto conoscere Trieste ad un friulano che all'inizio se ne stava un pò per le sue. Grazie per le discussioni, i bollettini meteo, le cene, le serate insieme, i passaggi in macchina.

Luca P. mio conterraneo e Pierlugi, Diego e Alberto A. che seppur veneti (nessuno è perfetto) e un po' maniaci (vero A.?) mi hanno fatto riflettere, divertire e...arrabbiare! Un pensiero affettuoso va a Sandro che, da quanto vedo sul piccolo schermo, ha ben altre cose per la testa e per le mani! Ringrazio per la pazienza il buon Ivan che mi ha fatto da guida nei primi tempi della mia permanenza triestina e con cui ho condiviso quattro anni vissuti pericolosamente a base di cene in mensa e di molti discorsi fino a tardi. Ivano, non occuparti troppo di fluidi...!

A tutti va il mio più grande in bocca al lupo per il futuro che ci attende. Cresceremo, cambieremo ma le cose importanti che abbiamo condiviso in questi cinque anni resteranno con ciascuno di noi.