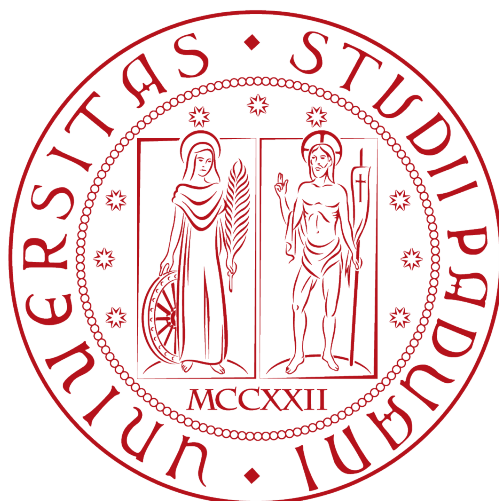


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA & ASTRONOMIA "G. GALILEI"

CORSO DI LAUREA IN FISICA



TESI DI LAUREA TRIENNALE

*Misure di fotoconducibilità su semiconduttori
eccitati da impulsi laser*

Relatore:
Dott.ssa C. Braggio

Laureando: LAURA CANIL
Matricola: 1029027

A.A. 2014-2015

A Claudia

Indice

1	Introduzione	1
2	Apparato sperimentale	5
2.1	Sistema laser	5
2.2	Cavità	6
2.3	Il fattore di qualità e la condizione di accoppiamento critico	8
2.4	Misura dei parametri di cavità	9
3	Risultati sperimentali	13
3.1	Misure in riflessione	13
3.2	Misure in trasmissione	15
3.2.1	Dipendenza dal rate di ripetizione degli impulsi laser	21
4	Conclusioni	23
5	Appendice	25
5.1	Misure in trasmissione: dati sperimentali	25
	Bibliografia	27

CAPITOLO 1

Introduzione

Nel lavoro svolto in questa tesi si è studiata la fattibilità di uno specchio efficace oscillante ad elevata frequenza (\approx GHz), che si basa sull'azione di impulsi laser su un semiconduttore.

Possibili applicazioni di tale specchio si inseriscono in un contesto più ampio di misure di elettrodinamica quantistica, tra cui l'eccitazione di atomi di Rydberg [1] o lo studio dell'effetto Casimir dinamico [3] (figure 1.1 e 1.2 rispettivamente), in cui sono appunto richieste oscillazioni ad alta frequenza (\approx 5-20 GHz) e relativamente elevata ampiezza (alcuni μm). Nel primo caso si pone un gas di atomi di Rydberg di fronte a una parete che si muove alla frequenza di oscillazione degli atomi stessi, che quindi possono essere eccitati a livelli superiori. L'effetto Casimir dinamico viene invece rivelato perché l'oscillazione ad alta frequenza permette la conversione di fotoni virtuali in fotoni reali.

La realizzazione di una parete che soddisfi tali richieste è difficilmente attuabile attraverso un approccio meccanico, per esempio con l'utilizzo di piezoelettrici o eccitando onde acustiche in materiali [3]. Per questo è stato proposto di simulare l'oscillazione della parete tramite l'utilizzo di un semiconduttore di cui viene fatta variare la conducibilità σ attraverso impulsi laser ripetuti alla frequenza di alcuni GHz [14, 5].

L'idea alla base di tale specchio "efficace" è presentata in figura 1.2, all'arrivo del laser sul semiconduttore, che è posto a 77 K e quindi ha le caratteristiche di un isolante, i portatori vengono eccitati in banda di conduzione, generando così una regione ad elevata concentrazione di coppie elettrone-lacuna (plasma). Tale plasma si comporta come un buon conduttore se la concentrazione di portatori generati è sufficientemente elevata. In seguito essi si ricombinano e il semiconduttore torna alla condizione di isolante, quindi il movimento della parete è dato dall'oscillazione periodica, scandita dagli impulsi laser, tra la presenza del plasma e lo stato imperturbato.

Le richieste per la realizzazione di un tale specchio quindi sono:

- **Tempo di ricombinazione τ_R breve:** per avere elevata frequenza di oscillazione il semiconduttore deve essere caratterizzato da un tempo di ricombinazione τ_R molto breve,

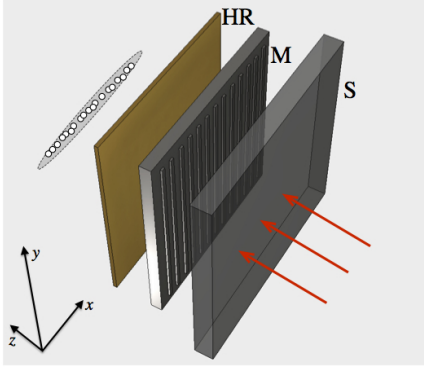


Figura 1.1: Accoppiamento optomeccanico: la parete oscillante M è posta tra un volume di dielettrico trasparente (S), che funge da bagno termico, e uno specchio di Bragg ad alta riflettività (HR), di fronte a questa configurazione si trova un gas diluito di atomi di Rydberg, i quali vengono eccitati a livelli superiori tramite l'oscillazione.

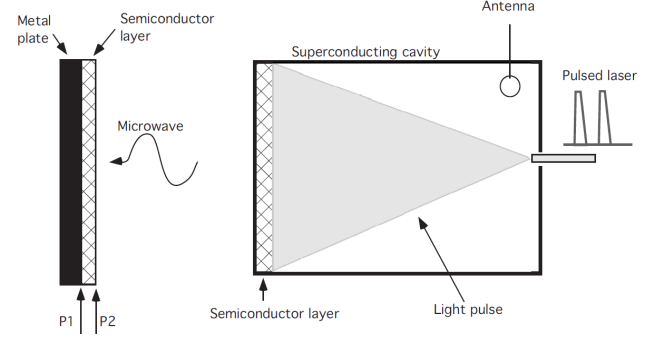


Figura 1.2: Effetto Casimir dinamico: gli impulsi laser vanno a modificare le condizioni al contorno della cavità in cui è posto il semiconduttore, cambiandone quindi anche le proprietà di riflessione, il risultato è che il semiconduttore oscilla periodicamente tra le posizioni P1 e P2.

tale che $\tau_R < T$, con $T = f^{-1}$ intervallo di tempo tra due impulsi laser successivi e f frequenza di oscillazione. Per esempio per realizzare uno specchio che oscilla a $f \approx 5$ GHz è necessario che $\tau_R < f^{-1} \approx 200$ ps, quindi un buon tempo di ricombinazione sarebbe $\tau_R \approx 1 \div 20$ ps.

Come dimostrato da lavori in letteratura [6, 8], tali valori di τ_R sono realizzabili in GaAs attraverso l'irraggiamento con fasci di protoni. La dinamica di portatori fotoeccitati in GaAs semi-isolante a temperatura ambiente irraggiato è studiato con un apparato di spettroscopia THz è rappresentata in figura 1.4, i valori di τ_R ottenuti tramite fit esponenziale sono riportati in tabella 1.3. Si osserva come all'aumentare della dose il tempo di ricombinazione diminuisca.

	Dose [$\cdot 10^{14}$]	$\frac{p}{cm^2}$	τ_R (ps)
S1	1.2		$\lesssim 80$
S2	2		40
S3	8.2		5
S4	12		$\lesssim 5$

Figura 1.3: Tempo di ricombinazione associato a dose di protoni

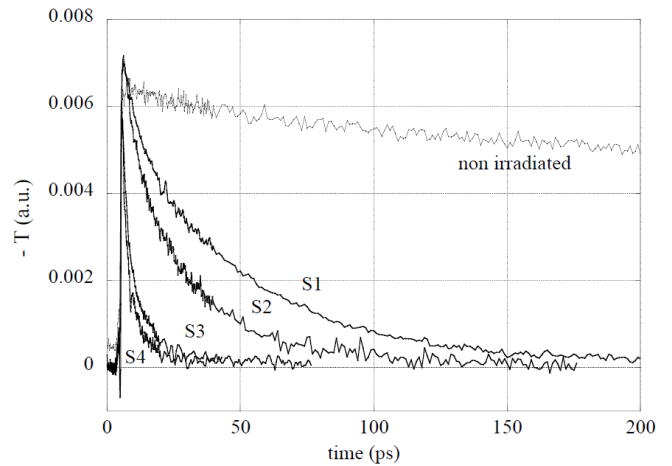


Figura 1.4: Dipendenza τ_R dalla dose di protoni

- **Buona conducibilità:** si vuole che il plasma generato all'arrivo dell'impulso laser si comporti come un buon conduttore, ovvero che sia soddisfatta la condizione $\omega \ll \frac{\sigma}{\epsilon_0}$, con ω pulsazione della radiazione incidente, σ conducibilità, ϵ_0 costante dielettrica. La conducibilità fotoindotta σ di un semiconduttore è proporzionale all'energia E_p dell'impulso laser e può essere calcolata attraverso la seguente espressione [13, 12]:

$$\sigma = en(\mu_e + \mu_h) \approx en\mu_e = \left[\frac{E_p}{h\nu} (1 - R) \eta \frac{1}{V} \right] e\mu_e \quad (1.1)$$

dove $\mu_{e,h}$ è la mobilità rispettivamente di elettroni e lacune, R la riflettività ottica, V il volume dello strato fotoeccitato, $h\nu$ l'energia dei fotoni e η l'efficienza quantica.

Per poter eccitare i portatori in banda di conduzione è necessario che $h\nu \gtrsim E_{\text{gap}}$, dove E_{gap} è l'energia del band gap, in particolare si è cercato di realizzare $h\nu \approx E_{\text{gap}}$ in modo tale da non fornire energia in eccesso ai portatori, questo comporterebbe, a causa dei processi di termalizzazione, un allungamento dei tempi di recupero nel semiconduttore in seguito all'eccitazione laser. Nel GaAs a 77 K, $E_{\text{gap}} \approx 1.51$ eV, che corrisponde a una lunghezza d'onda di $\lambda \approx 822$ nm. La λ determina lo spessore d del plasma, infatti $d = \alpha_{\text{GaAs}}^{-1}(800 \text{ nm}) \approx 1 \mu\text{m}$, con α coefficiente di assorbimento. In figura 1.5 si riporta tale coefficiente per vari valori di temperatura T [2].

Per dare un esempio numerico, si possono stimare la conducibilità σ e la concentrazione di portatori iniziali generati n per $E_p = 10$ nJ. Utilizzando l'equazione 1.1 e considerando un disco di GaAs di raggio $r \approx 4$ mm, si ha volume del plasma $V = \alpha^{-1} \pi r^2 \approx 50 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$, $h\nu \approx 1.51$ eV, $R \approx 0.3$, $\eta \approx 0.9$ e $\mu_e(77\text{K}) \approx 20 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$ [2], si ottiene $n \approx 2.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ e $\sigma_{\text{GaAs}}(77\text{K}) \approx 1390 \text{ Sm}^{-1}$.

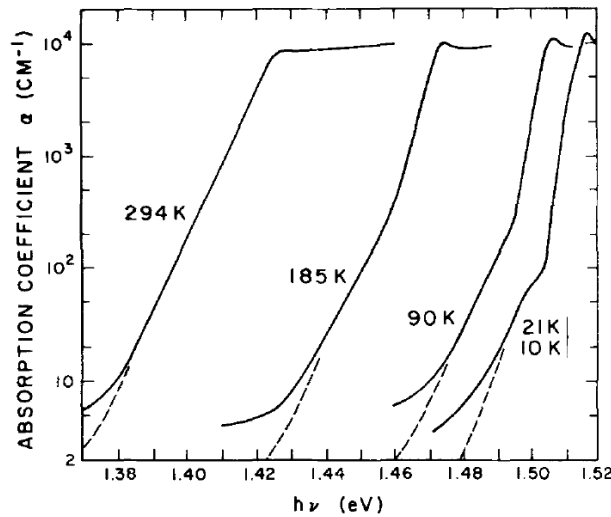


Figura 1.5: Andamento del coefficiente di assorbimento in un campione di GaAs per varie temperature. [2]

Allo scopo di dimostrare la fattibilità della realizzazione di uno specchio efficace oscillante su un semiconduttore, nel presente lavoro di tesi si è verificato che la frequenza di una cavità risonante a microonde, che presenta una parete ricoperta da un disco di GaAs, si sposta di una quantità massima Δf , valore legato allo spessore del semiconduttore. In particolare, per effettuare queste misure si è utilizzato un disco di GaAs semi-isolante non irraggiato di spessore $s = 160 \mu\text{m}$ e diametro $a = 8.65 \text{ mm}$ caratterizzato da un tempo di ricombinazione (a temperatura ambiente) di decine di ns, come mostrato in figura 1.4.

CAPITOLO 2

Apparato sperimentale

In questa sezione viene descritto l'apparato sperimentale utilizzato nell'esperimento e viene fatto uno studio della cavità imperturbata attraverso la misura del fattore di qualità Q_0 e della frequenza di risonanza f_0 . Questa caratterizzazione è necessaria poiché lo specchio generato sul semiconduttore viene studiato anche attraverso il confronto tra i valori di f_0 e Q ottenuti in caso di cavità imperturbata e di cavità con il cristallo di GaAs sotto l'azione dell'impulso laser. Come mostrato in figura 2.1, l'apparato consiste in una cavità a microonde in cui è stato collocato il semiconduttore, un laser Q-Switched e la strumentazione elettronica necessaria per la misura dei parametri di cavità. Per ottenere i valori di f_0 e Q si immette un campo elettromagnetico nella cavità attraverso un generatore di microonde connesso tramite un'antenna debolmente accoppiata (porta P2 di figura 2.1), si registra quindi il livello di potenza trasmesso attraverso una seconda antenna (P1) che presenta un accoppiamento maggiore con il campo in cavità.

2.1 Sistema laser

È stato utilizzato un sistema laser Q-Switched, modello GIANT Quanta System, che invia impulsi di durata 10 ns. L'uscita a $\lambda = 532$ nm viene convertita a $\lambda \approx 806$ nm attraverso una cavità OPO (Optical Parametric Oscillator), come mostrato in figura 2.2. L'energia fornita per impulso a $\lambda = 532$ nm per alcuni valori di potenza impostata è indicata in tabella 2.1, mentre in tabella 2.2 si mostrano i valori in uscita alla cavità OPO ($\lambda = 806$ nm). Si osserva che il sistema è sovradimensionato rispetto alle richieste di pompaggio della cavità OPO.

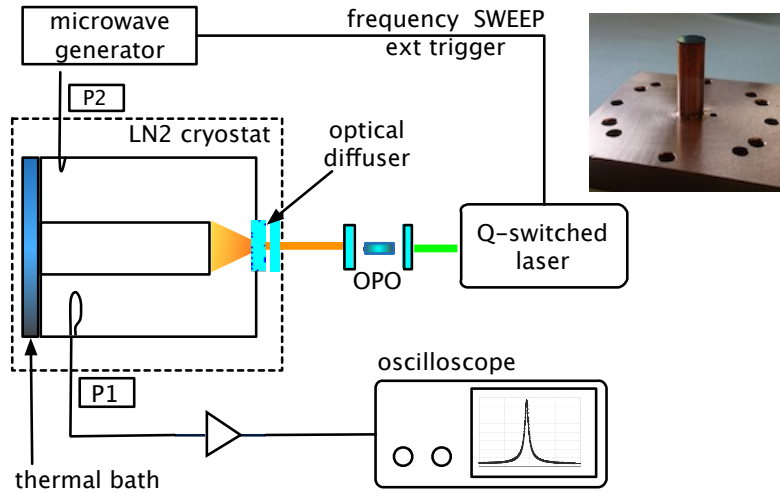


Figura 2.1: Schema della misura in trasmissione: la cavità è collegata al generatore tramite un'antenna debolmente accoppiata P2, la potenza impostata al generatore è $P_{\text{precaricata}} = -10 \text{ dBm}$. Il segnale uscente dalla cavità attraverso la porta P1 è amplificato di 33 dB da un amplificatore Miteq AFD3 023027-8S e visualizzato su un oscilloscopio.

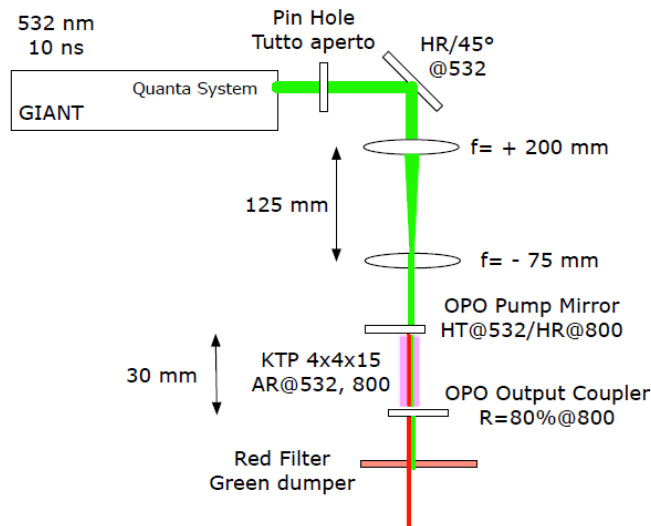


Figura 2.2: Schema del sistema ottico: il fascio in uscita dal laser a $\lambda = 532 \text{ nm}$ ha un diametro di $\approx 1 \text{ cm}$ e viene quindi ricollimato su un diametro inferiore attraverso un telescopio costituito da due lenti di focale $f_1 = 200 \text{ mm}$ e $f_2 = -75 \text{ mm}$, poste a una distanza di 12.5 cm l'una dall'altra. L'ingrandimento ottenuto attraverso tale telescopio è $M = \frac{|f_2|}{|f_1|} = \frac{75}{200} = 0.375$. Nella cavità OPO, formata da due specchi dielettrici e un cristallo KTP 4x4x12 (dimensioni in mm), il fascio viene convertito a $\lambda \approx 806 \text{ nm}$ attraverso processi non lineari al secondo ordine.

2.2 Cavità

Si è utilizzata una cavità cilindrica rientrante a microonde con un disco di GaAs di diametro $a = 8.65 \text{ mm}$ e spessore $s = 160 \mu\text{m}$, posto alla sommità del cilindro interno. La cavità è in rame

Pump	E_{out} (532 nm)
170	107 mJ
180	193 mJ
190	264 mJ
200	330 mJ
210	385 mJ
220	440 mJ

Tabella 2.1: Valori di energia in uscita da GIANT a 532 nm

Pump	E_{out} (800 nm)
155	soglia
160	4.8 mJ
165	11.6 mJ
170	18.2 mJ

Tabella 2.2: Valori di energia in uscita da OPO a 800 nm

($\sigma_{290\text{k}} \simeq 5.8 \cdot 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ [7]), durante le misure viene mantenuta a 77 K, temperatura alla quale il GaAs può essere trattato come un isolante, infatti $h\nu_{\text{gap}} \gg k_{\text{B}}T$, k_{B} costante di Boltzmann e T temperatura, e quindi la probabilità di trovare coppie elettrone-lacuna è molto bassa. Il cilindro esterno è alto $H = 27 \text{ mm}$ e ha diametro $D = 42 \text{ mm}$, quello interno invece ha altezza $h = 22 \text{ mm}$ e diametro $d = 8.4 \text{ mm}$. Il laser entra attraverso un foro, davanti al quale è posto un diffusore, come mostrato in figura 2.3, che consente di ottenere un'illuminazione uniforme sulla superficie del semiconduttore.

Rispetto ad un risonatore rettangolare, tale geometria di cavità rientrante consente di otte-

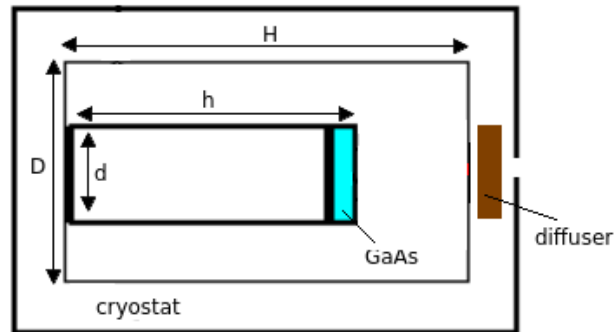


Figura 2.3: **Struttura della cavità utilizzata per le misure:** l'impulso laser entra attraverso un foro sulla parete posta di fronte al disco di GaAs e passa attraverso un diffusore, che consente un'illuminazione uniforme del semiconduttore. Cilindro esterno: $H = 27 \text{ mm}$, $D = 42 \text{ mm}$. Cilindro interno: $h = 22 \text{ mm}$, $d = 8.4 \text{ mm}$. Disco di GaAs: diametro $a = 8.65 \text{ mm}$ e spessore $s = 160 \mu\text{m}$.

tere massime perturbazioni al variare delle proprietà del semiconduttore. Il profilo dei campi elettrico e magnetico in cavità è mostrato in figura 2.4. Si osserva che il disco di GaAs è posto nella regione in cui si concentra il campo elettrico.

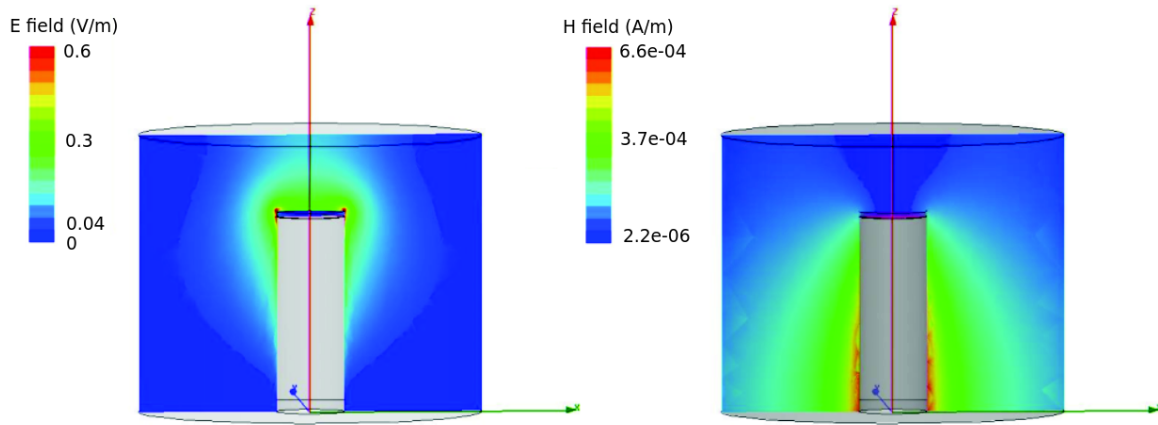


Figura 2.4: Profilo dei campo elettrico e magnetico in cavità.

2.3 Il fattore di qualità e la condizione di accoppiamento critico

Il fattore di qualità Q_0 è un parametro legato ai fenomeni di assorbimento del campo elettromagnetico all'interno della cavità. Esso è definito come:

$$Q_0 = \frac{\omega U}{P_c} \quad (2.1)$$

dove ω è la pulsazione, U l'energia immagazzinata e P_c la potenza dissipata. Se la cavità è vuota, la P_c è la potenza dissipata sulle pareti. Infatti, per supportare i campi all'interno, una corrente scorre lungo la superficie dissipando energia¹, se invece la cavità contiene un dielettrico è necessario valutare anche le perdite legate alla parte immaginaria della costante dielettrica, ovvero alla "tangent loss" $\tan\delta$. [9]

Il fattore di qualità viene misurato attraverso una linea di trasmissione terminata da un loop induttivo, il quale si accoppia al campo magnetico in cavità. Operativamente, si aggiusta la posizione del coupler in modo che il flusso concatenato consenta di dissipare lungo la linea di trasmissione la stessa potenza che viene dissipata all'interno della cavità. Questa condizione è detta di **accoppiamento critico** e consente di misurare il fattore di qualità Q -Loaded (Q_L), per cui vale $Q_0 = 2Q_L$.

Il coupler è inserito nella cavità attraverso un foro circolare di raggio $r \approx 5$ mm praticato sulla parete di cavità, che è spessa circa 1 cm, quindi l'apertura va a costituire di fatto una guida d'onda. Calcolando il fattore di propagazione k di una guida di tali dimensioni tramite la formula $k = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{1.8412}{r}} \simeq 17.9i$ [11], dove $\lambda = \frac{c}{f_0} \simeq 12.9$ cm e r il raggio, si trova che l'ampiezza del campo magnetico in corrispondenza della parete di cavità diminuisce di $\frac{1}{e}$ dopo circa 5 cm. È quindi possibile realizzare la condizione di accoppiamento critico anche se il coupler è

¹Nel nostro caso (cavità in Cu) si parla di una resistenza di superficie (R_s) dell'ordine dei m Ω .

posizionato fuori dalla cavità.

Le misure che seguono sono sempre state effettuate in condizioni di accoppiamento critico.

2.4 Misura dei parametri di cavità

In questa sezione si sono studiati i parametri di cavità, ossia la frequenza di risonanza f_0 e il fattore di qualità Q_L . Per la determinazione di Q_L si sono utilizzati due metodi:

- **metodo 1** - misura del tempo di decadimento del campo elettromagnetico precaricato in cavità
- **metodo 2** - utilizzo di un analizzatore vettoriale

Metodo 1 - tempo di decadimento

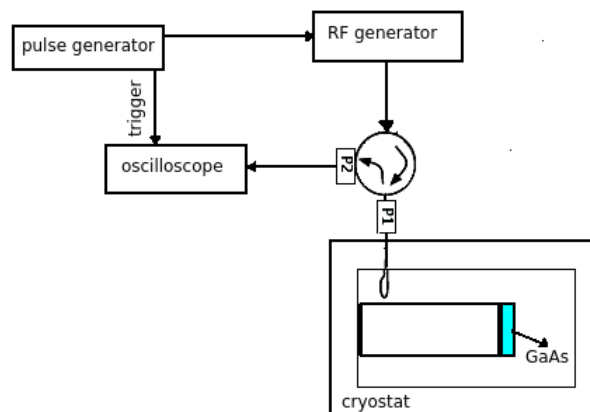


Figura 2.5: Misura di f_0 e Q_L attraverso il tempo di decadimento delle oscillazioni libere: un campo a microonde è caricato nella cavità attraverso la porta P1 di un circolatore e il segnale riflesso sulla porta P2 è osservato sull'oscilloscopio.

circolatore: LABEM S.N. 3360 2.3-2.7 GHz, **generatore:** Rohde&Schwarz SMT 06, **oscilloscopio:** LECROY WM 8600A, **impulsatore:** HP 8116A, **cavi generatore-circolatore e oscilloscopio circolatore:** sucoflex, **cavo antenna circolatore:** testline 18.

Come mostrato in figura 2.5, il segnale viene fornito da un generatore a microonde e viene mandato in cavità attraverso la porta P1 di un circolatore, si osserva quindi su un oscilloscopio la potenza riflessa su P2. Il segnale in ingresso è un impulso rettangolare di durata $t=4\mu s^2$,

²La durata dell'impulso è stata scelta in modo da poter vedere ben separati il fronte di salita e di discesa del segnale di onda quadra (si veda figura 2.6) e da permettere alla cavità di raggiungere l'equilibrio.

ottenuto attraverso un impulsatore collegato al generatore e che funge anche da trigger all'oscilloscopio.

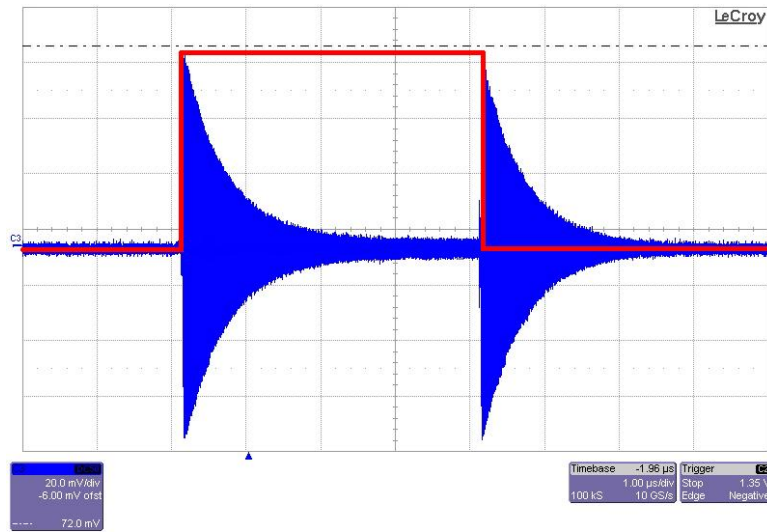


Figura 2.6: Segnale visualizzato sull'oscilloscopio alla condizione di accoppiamento critico. Le fasi di carica (1° esponenziale) e scarica (2° esponenziale) hanno lo stesso andamento.

Dal decadimento esponenziale del segnale in figura 2.6 si ricava il tempo tipico di risposta τ del risonatore. Se ne interpola l'involuppo (figura 2.7) tramite la funzione $V(t) = V_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$, quindi conoscendo τ si può ricavare una stima di Q_L tramite la relazione $Q_L = \pi\tau f_0$ [9].

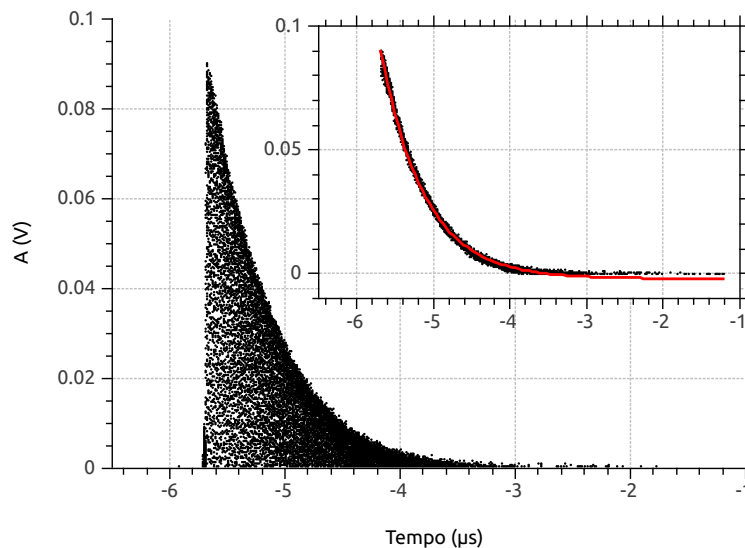


Figura 2.7: Esempio di segnale corrispondente alla condizione di accoppiamento critico in cavità non perturbata e relativo involuppo estratto e interpolato da cui si ricava il tempo di decadimento.

	τ (μs)	errore (μs)	Q_L	errore
run 1	0.531	0.008	3887	2
run 2	0.380	0.007	2783	2
run 3	0.548	0.012	4007	3
run 4	0.421	0.022	4403	5

Tabella 2.3: Valori di tempo di decadimento e fattore di qualità calcolato.

Effettuando i fit per dati presi in diversi giorni si sono ottenuti i risultati mostrati in tabella 2.3.

Si può notare la grande differenza tra il valore ottenuto nel run 2 rispetto agli altri, probabilmente ciò è dovuto ad una condizione non ancora di equilibrio della cavità al momento della misura. Inoltre è evidente che Q_L ha una variazione ben più grande di quella permessa dall'errore associato del fit, per ottenere una valutazione migliore dell'errore si sono mediati i valori dei run 1, 3 e 4, e si è associato al risultato lo scarto. La stima ottenuta quindi per il fattore di qualità di cavità imperturbata è $Q_L = 4099 \pm 270$.

Metodo 2 - analizzatore vettoriale

Nella misura con l'analizzatore vettoriale (VNA - Vector Network Analyzer) si connettono alla cavità le porte P1 e P2, rispettivamente criticamente accoppiata e debolmente accoppiata, come mostrato in figura 2.8.

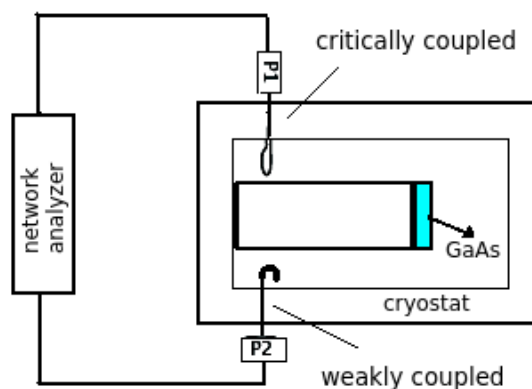


Figura 2.8: Misura dei parametri di cavità con l'analizzatore vettoriale: un campo a microonde è caricato nella cavità attraverso la porta P2 e il segnale trasmesso sulla porta P1 è osservato direttamente sull'analizzatore vettoriale.

analizzatore vettoriale: Agilent S-Parameter Network Analyzer8720 ES

La curva registrata è una lorentziana (figura 2.9) ed in generale viene interpolata tramite la seguente funzione [10], che restituisce f_0 e Δf come parametri del fit:

$$|S(f)| = A_1 + A_2 f + \frac{|S_{\max}| + A_3 f}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{f-f_0}{\Delta f_{\text{Lorentz}}}\right)^2}} \quad (2.2)$$

dove i parametri A_1 , A_2 e A_3 tengono conto di un fondo crescente/descrescente linearmente, S_{\max} è l'ampiezza massima, f_0 la frequenza di risonanza e $\Delta f_{\text{Lorentz}}$ la larghezza a metà altezza. Per la cavità imperturbata si ottiene quindi $f_0 \approx 2.329368$ GHz e $Q_L \approx 3878$, compatibile con i risultati in tabella 2.3.

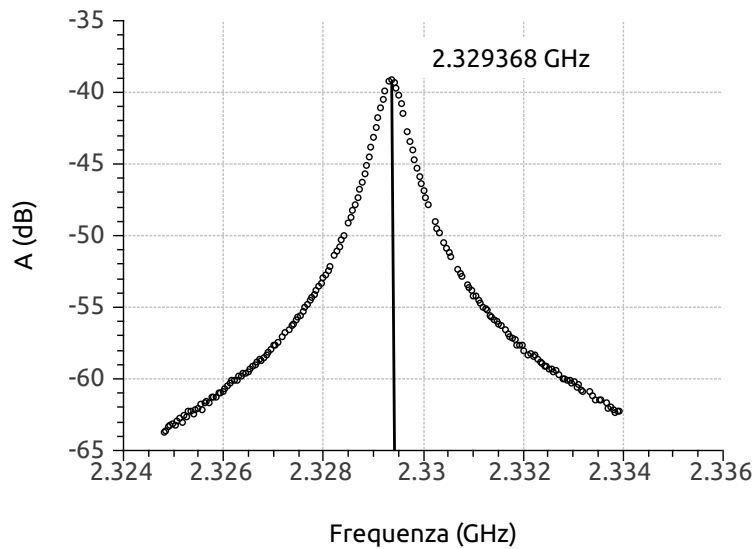


Figura 2.9: Grafico ottenuto dall'analizzatore vettoriale. La frequenza di risonanza della cavità imperturbata corrisponde al picco del segnale e in questo caso è $f_0 \approx 2.329368$ GHz.

CAPITOLO 3

Risultati sperimentali

In questa sezione si studia l'evoluzione della potenza riflessa in seguito all'eccitazione laser e si determinano i parametri di cavità in presenza di plasma, in questo caso essi saranno chiamati Q_0^* e f_0^* . Entrambi gli studi sono stati condotti al variare dell'energia dell'impulso laser.

Il metodo utilizzato per la determinazione di Q_0^* e f_0^* consiste nella misura del livello di potenza trasmesso ad un istante definito (alcuni μs dopo l'eccitazione laser), queste prese dati sono state effettuate per rate di ripetizione del laser di 1 Hz e 2 Hz.

3.1 Misure in riflessione

All'arrivo dell'impulso laser sul disco di GaAs vengono eccitate coppie elettrone-lacuna. A causa di questi portatori fotoeccitati i parametri di cavità Q_0^* e f_0^* cambiano e ciò comporta un disadattamento che si traduce in un segnale come quello mostrato in figura 3.2. Tale segnale descrive la dinamica dei portatori.

Lo schema sperimentale mostrato in figura 3.1 è simile a quello presentato per le misure in accoppiamento critico. La cavità è caricata con un campo a microonde al valore della frequenza di risonanza attraverso un'antenna criticamente accoppiata (porta P1). In queste condizioni la linea di trasmissione è terminata sulla sua impedenza caratteristica e la riflessione è nulla. Quando, a seguito dell'impulso laser, viene cambiata la conducibilità del disco di GaAs, cambia anche l'impedenza della cavità e sulla porta P2 del circolatore viene registrato un segnale di disadattamento che viene visualizzato sull'oscilloscopio. [4]

In figura 3.10 si osserva come per energie dell'impulso (E_p) superiori a ≈ 0.1 mJ il segnale riflesso raggiunge un valore massimo all'arrivo del laser ($t=0$), poi rimane costante per circa 0.3 ms e infine decresce fino a ritornare all'equilibrio entro altri 1.5 ms circa. Per bassi valori di iniezione ($E_p \lesssim 0.1$ mJ) il segnale di disadattamento si presenta invece semplicemente come

un'esponenziale decrescente, come mostrato in figura 3.4.

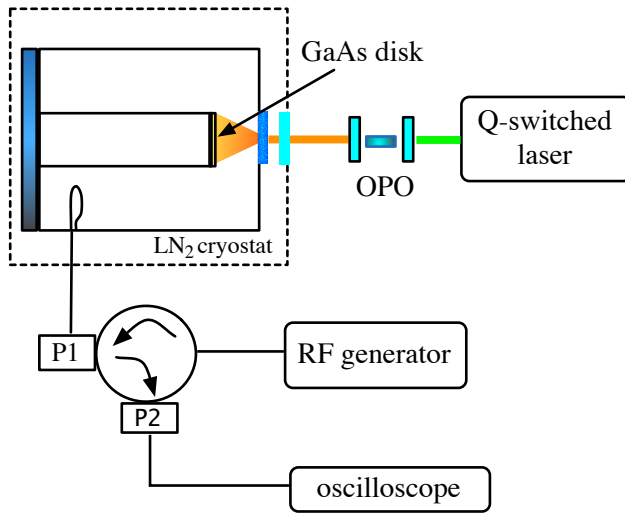


Figura 3.1: Schema dell'apparato per lo studio della dinamica dei portatori: l'arrivo dell'impulso laser perturba la condizione di accoppiamento critico della cavità generando un segnale di disadattamento che viene visualizzato sull'oscilloscopio. Attraverso un fotodiodo l'impulso laser funge inoltre da trigger per l'oscilloscopio.

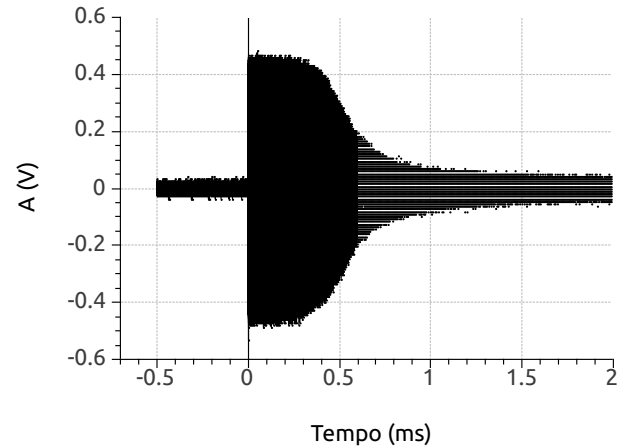


Figura 3.2: Esempio di segnale visualizzato sull'oscilloscopio per $E = 1.42$ mJ. All'arrivo del laser il segnale raggiunge un massimo, rimane quindi costante per circa 0.3 ms e infine decresce ritornando a zero dopo altri 1.5 ms circa.

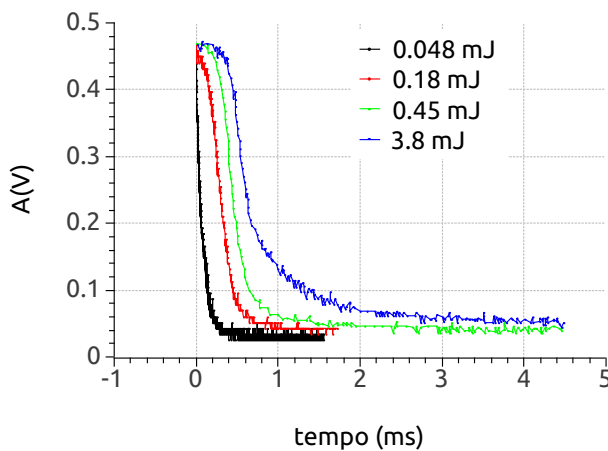


Figura 3.3: Confronto segnali visualizzati sull'oscilloscopio per diverse energie

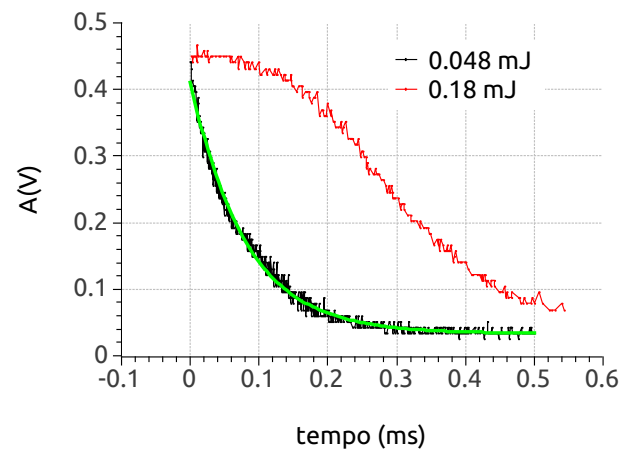


Figura 3.4: Confronto tra gli involucri del segnale per $E = 0.048$ mJ e $E = 0.18$ mJ

3.2 Misure in trasmissione

Come mostrato in sezione 3.1, il plasma evolve temporalmente, quindi non è possibile applicare i metodi 1 e 2 precedentemente descritti per misurare f_0^* e Q_0^* . Tali tecniche sono infatti applicabili solo in regime stazionario, si è quindi dovuto sviluppare un nuovo metodo per lo studio della cavità in presenza di plasma.

Lo schema utilizzato è mostrato in figura 2.1. In questo caso il generatore fa uno sweep in frequenza controllato in modo tale che ad ogni impulso laser venga impostato un nuovo valore di frequenza da inviare in cavità. L'oscilloscopio registra il livello di potenza media (RMS) trasmesso attraverso la cavità per ciascun valore di frequenza all'interno di un intervallo temporale (gate) impostato. Con questo nuovo metodo è possibile ottenere una misura alternativa dei parametri di cavità imperturbata se il laser viene bloccato prima dell'ingresso in cavità, la curva di trasmissione registrata è mostrata in figura 3.5.

La curva che si ottiene è una lorentziana e viene interpolata attraverso una funzione simile a quella di equazione 2.2, ma espressa nella seguente forma, che restituisce direttamente i valori di f_0^* e Q_0^* :

$$\mathcal{L}(x) = a + \frac{bx}{\sqrt{(x^2 - f_0^2 + \frac{f_0^2}{(2Q)^2})^2 + (\frac{f_0^2}{Q})^2}} \quad (3.1)$$

dove a rappresenta il fondo, b è proporzionale all'ampiezza della curva, f_0 la frequenza di risonanza e Q il fattore di qualità.

Per quanto riguarda la cavità imperturbata, per le misure a 1 Hz dall'interpolazione si è ottenuto $Q_L = 4387 \pm 18$ e $f_0 = 2.329323 \text{ GHz} \pm 1 \text{ kHz}$, mentre per quelle a 2 Hz, effettuate nel corso di un diverso run, si è trovato $Q_L = 4352 \pm 37$ e $f_0 = 2.329380 \text{ GHz} \pm 20 \text{ kHz}$.

Se ora si permette al laser di entrare in cavità, si genera un plasma di portatori che va a influenzare i parametri di cavità: al variare dell'energia dell'impulso laser, e quindi delle caratteristiche del plasma, f_0^* e Q_L^* mutano, come mostrato in figura 3.7 e 3.8. L'energia dell'impulso è stata variata in un range da $10 \mu\text{J}$ fino a $\approx 5 \text{ mJ}$, che è stato ottenuto cambiando la potenza emessa dal laser o attraverso l'utilizzo di filtri assorbitivi appositamente calibrati.

Le misure sono state prese in tre run le cui caratteristiche sono riassunte in tabella 3.1.

	1 Hz - run 1	1 Hz - run 2	2 Hz
laser rate	1 Hz	1 Hz	2 Hz
t_m	10 μs	1 μs	10 μs
gate	1 μs	50 ns	1 μs
generatore	Rohde&Schwarz SMT 06	Rohde&Schwarz SMT 06	Agilent MXG

Tabella 3.1

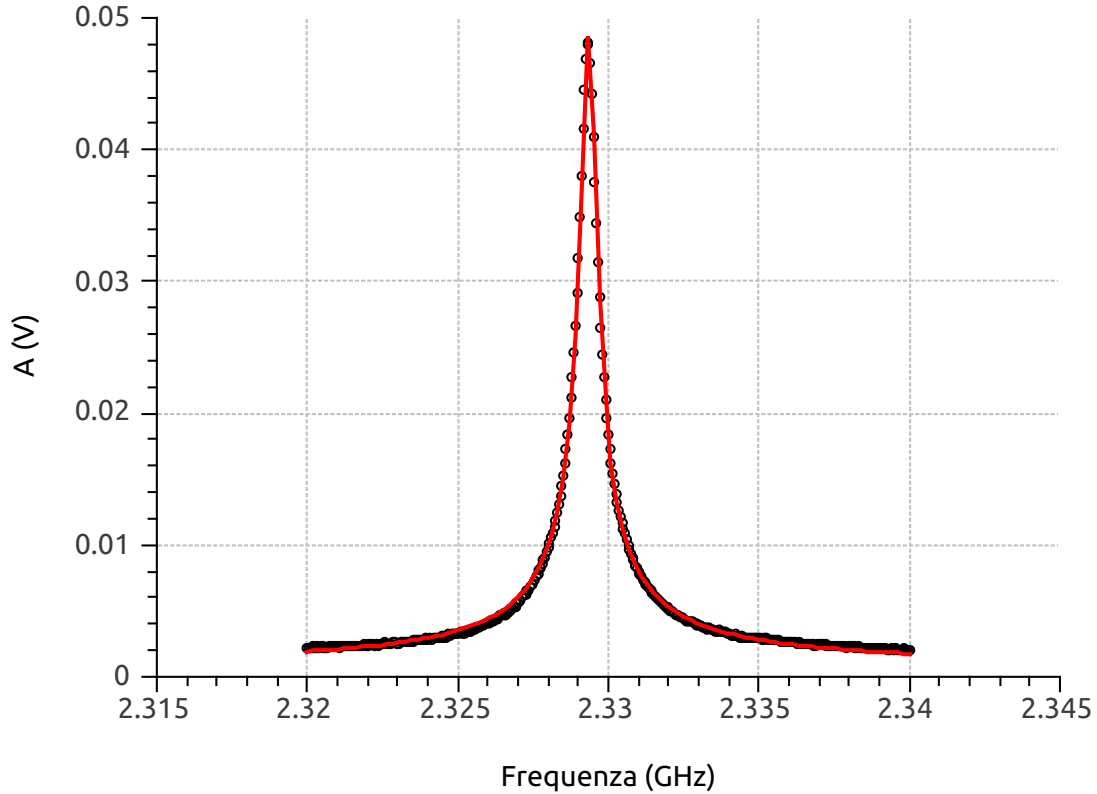


Figura 3.5: Curva ottenuta per la cavità imperturbata con rate 1 Hz. $Q_L = 4387 \pm 18$, $f_0 = 2.329323 \text{ GHz} \pm 1 \text{ kHz}$. I valori iniziali e finali di frequenza per lo sweep sono stati di volta in volta impostati in modo da contenere sempre la nuova frequenza di risonanza, mentre gli step durante lo sweep erano di 50 kHz.

I dati delle misure a 1 Hz (run 1 e run 2), anche se presi in giorni diversi, sono riportati nello stesso grafico in quanto compatibili.

Si riportano in figura 3.6 le curve di trasmissione ottenute per alcuni valori di E_p , rispettivamente per misure a 1 Hz e 2 Hz, e in figura 3.7 e 3.8 i relativi andamenti di Q_L^* e di f_0^* rispetto all'energia incidente. Si osserva che all'aumentare di E_p la frequenza di risonanza scende rispetto al valore di cavità imperturbata ($f_0 \approx 2.3293 \text{ GHz}$) fino a un valore di 2.3169 GHz, si ha quindi uno spostamento della frequenza di cavità in presenza di plasma di $\Delta f \approx 12.4 \text{ MHz}$. Questa grandezza è di particolare interesse perché legata alla profondità di modulazione delle condizioni al contorno e all'ampiezza di spostamento che si può realizzare con lo specchio efficace, infatti in generale vale $\frac{\Delta f}{f} \propto \frac{\Delta L}{L}$, dove L è la lunghezza della cavità.

Si osserva inoltre che Q_L^* inizialmente decresce all'aumentare dell'energia, poi, raggiunto un punto di minimo, ricomincia a crescere fino ad un valore di circa 2000. Il valore massimo di Q_L^* ottenuto per elevati valori di iniezione di portatori è utile a valutare la bontà del plasma generato tramite impulsi laser sul semiconduttore e come condizione al contorno al campo elettromagnetico oscillante in cavità.

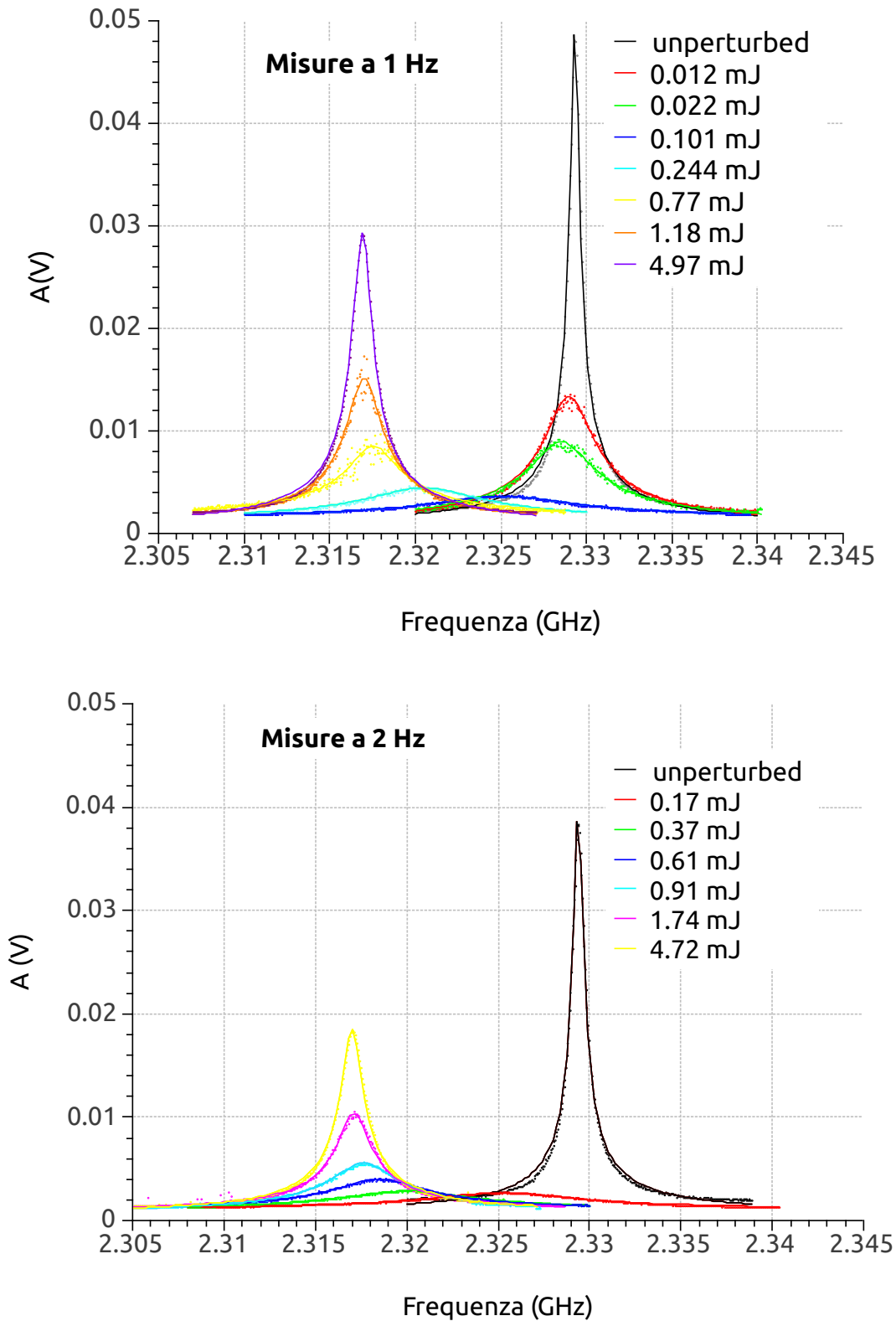


Figura 3.6: Esempi di curve di trasmissione ottenute per diversi valori di energia E_p e per la cavità imperturbata a 1 Hz e 2 Hz interpolate tramite la funzione $\mathcal{L}(x)$ di equazione 3.1. All'aumentare dell'energia la curva simula l'andamento di quella di cavità imperturbata ma è spostata in frequenza. I valori di Q_L^* e f_0^* ottenuti dal fit per tutte le energie utilizzate sono riportati in appendice.

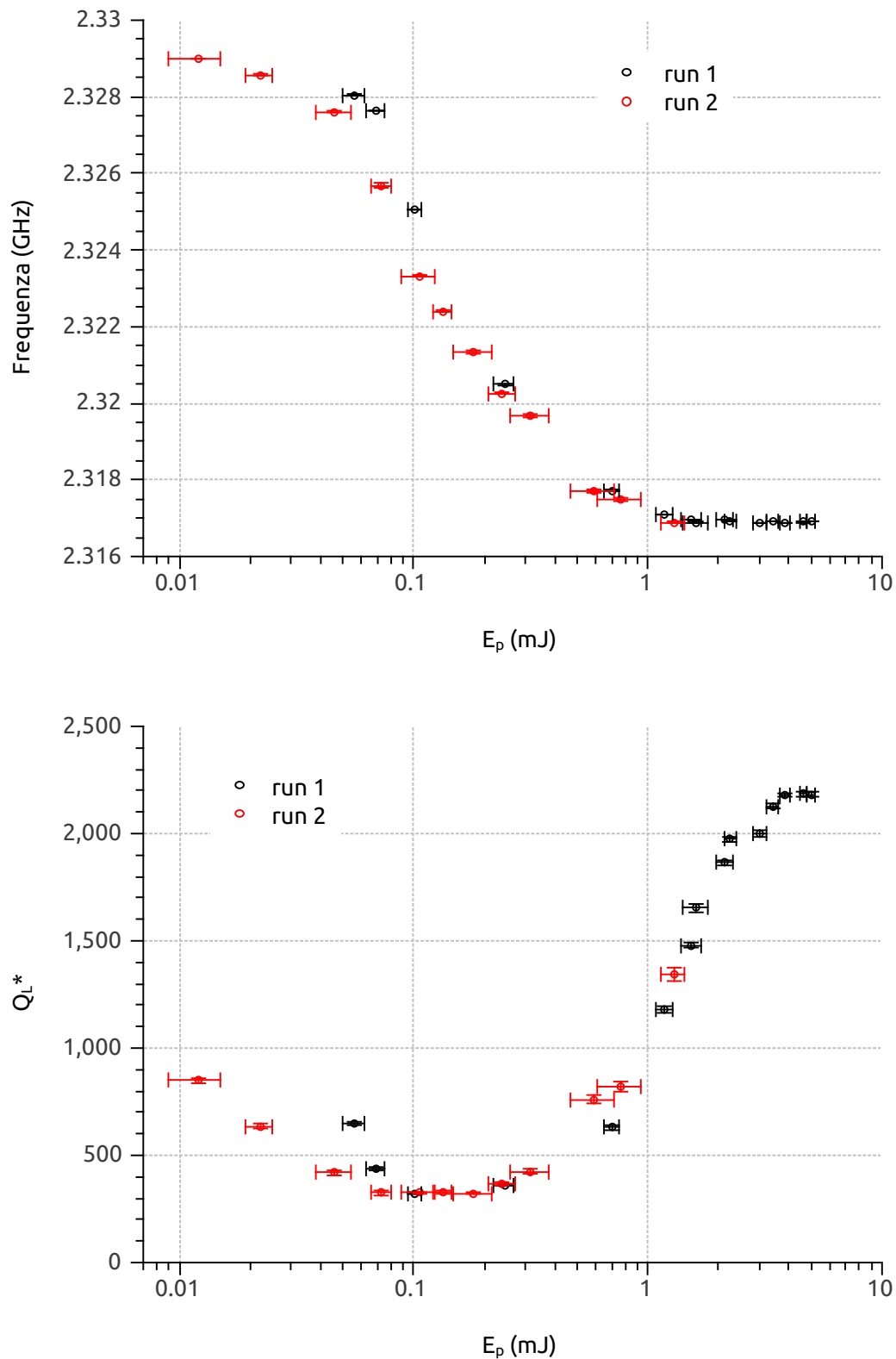


Figura 3.7: Misure a 1 Hz: andamento di Q_L^* e di f_0^* rispetto all'energia dell'impulso. All'aumentare di E_p la frequenza di risonanza scende rispetto al valore di cavità imperturbata ($f_0 \approx 2.32932$ GHz) fino a un valore di 2.31690 GHz e Q_L^* inizialmente decresce all'aumentare dell'energia, poi, raggiunto un punto di minimo, ricomincia a crescere fino ad un valore di circa 2000. I due run hanno evidentemente risultati compatibili e analizzandoli insieme è possibile osservare l'andamento dei parametri di cavità in un ampio range di energie (0.012-4.97 mJ)

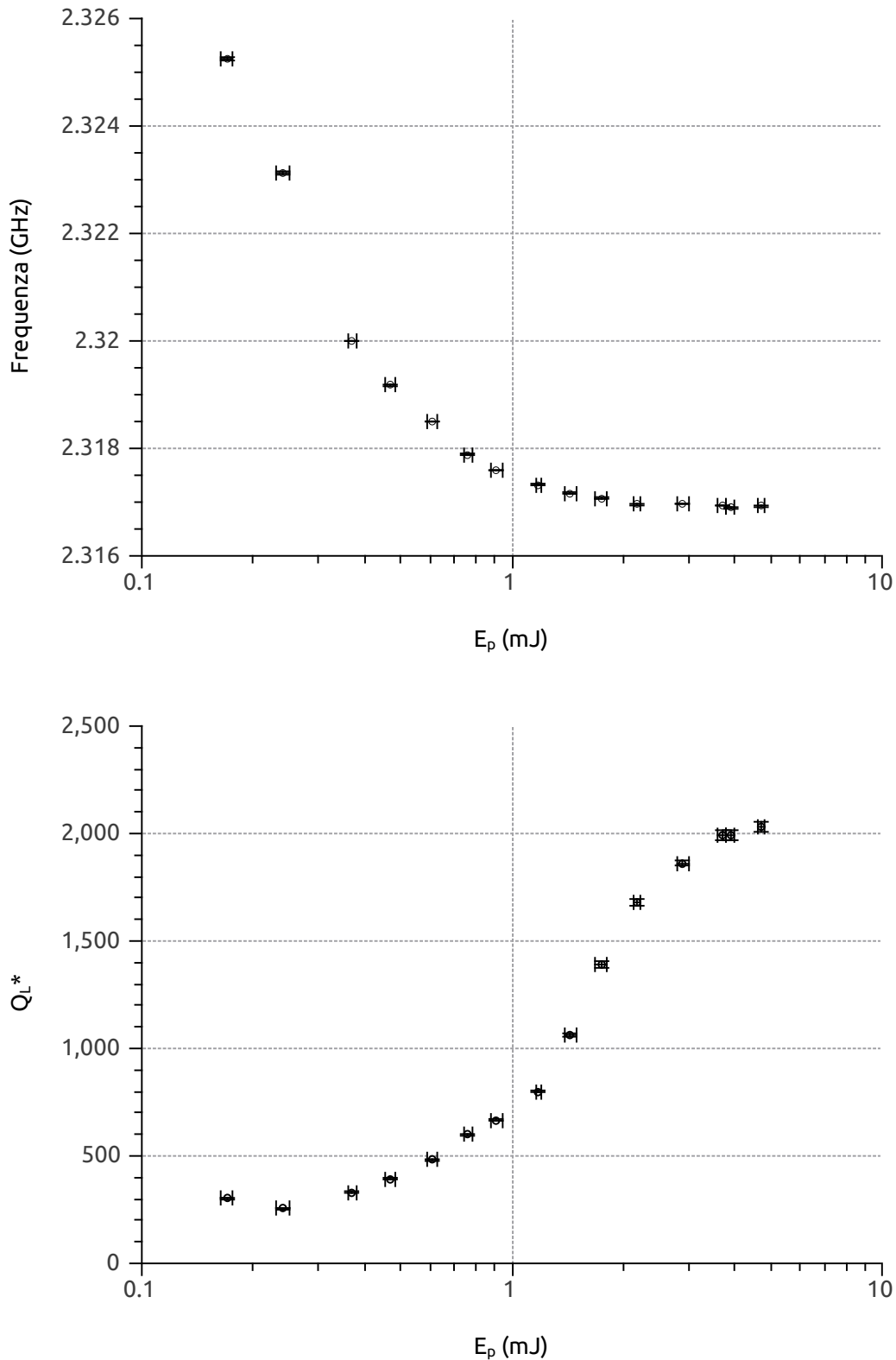


Figura 3.8: Misure a 2 Hz: andamento di Q_L^* e di f_0^* rispetto all'energia dell'impulso. Per queste misure ci si è concentrati sulle energie medio-alte ($E_p \gtrsim 0.17$ mJ), in ogni caso è evidente lo stesso andamento identificato per le misure a 1 Hz. Si ha infatti uno spostamento della frequenza da 2.32938 GHz a 2.31690 GHz e un aumento di Q_L^* dopo il minimo.

L'andamento di f_0^* e Q_L^* si può separare in 3 fasi:

1. **bassa energia** ($E_p \lesssim 0.1$ mJ): l'energia incidente non è sufficiente a indurre uno spostamento in frequenza apprezzabile. L'unico effetto osservato è un abbassamento progressivo di Q_0^* all'aumentare di E_p .
2. **media energia** (0.1 mJ $\lesssim E_p \lesssim 0.3$ mJ): in questa fase f_0^* transisce dal valore non perturbato al valore minimo. Il fattore di qualità presenta valori attorno al minimo ($Q_L^* \approx 300-400$).
3. **alta energia** ($E_p \gtrsim 0.3$ mJ): in questo range l'energia è sufficiente a generare un plasma con buona conducibilità. La frequenza di risonanza si stabilizza attorno al valore di 2.3169 GHz, che è la stessa frequenza di risonanza che avrebbe una cavità metallica, e Q_L^* torna ad aumentare, fino a stabilizzarsi anch'esso. Le condizioni al contorno quindi sono alterate come richiesto negli esperimenti di elettrodinamica quantistica (figure 1.1 e 1.2).

Come mostrato nelle figure 3.7 e 3.8, si può affermare di aver generato un buon conduttore quando la frequenza ha raggiunto un valore costante di saturazione, ossia per $E_p \gtrsim 1$ mJ. In questa condizione infatti i nuovi valori sia della frequenza di risonanza che del fattore di qualità sono quelli che avrebbe una cavità in cui il disco di GaAs è sostituito da uno metallico.

3.2.1 Dipendenza dal rate di ripetizione degli impulsi laser

Per escludere eventuali effetti legati a possibili derive termiche o a portatori residui nel semiconduttore si è verificata l'indipendenza della curva di Lorentz dal rate di ripetizione del laser. Come mostrato in figura 3.10 la curva non cambia se si impostano 1 o 2 Hz.

	Pump _{GIANT}	1 Hz	2 Hz
Energia	168	1.56 ± 0.05	1.55 ± 0.05

Figura 3.9

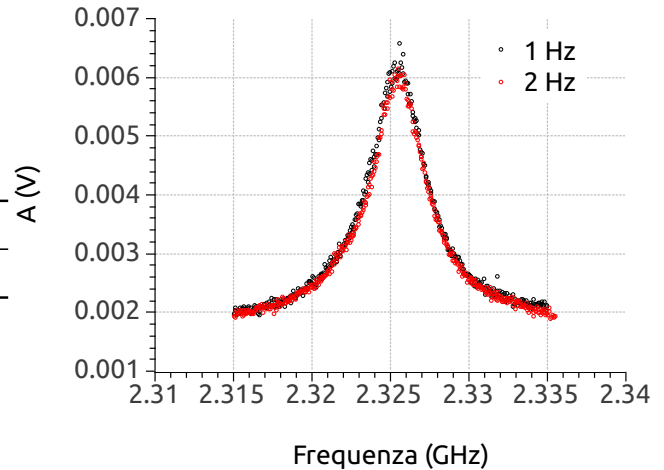


Figura 3.10: Curve ottenute con laser rate a 1 Hz e 2 Hz per Pump_{GIANT}=168

Questo risultato ci ha consentito di acquisire le curve di trasmissione in tempo minore. In futuro sarebbe interessante ripetere lo stesso studio fino a valori di frequenza di ripetizione di 10 Hz, cioè il massimo valore consentito dal sistema laser in uso.

Nonostante ciò i risultati sono stati esposti separatamente per le misure a 1 Hz e 2 Hz, infatti esse sono state prese in occasioni diverse, non c'è quindi la certezza che l'allineamento del laser e quindi l'energia incidente sul disco di GaAs fossero gli stessi.

CAPITOLO 4

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata sperimentalmente la fattibilità di uno specchio efficace oscillante alla frequenza dei GHz, realizzato eccitando periodicamente tramite impulsi laser un disco di semiconduttore (GaAs) tenuto alla temperatura di 77 K. Sotto opportune condizioni sperimentali, un impulso laser può generare su un semiconduttore un plasma con le caratteristiche di un conduttore. Lo studio è stato condotto ponendo il disco di semiconduttore su una delle pareti di una cavità risonante e analizzando i parametri della cavità stessa (frequenza di risonanza f_0 e fattore di qualità Q_L) al variare dell'energia dell'impulso laser incidente sul semiconduttore.

Poiché il plasma evolve temporalmente, le tecniche standard di spettroscopia in trasmissione non sono utilizzabili ed è stato quindi messo a punto un nuovo metodo, che consente di ottenere le caratteristiche della cavità e quindi del plasma. Tale metodo consente di “fotografare” le proprietà del plasma ad un istante ben definito dopo l'eccitazione laser e consiste nella misura della potenza trasmessa attraverso la cavità a vari valori di frequenza impostata ad un generatore di microonde.

Attraverso queste misure si è dimostrato che con impulsi laser di energia superiore a 1 mJ il plasma che viene realizzato si comporta come un buon conduttore nel range delle microonde. La frequenza di risonanza che si è ottenuta sperimentalmente in presenza di plasma coincide con quella che la stessa cavità avrebbe se il disco di GaAs fosse sostituito da un disco metallico. L'altro parametro di cavità, il fattore di qualità, restituisce indirettamente la stima della conducibilità del plasma. I risultati ottenuti in questo lavoro mostrano quindi come la parete generata dal plasma, anche dal punto di vista delle dissipazioni, rappresenti un buon conduttore.

Questi risultati confermano che è possibile sfruttare l'eccitazione di un semiconduttore tramite impulsi laser per cambiarne le proprietà di riflessione e trasmissione, ad ogni impulso si ha quindi un'oscillazione del materiale dalla condizione di conduttore a quella di isolante. È dunque possibile la realizzazione di uno specchio oscillante, a condizione di utilizzare un se-

miconduttore con tempo di ricombinazione che sia inferiore al periodo che separa gli impulsi laser. Questo apre la strada a esperimenti nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica, in cui sia richiesta una parete oscillante ad elevata frequenza, per esempio l'eccitazione di atomi di Rydberg o la rivelazione dell'effetto Casimir dinamico, o a nuove applicazioni in dispositivi di optoelettronica.

Ulteriori sviluppi di questo lavoro riguardano la possibilità di estendere la tecnica innovativa utilizzata in questo lavoro di tesi per lo studio della dinamica dei portatori. Tale applicazione, di interesse nel dominio della fisica dello stato condensato, consentirebbe di studiare i processi di diffusione e ricombinazione dei portatori attraverso un "campionamento" della frequenza di risonanza e del fattore di qualità a vari istanti successivi all'arrivo dell'impulso laser.

CAPITOLO 5

Appendice

5.1 Misure in trasmissione: dati sperimentali

Si presentano qui i dati sperimentali ottenuti per ogni run di misure.

Energia (mJ)	Pump _{GIANT}	filtri	Q _L	f ₀ (MHz)
0	170	beam dumper	4387 ± 18	2329.323 ± 0.001
0.056 ± 0.006	172	NC	438 ± 5	2328.050 ± 0.012
0.069 ± 0.006	172	ND4, NC, ND	648 ± 6	2327.640 ± 0.016
0.101 ± 0.007	172	ND1, ND4, NC	324 ± 3	2325.060 ± 0.016
0.244 ± 0.024	172	ND4, ND6	362 ± 6	2320.490 ± 0.019
0.700 ± 0.050	172	ND6	632 ± 12	2317.710 ± 0.012
1.180 ± 0.090	172	ND2	1180 ± 15	2317.100 ± 0.012
1.530 ± 0.150	172	ND1	1480 ± 13	2316.970 ± 0.008
1.600 ± 0.200	170	-	1654 ± 18	2316.890 ± 0.010
2.140 ± 0.180	172	-	1866 ± 12	2316.950 ± 0.005
2.240 ± 0.130	172	-	1976 ± 12	2316.940 ± 0.005
3.020 ± 0.200	174	-	2001 ± 13	2316.870 ± 0.006
3.420 ± 0.200	175	-	2128 ± 11	2316.920 ± 0.004
3.840 ± 0.200	177	-	2178 ± 10	2316.860 ± 0.004
4.600 ± 0.150	179	-	2185 ± 11	2316.900 ± 0.004
4.970 ± 0.170	181	-	2182 ± 10	2316.910 ± 0.004

Tabella 5.1: Misura_{1 Hz} - run 1: in questo run ci si è concentrati sulle misure ad alta energia. Il rate a 1 Hz è stato ottenuto impostando su GIANT una frequenza di 10 Hz con Q-division 10. Si è fatta questa scelta perché 10 Hz è il valore di rate per il quale il laser è stato concepito, esso dà un riscaldamento medio delle lampade che consente estrazione di impulsi molto energetici. Il gate è 1 μ s e t_m 10 μ s.

Energia (mJ)	Pump _{GIANT}	filtri	Q _L	f ₀ (MHz)
0.012 ± 0.003	170	ND3, ND4, Ang100, F6	848 ± 10	2328.990 ± 0.012
0.022 ± 0.003	170	ND4, Ang100, F6	635 ± 10	2328.570 ± 0.017
0.046 ± 0.008	170	ND3, Ang100, F3	418 ± 9	2327.610 ± 0.026
0.073 ± 0.007	170	ND3, ND4, F6	325 ± 10	2325.690 ± 0.046
0.106 ± 0.017	170	ND4, F4	325 ± 6	2323.320 ± 0.030
0.133 ± 0.013	170	ND3, ND4, F2	326 ± 7	2322.400 ± 0.034
0.181 ± 0.033	170	ND4, ND3, F1	324 ± 7	2321.330 ± 0.033
0.239 ± 0.031	170	ND4, ND3	366 ± 9	2320.260 ± 0.030
0.317 ± 0.060	170	ND3, F3	424 ± 13	2319.660 ± 0.038
0.593 ± 0.127	170	ND3	761 ± 22	2317.700 ± 0.030
0.770 ± 0.160	170	F2	818 ± 24	2317.480 ± 0.031
1.290 ± 0.150	170	-	1346 ± 32	2316.890 ± 0.022

Tabella 5.2: Misura_{1 Hz} - run 2: in questo run ci si è concentrati sulle misure a bassa energia. Il rate a 1 Hz è stato ottenuto come nel run 1. Il gate è 50 ns e t_m 1 μs.

Energia (mJ)	Pump _{GIANT}	filtri	Q _L	f ₀ (MHz)
0	170	beam dumper	4387 ± 18	2329.323 ± 0.001
0.012 ± 0.003	170	ND3, ND4, Ang100, F6	848 ± 10	2328.990 ± 0.012
0.022 ± 0.003	170	ND4, Ang100, F6	635 ± 10	2328.570 ± 0.017
0.046 ± 0.008	170	ND3, Ang100, F3	418 ± 9	2327.610 ± 0.026
0.056 ± 0.006	172	NC	438 ± 5	2328.050 ± 0.012
0.069 ± 0.006	172	ND4, ND, NC	648 ± 6	2327.640 ± 0.016
0.073 ± 0.007	170	ND3, ND4, F6	325 ± 10	2325.690 ± 0.046
0.101 ± 0.007	172	ND1, ND4, NC	324 ± 3	2325.060 ± 0.016
0.106 ± 0.017	170	ND4, F4	325 ± 6	2323.320 ± 0.030
0.133 ± 0.013	170	ND3, ND4, F2	326 ± 7	2322.400 ± 0.034
0.181 ± 0.033	170	ND4, ND3, F1	324 ± 7	2321.330 ± 0.033
0.239 ± 0.031	170	ND4, ND3	366 ± 9	2320.260 ± 0.030
0.244 ± 0.024	172	ND4, ND6	362 ± 6	2320.490 ± 0.019
0.317 ± 0.060	170	ND3, F3	424 ± 13	2319.660 ± 0.038
0.593 ± 0.127	170	ND3	761 ± 22	2317.700 ± 0.030
0.700 ± 0.050	172	ND6	632 ± 12	2317.710 ± 0.012
0.770 ± 0.160	170	F2	818 ± 24	2317.480 ± 0.031
1.180 ± 0.090	172	ND2	1180 ± 15	2317.100 ± 0.012
1.290 ± 0.150	170	-	1346 ± 32	2316.890 ± 0.022
1.530 ± 0.150	172	ND1	1480 ± 13	2316.970 ± 0.008
1.600 ± 0.200	170	-	1654 ± 18	2316.890 ± 0.010
2.140 ± 0.180	172	-	1866 ± 12	2316.950 ± 0.005
2.240 ± 0.130	172	-	1976 ± 12	2316.940 ± 0.005
3.020 ± 0.200	174	-	2001 ± 13	2316.870 ± 0.006
3.420 ± 0.200	175	-	2128 ± 11	2316.920 ± 0.004
3.840 ± 0.200	177	-	2178 ± 10	2316.860 ± 0.004
4.600 ± 0.150	179	-	2185 ± 11	2316.900 ± 0.004
4.970 ± 0.170	181	-	2182 ± 10	2316.910 ± 0.004

Tabella 5.3: Misure 1 Hz - riepilogo: in questa tabella si raggruppano i risultati per i run 1 e 2: infatti le misure sono state effettuate in occasioni distinte e con t_m diversi, nonostante ciò i risultati risultano compatibili ed è quindi possibile analizzarli insieme.

Energia (mJ)	Pump _{GIANT}	filtri	Q ₀	f ₀ (MHz)
0	168	beam dumper	4352 ± 37	2329.380 ± 0.002
0.17 ± 0.01	168	ND3, Ang100, F5	302 ± 3	2325.250 ± 0.016
0.24 ± 0.01	168	ND3, Ang100, F3	254 ± 4	2323.130 ± 0.027
0.37 ± 0.01	168	ND3, Ang100, F1	330 ± 3	2320.000 ± 0.011
0.47 ± 0.02	168	ND3, ND4, F5	394 ± 4	2319.180 ± 0.013
0.61 ± 0.02	168	ND3, ND4, F3	482 ± 4	2318.500 ± 0.011
0.76 ± 0.02	168	ND3, ND4, F2	598 ± 7	2317.880 ± 0.014
0.91 ± 0.03	168	ND4, F6	667 ± 6	2317.590 ± 0.010
1.18 ± 0.02	168	ND3, F6	800 ± 7	2317.320 ± 0.009
1.44 ± 0.05	168	ND3, ND4	1061 ± 9	2317.170 ± 0.009
1.74 ± 0.06	168	ND3, F3	1389 ± 14	2317.070 ± 0.009
2.18 ± 0.04	168	ND3, F2	1682 ± 17	2316.960 ± 0.009
2.90 ± 0.10	168	ND3, F1	1861 ± 13	2316.970 ± 0.007
3.70 ± 0.09	168	F4	1989 ± 23	2316.940 ± 0.010
3.90 ± 0.10	168	ND3	1992 ± 22	2316.900 ± 0.010
4.72 ± 0.11	168	F2	2031 ± 26	2316.930 ± 0.011

Tabella 5.4: **Misura_{2 Hz}**: il rate a 2 Hz è stato ottenuto impostando su GIANT una frequenza di 10 Hz con Q-division 5. Il gate è 1 μ s e t_m 10 μ s.

Bibliografia

- [1] Mauro Antezza, Caterina Braggio, Giovanni Carugno, Antonio Noto, Roberto Passante, Lucia Rizzuto, Giuseppe Ruoso, and Salvatore Spagnolo. Optomechanical rydberg-atom excitation via dynamic casimir-polder coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 113:023601, Jul 2014.
- [2] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, 53(10), 1982.
- [3] C. Braggio, G. Bressi, G. Carugno, C. Del Noce, G. Galeazzi, A. Lombardi, A. Palmieri, G. Ruoso, and D. Zanello. A novel experimental approach for the detection of the dynamical casimir effect. *EPL (Europhysics Letters)*, 70(6):754, 2005.
- [4] C. Braggio, G. Carugno, A. Lombardi, G. Ruoso, and R. K. Sirugudu. Large area photo-detector based on microwave cavity perturbation techniques. *Journal of Applied Physics*, 116(4):-, 2014.
- [5] Yurii E Lozovik, VG Tsvetus, and EA Vinogradov. Parametric excitation of vacuum by use of femtosecond laser pulses. *Physica Scripta*, 52(2):184, 1995.
- [6] J. Mangeney, N. Stelmakh, F. Aniel, P. Boucaud, and J. M Lourtioz. Temperature dependence of the absorption saturation relaxation time in light- and heavy-ion-irradiated bulk gaas. *Applied Physics Letters*, 80(25):4711–4713, Jun 2002.
- [7] R.A. Matula, Center for Information, Numerical Data Analysis, and Purdue University Synthesis. *Electrical Resistivity of Copper, Gold, Palladium, and Silver*. American Chemical Society, 1979.
- [8] H. Němec, L. Fekete, F. Kadlec, P. Kužel, M. Martin, J. Mangeney, J. C. Delagnes, and P. Mounaix. Ultrafast carrier dynamics in br⁺-bombarded inp studied by time-resolved terahertz spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 78:235206, Dec 2008.
- [9] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays. *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley series in beam physics and accelerator technology. Wiley, 2008.

-
- [10] Paul J. Petersan and Steven M. Anlage. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods. *Journal of Applied Physics*, 84(6), 1998.
- [11] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, 2004.
- [12] K. Seeger. *Semiconductor Physics: An Introduction*. Advanced Texts in Physics. Springer, 2004.
- [13] S.M. Sze and K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 2006.
- [14] E. Yablonovitch. Accelerating reference frame for electromagnetic waves in a rapidly growing plasma: Unruh-davies-fulling-dewitt radiation and the nonadiabatic casimir effect. *Phys. Rev. Lett.*, 62:1742–1745, Apr 1989.