

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

SCUOLA DI INGEGNERIA

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Elettronica

TESI DI LAUREA

**SVILUPPO DI UNA SORGENTE DI
IONI AD ABLAZIONE LASER PER
ESPERIMENTI DI FISICA NUCLEARE**

Laureando

Andrea Franci

Relatore

Prof. Piergiorgio Nicolosi

Correlatori

Dott. Alberto Andrightto

Ing. Daniele Scarpa

Anno Accademico 2013/14

Alla mia famiglia
Ai miei amici

Sommario

In questo lavoro di tesi sarà presentato lo sviluppo di una sorgente di ioni ad ablazione laser che verrà utilizzata all'interno del progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro per avere una completa caratterizzazione del plasma formato sotto impulso laser e per futuri esperimenti di ionizzazione laser risonante (RLI).

Nel primo capitolo sarà descritto il progetto SPES in sviluppo al centro INFN dei Laboratori Nazionali di Legnaro, con la descrizione delle tipologie di infrastrutture realizzabili per la produzione dei fasci radioattivi e il loro utilizzo all'interno di molteplici discipline scientifiche.

Nel secondo capitolo verranno esposti i meccanismi di funzionamento dei sistemi laser utilizzati nel processo di ablazione, le proprietà della radiazione laser, le caratteristiche e i processi atomici che regolano un plasma prodotto da ablazione laser. Infine vengono presentati i modelli teorici sviluppati per spiegare la generazione e l'evoluzione di un plasma prodotto per ablazione laser.

Nel terzo capitolo verranno presentati gli esperimenti di ablazione laser svolti. Verrà descritto il setup sperimentale utilizzato, le parti di meccanica progettate e realizzate per il posizionamento degli elettrodi, le diverse prove svolte, le relative condizioni nelle quali si sono svolte, i risultati delle misure e le successive elaborazioni numeriche svolte.

Nel quarto e ultimo capitolo verrà presentato il progetto dello spettrometro di massa a tempo di volo. Verrà descritto il suo principio di funzionamento e la divisione della sua progettazione nelle due fasi: progetto della parte meccanica e progetto della parte elettronica.

Nel progetto della parte meccanica verranno esposti i vincoli che hanno caratterizzato la scelta della struttura e delle sue dimensioni, nonché le tensioni di polarizzazione.

Nel progetto della parte elettronica verranno esposti i vincoli che hanno caratterizzato la scelta della struttura e dei componenti del circuito di acquisizione del segnale dello spettrometro di massa a tempo di volo.

Indice

1	Il progetto SPES	11
1.1	Introduzione fisica nucleare	11
1.2	I nuclei esotici	13
1.3	Produzione di fasci esotici	14
1.3.1	Il metodo IN-FLIGHT	14
1.3.2	Il metodo ISOL	15
1.4	L'acceleratore	18
1.5	La zona di produzione	18
1.5.1	La camera target	18
1.5.2	Il front-end	18
1.5.3	Il separatore di massa e la post accelerazione	19
1.6	Applicazione dei fasci di ioni esotici	19
1.6.1	Applicazioni in fisica nucleare	19
1.6.2	Applicazioni in fisica dello stato solido	20
1.6.3	Applicazioni mediche: tomografia ad emissione posi- tronica	22
1.6.4	Applicazioni in astrofisica	24
1.6.5	Il lavoro di tesi nel contesto del progetto SPES	24
	Bibliografia	27
2	Sorgenti di ioni ad ablazione laser	29
2.1	Introduzione	29
2.2	Sistemi laser	29
2.2.1	Principi di funzionamento laser	29
2.2.2	Laser impulsati a stato solido	31
2.2.3	Q-switching	32
2.2.4	Amplificatori per laser	33
2.2.5	Mode-locking	34
2.2.6	Proprietà della radiazione laser	35
2.3	Ablazione laser	37

2.3.1	Caratteristiche generali di un plasma	38
2.3.2	Processi atomici	38
2.3.3	Modelli teorici dell'equilibrio	41
2.3.4	Processi collettivi	42
2.3.5	Evoluzione di un plasma	43
Bibliografia		49
3	Esperimenti di ablazione laser	51
3.1	Setup sperimentale	52
3.1.1	Laser	53
3.1.2	Camera di interazione da vuoto	54
3.1.3	Trasporto e focalizzazione del fascio laser	55
3.1.4	Strumentazione elettronica	58
3.1.5	Sistema Target-Collettore	61
3.1.6	Software	63
3.2	Misure	64
3.2.1	Caratterizzazione durata dell'impulso laser	64
3.2.2	Prove di focalizzazione	65
3.2.3	Prove di ablazione	68
3.2.4	Prove di ablazione con polarizzazione del collettore	74
4	Progetto e realizzazione del tempo di volo	83
4.1	Struttura del Tempo di Volo	83
4.2	Progetto meccanico	86
4.2.1	Scelta distanze e potenziali con <i>Simion</i> [®]	86
4.2.2	Elettrodi di estrazione ed accelerazione ioni	88
4.2.3	Primi test sul tempo di volo	90
4.3	Progetto elettronico	93
4.3.1	Schema a blocchi del sistema	93
4.3.2	Descrizione del circuito di test	95
4.3.3	Conclusioni	114
5	Conclusioni	115
A	Serie complete dei segnali relativi agli esperimenti di ablazione laser	117
A.0.4	Prove ablazione	117
A.0.5	Prove ablazione con polarizzazione	126
B	Circuito di test per il segnale del Tempo di Volo	137

INDICE

9

C Programma test ciclo di acquisizione del RPi

139

Capitolo 1

Il progetto SPES

1.1 Introduzione fisica nucleare

L'importanza dello studio in fisica nucleare è ormai risaputo in quanto molte delle applicazioni nate in seguito alla ricerca in questo campo vengono utilizzate ogni giorno in diversi ambiti delle nostre vite. Basti pensare ad esempio alla risonanza magnetica applicata alla medicina e alla geofisica o alla radiodattazione al carbonio. L'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare), nato nel 1951, è l'istituto italiano che si occupa della ricerca scientifica nel campo della fisica nucleare, subnucleare e delle astroparticelle, in prosecuzione con la tradizione scientifica in questi campi iniziata negli anni trenta ad opera di Enrico Fermi. L'avanzamento della conoscenza nei settori della fisica nucleare si avvale di nuove strumentazioni e tecnologie che l'INFN sviluppa nei propri laboratori e in collaborazione con il mondo dell'industria. Per meglio capire lo sviluppo di questi campi di ricerca, facciamo una breve introduzione sulla fisica nucleare a partire dalla nascita dei modelli fisici dell'atomo.

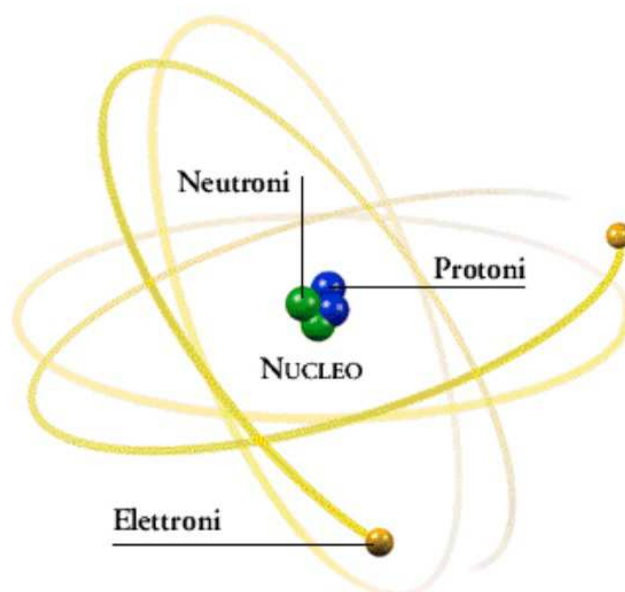


Figura 1.1: Struttura di un atomo con nucleo costituito da protoni e neutroni ed elettroni in orbita intorno ad esso

L'idea che gli atomi costituiscano la materia della quale siamo costituiti e con la quale veniamo in contatto quotidianamente può essere fatta risalire alla dottrina filosofica dell'atomismo (VI secolo a.C. originaria dell'Asia minore, i cui primi esponenti furono Leucippo e Democrito) dalla quale ha preso il nome in quanto veniva considerato l'unità più piccola e indivisibile della materia. E' solamente con la chimica del Settecento e dell'Ottocento che la teoria atomistica trova il suo definitivo riconoscimento scientifico con John Dalton. Tuttavia, le scoperte dell'elettrone (Thompson, 1897), del protone (Rutherford, 1919) e del neutrone (Chadwick, 1932) hanno dimostrato come l'atomo sia in realtà un sistema complesso. Unificando le teorie atomiche proposte da Bohr-Sommerfeld e la meccanica quantistica, negli anni 30 si giunse al modello probabilistico oggi accettato secondo il quale l'atomo sia costituito da un nucleo (composto da protoni e neutroni tenuti insieme dalla forza nucleare forte e nel quale risiede più del 99% della massa atomica) ed elettroni (che attorno al nucleo occupano degli orbitali definiti da valori energetici crescenti all'aumentare della distanza).

La forza nucleare forte, originariamente ipotizzata da Ettore Majorana, è responsabile della stabilità dei nuclei e agisce a distanze molto piccole rispetto, ad esempio, a quelle tra due atomi legati o tra il nucleo e gli elettroni di un atomo. Inoltre il suo nome deriva dal fatto che tra le 4 forze fondamentali conosciute è la più intensa: circa cento volte l'interazione elettromagnetica,

10^5 volte la forza debole e 10^{39} volte la forza di gravità. La branca della fisica che studia la stabilità dei nuclei è la fisica nucleare.

1.2 I nuclei esotici

In generale si osserva che il grado di stabilità di un nucleo atomico è dato dal numero di neutroni e di protoni. Per elementi con bassi numeri atomici Z (fino a 20), il numero di neutroni è pari o di poco superiore al numero dei protoni, mentre all'aumentare di Z si ha un aumento del rapporto tra neutroni e protoni, che si discosta dall'unità in modo da controbilanciare la crescente repulsione elettrostatica tra i protoni. Tale andamento è visibile nella carta dei nuclidi (dovuta al fisico italiano e premio Nobel Emilio Segrè), riportata in Figura 1.2, nella quale sono rappresentati i diversi tipi di nuclei conosciuti in funzione del numero di neutroni e di protoni che li compongono.

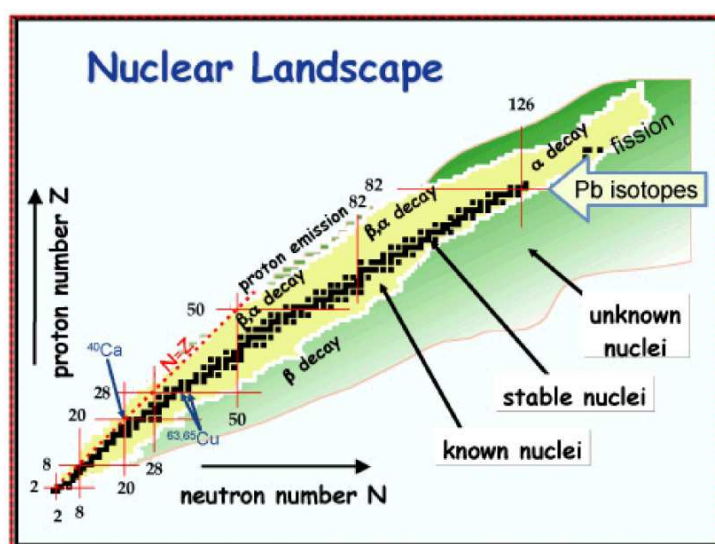


Figura 1.2: Carta dei nuclidi

I nuclei stabili costituiscono quella che viene comunemente detta valle di stabilità. Per elementi con A 40 (ricordando che il numero di protoni Z ed il numero di neutroni N sommati danno il numero di massa $A = Z + M$) la forza coulombiana sposta la linea di stabilità lontano dalla retta sulla quale giacciono i nuclei con $N = Z$ verso nuclei ricchi di neutroni. Inoltre, a causa del corto raggio di azione della forza nucleare forte, si ha una limitazione all'aumento delle dimensioni del nucleo, con l'impossibilità di esistenza in natura per elementi stabili super pesanti.

L'instabilità di un nucleo si ha nel caso di un eccesso o di un difetto dei neutroni rispetto ai protoni. In tal caso il nucleo decade con emissione di particelle e di energia elettromagnetica nel tentativo di raggiungere una nuova configurazione nella quale il numero di protoni e di neutroni è tale da garantire la stabilità. Tuttavia, se anche la nuova configurazione non fosse stabile il processo di decadimento continuerebbe, fino al raggiungimento della stabilità. I nuclei instabili (anche detti radioattivi o esotici) rappresentati nella carta dei nuclidi sono circa 2000 e sono stati prodotti e studiati nei laboratori di ricerca di tutto il mondo, tuttavia calcoli teorici prevedono l'esistenza di un totale di più di 6000 di essi. Molti di questi sono previsti essere nella cosiddetta terra incognita, ovvero l'insieme delle regioni neutron-rich, ovvero dei nuclei ricchi di neutroni, e della regione proton-rich, formata dai nuclei superpesanti (SHE, *Super Heavy Elements*). I confini della terra incognita, chiamati drip lines, delimitano le zone nelle quali possono essere collocati nuovi nuclei, mentre al di là di esse teoricamente i tempi di decadimento dell'eventuale nucleo sarebbero troppo brevi.

1.3 Produzione di fasci esotici

Una parte della ricerca in fisica nucleare si pone come obiettivo la scoperta e lo studio di nuclei esotici per ottenere i quali, a partire da un atomo stabile, se ne modifica il rapporto tra neutroni e protoni con l'utilizzo di appositi acceleratori di particelle. Le *facilities* sono strutture che permettono la produzione di fasci di ioni radioattivi di elevata purezza, intensità ed energia facendo ricorso a due tecniche principali: la IN-FLIGHT o FRS (Fragment Recoil Separator) e la ISOL (Isotope Separation On-Line).

1.3.1 Il metodo IN-FLIGHT

Il metodo IN-FLIGHT utilizza, come già accennato, bersagli sottili e pertanto sfrutta la frammentazione provocata dallo scontro del fascio primario e ne separa i prodotti con campi elettromagnetici, inviandoli successivamente alle sale sperimentali. In Figura 1.3 viene riportato lo schema di una sorgente RIB (Radioactive Ion Beam) con metodo IN-FLIGHT.

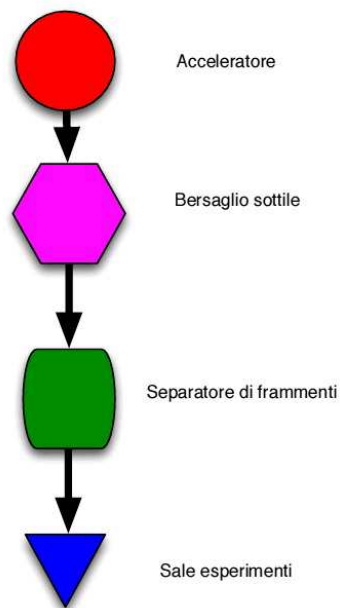


Figura 1.3: Schema del metodo IN-FLIGHT per la produzione di nuclei esotici

L'assenza di un post acceleratore è dovuta al fatto che i prodotti generati in volo acquisiscono energia cinetica dagli ioni del fascio primario e subiscono un'attenuazione trascurabile.

1.3.2 Il metodo ISOL

In Figura 1.4 viene riportato lo schema del metodo ISOL.

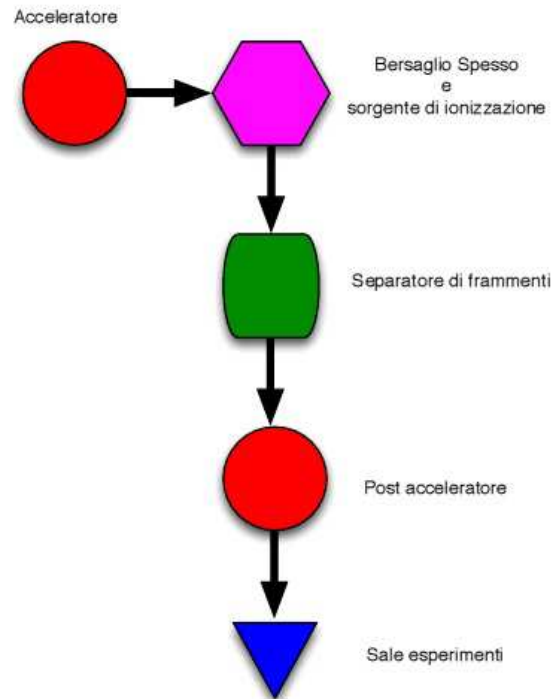


Figura 1.4: Schema del metodo ISOL per le produzioni di nuclei esotici

Le parti che lo compongono sono:

- acceleratore primario
- complesso target-sistema di estrazione e ionizzazione
- separatori di massa
- post acceleratore

Il primo stage del processo vede la produzione da parte dell'acceleratore primario di un fascio di ioni con opportuna energia, il quale viene fatto collidere con il target di materiale fissile ottenendo così, attraverso reazioni nucleari, la produzione di atomi radioattivi. Questi vengono successivamente estratti e ionizzati al fine di guidarli attraverso un primo stadio, costituito dal *front end*, che ha il compito di accelerarli e di mandarli ai separatori elettromagnetici grazie ai quali il fascio viene selezionato chimicamente e reso isobaricamente puro. L'ultimo stage prevede un post acceleratore, che serve

per portare il fascio all'energia richiesta dall'esperimento che verrà eseguito a valle.

La tecnica ISOL permette di ottenere fasci radioattivi con caratteristiche migliori, rispetto a quelli ottenuti con la tecnica IN-FLIGHT, per le applicazioni di studio in fisica nucleare. Il motivo è da ricercarsi nel fatto che i fasci radioattivi prodotti ad esempio dal metodo IN-FLIGHT sono ad alta energia (tra i 50 e i 100 MeV per nucleone) mentre quelli prodotti dal metodo ISOL sono di energia regolabile da valori molto bassi fino a $10 \div 20 MeV$ per nucleone, perciò più adatti a studi di fisica nucleare e di astrofisica, in quanto comparabili con le temperature che si hanno in ambiente stellare. Il principale svantaggio della tecnica ISOL è il tempo che trascorre tra la collisione del fascio primario con il bersaglio e l'estrazione dei prodotti, in quanto si limita l'utilizzo di nuclei con tempi di decadimento inferiori a qualche decina di millisecondi. Pertanto, al fine di migliorare le prestazioni di questo metodo, è necessaria un'accurata progettazione del gruppo bersaglio-sorgente per ottenere una buona sintesi tra gli obiettivi di purezza del fascio, bassi tempi di ritardo e alta efficienza di produzione.

Il calcolo dell'intensità degli ioni radioattivi prodotti con il metodo ISOL è dato dalla seguente formula:

$$I = \sigma \cdot \phi \cdot T \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \quad (1.1)$$

dove:

- σ è la sezione d'urto per le reazioni nucleari di interesse;
- ϕ è l'intensità di corrente del fascio primario;
- T è lo spessore utile della targhetta;
- ϵ_1 è l'efficienza di rilascio (dovuta agli effetti di diffusione e di effusione all'interno del target);
- ϵ_2 è l'efficienza di ionizzazione della sorgente;
- ϵ_3 è l'efficienza di trasmissione dell'acceleratore finale (separatore di massa isobarico, charge breeder, linee di trasporto fino agli apparati di rivelazione nelle sale sperimentali);

Esistono tuttavia applicazioni nell'ambito delle energie intermedie nelle quali i due metodi possono essere combinati, in modo da sfruttare i vantaggi che comporta l'utilizzo di ognuna di esse.

1.4 L'acceleratore

L'acceleratore primario è costituito da una sorgente di ioni o protoni a bassa energia (decine di keV), e che li inietta in un acceleratore in grado di accelerarli fino ad un massimo di $1 GeV$ e qualche mA di corrente.

1.5 La zona di produzione

Il fascio primario, opportunamente accelerato, viene fatto collidere contro un bersaglio di materiale fissile, il quale reagisce generando isotopi radioattivi tramite reazioni nucleari. Il target è posto all'interno di una camera della quale è prevista la rimozione una volta terminato il periodo di irraggiamento, in modo che possano essere introdotti nuovi bersagli e che quelli vecchi possano essere sistemati in un luogo adatto ad ospitare le scorie radioattive. L'area di produzione si divide in due parti principali:

- La camera target
- Il front-end

1.5.1 La camera target

E' una struttura che internamente prevede il posizionamento e il riscaldamento del bersaglio tramite effetto joule, mentre esternamente viene raffreddato. La doppia funzione di riscaldamento del target è di evitare lo sticking e per ionizzare. Il suo posizionamento nella catena di produzione è tra il front-end protonico ed il front-end radioattivo.

1.5.2 Il front-end

E' costituito dal front-end protonico (FEP), che trasporta il fascio di ioni o protoni fino alla camera target, e il front-end radioattivo (FER), che trasporta il fascio radioattivo fino alle sale per gli esperimenti a valle dell'intero sistema. La sua funzione è garantire stabilità al fascio e alla camera target durante la produzione degli ioni radioattivi. Deve fornire collegamenti per il circuito di raffreddamento dell'acqua, per il riscaldamento per effetto joule del bersaglio e per il circuito da vuoto, che deve mantenersi costante a circa $10^{-6} mbar$ per avere sufficiente precisione nelle misure.

1.5.3 Il separatore di massa e la post accelerazione

Dopo la fase di produzione degli atomi radioattivi, dev'essere effettuata la loro estrazione e ionizzazione. Questo avviene nel front-end, che successivamente manda il fascio ionizzato ai separatori elettromagnetici, nei quali avviene la purificazione del fascio. A questo punto è possibile accelerare nuovamente gli ioni all'energia richiesta dall'esperimento a valle del sistema.

1.6 Applicazione dei fasci di ioni esotici

Tale struttura di produzione, sebbene molto complicata ed onerosa, viene giustificata dalle varie applicazioni e ricadute che lo studio di tali ioni esotici ha sui vari settori di ricerca ed industria.

1.6.1 Applicazioni in fisica nucleare

Verifica del modello standard

Nello studio della fisica delle particelle, il modello standard è la migliore base teorica che descrive le funzioni e le proprietà di tutte le particelle e tre delle quattro interazioni fondamentali, ovvero l'interazione nucleare forte, l'elettromagnetismo e l'interazione nucleare debole. Tale modello ha tuttavia delle lacune che possono essere colmate grazie ad alcuni esperimenti tra i quali si ha lo studio delle proprietà di decadimento dei nuclei e che possono essere effettuati grazie ai fasci radioattivi.

Studio della struttura dei nuclei complessi

Le conoscenze raggiunte sui modelli di meccanica quantistica permettono il calcolo delle interazioni all'interno dei nuclei più leggeri. Tuttavia al crescere della densità di protoni e neutroni, le interazioni tra nucleoni (neutroni e protoni) subiscono delle variazioni e al momento non si dispone di modelli che siano in grado di quantificare le interazioni totali per gran parte dei nuclei presenti nella carta dei nuclidi. Si cerca quindi di avere una trattazione unificata per tutti i tipi di nuclei in modo da utilizzare un solo modello onnicomprensivo, e esperimenti con nuclei esotici vanno in questa direzione.

Misure della dimensione del nucleo: i nuclei Halo

Per i nuclei lontani dalla valle di stabilità, si possono avere energie di interazione tra nucleoni di valore molto basso e tali da causare la formazione di strutture particolari dette ad anello (in inglese halo). Al fine di indagare

la distribuzione dei nucleoni all'interno di questi nuclei, vengono effettuati esperimenti di spettroscopia atomica nei quali sono impiegati, assieme a luce laser collineata, dei fasci di nuclei radioattivi sia a bassa che ad alta energia.

Produzione di elementi superpesanti

Gli elementi presenti in natura sono circa 90, tuttavia negli ultimi anni l'utilizzo di reazioni di fusione nucleare ha permesso la sintesi di nuclei di elevato peso atomico, arrivando al numero atomico 112 e prevedendo ulteriori progressi negli anni a venire. In particolare l'utilizzo di fasci intensi di nuclei esotici ricchi di neutroni, accoppiati a target stabili anch'essi ricchi di neutroni, potrebbe consentire la sintesi di nuovi nuclei di elevato peso atomico situati vicino alla isola di stabilità nella carta dei nuclidi (una combinazione di 114 protoni e 184 neutroni che sembra garantire la stabilità del nucleo).

1.6.2 Applicazioni in fisica dello stato solido

La tecnica *radio tracer diffusion*, nata nel 1920, consiste nell'impiantare all'interno di un sistema solido dei nuclei radioattivi e di studiarne il decadimento, rilevando le particelle o le radiazioni gamma da essi emesse. Questa tecnica permette di captare segnali anche da pochissimi atomi e rappresenta uno dei metodi più comuni per studiare i processi di diffusione atomica nei solidi. Il sistema ospitante può essere drogato con i radioisotopi sonda per diffusione, tramite reazione nucleare, oppure per impianto ionico. La scelta dell'atomo radioattivo da utilizzare per un determinato esperimento viene fatta in base alla natura chimica e alle proprietà nucleari di quest'ultimo. L'uso di tale tecnica consente di:

- osservare, tramite i prodotti di decadimento, l'interazione tra l'atomo sonda e l'intorno reticolare che lo circonda;
- ottenere informazioni riguardanti il campo elettrico e magnetico all'interno del cristallo;
- studiare i processi diffusivi e le interazioni tra gli atomi sonda;
- indagare i tipi di difetti presenti nel cristallo.

Lo sviluppo di semiconduttori di piccole dimensioni aventi caratteristiche ottiche ed elettriche ottimali richiede un controllo completo dei difetti che governano tali proprietà, sia intrinseci (come le vacanze interstiziali) che estrinseci (come i droganti e le impurità atomiche): per tale motivo sia la

ricerca di base che quella applicata stanno concentrando notevoli sforzi nello studio dei difetti e dell'attivazione elettrica dei droganti in diversi semiconduttori. Analogamente agli isotopi stabili, gli isotopi radioattivi influenzano le proprietà elettroniche ed ottiche dei semiconduttori in base alla loro natura chimica ed alla loro posizione all'interno del reticolo cristallino: in particolare, poiché le proprietà elettroniche ed ottiche dei semiconduttori dipendono oltre che dal tipo di semiconduttore anche dalle sue dimensioni, si è dimostrato che in semiconduttori molto piccoli tali proprietà possono essere sensibilmente alterate da un difetto presente con concentrazione minore di $10^{12} \text{ atomi cm}^{-3}$; per controllare in maniera affidabile le prestazioni dei semiconduttori sono quindi necessarie tecniche sperimentali che combinino un'alta sensibilità chimica con un'alta sensibilità per la determinazione di basse concentrazioni di difetti.

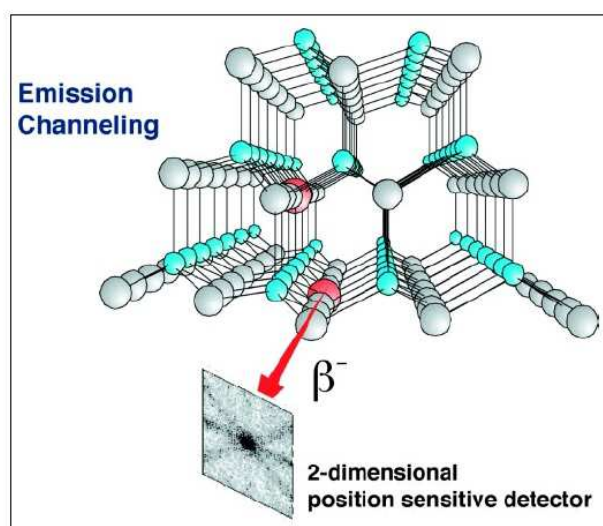


Figura 1.5: Schema del reticolo cristallino con un'immagine ottenuta dall'emissione di elettroni degli atomi radioattivi inseriti nel materiale

Per decenni la principale tecnica di rilevazione delle impurezze all'interno di un cristallo è stata il channeling: in tale tecnica un fascio di ioni viene guidato lungo le righe atomiche o lungo i piani del cristallo (canali), tuttavia non è possibile determinare concentrazioni di difetti inferiori a $10^{18} \text{ atomi cm}^{-3}$. La sensibilità di tale tecnica può essere profondamente aumentata impiantando all'interno del cristallo impurezze radioattive che emettono particelle cariche (emission channeling). La misura dell'emissione lungo differenti dire-

zioni cristalline permette la determinazione del sito cristallografico dell'atomo emittente con un'accuratezza di pochi decimi di Å.

1.6.3 Applicazioni mediche: tomografia ad emissione positronica

Prima di procedere si forniscono alcune fondamentali definizioni:

- L'antimateria è la materia composta da antiparticelle: si tratta di particelle aventi la stessa massa e caratteristiche opposte a quelle che costituiscono la materia ordinaria;
- Il positrone (detto anche antielettrone) è l'equivalente di antimateria dell'elettrone ed ha carica elettrica pari a $1,602 \cdot 10^{-19} C$. Quando un positrone si annichila con un elettrone, la loro massa viene convertita in energia, sotto forma di due fotoni ad altissima energia nella banda dei raggi gamma. Un positrone può essere generato dal decadimento radioattivo con emissione di positroni, o dall'interazione con la materia di fotoni con energia superiore a $1,022 MeV$.

Sebbene utilizzata principalmente per studiare le interazioni tra particelle elementari, l'antimateria ha anche un'applicazione tecnologica: la Tomografia ad Emissione Positronica (PET, Positron Emission Tomography) una tecnica di medicina nucleare e diagnostica medica che utilizza l'emissione di positroni per realizzare immagini tridimensionali o mappe ad alta risoluzione degli organi interni dei pazienti. La procedura PET inizia con l'iniezione (generalmente per via endovenosa) nel soggetto da esaminare, di un isotopo tracciante di breve vita media, legato chimicamente ad una molecola attiva a livello metabolico. Dopo un tempo di attesa durante il quale la molecola metabolicamente attiva (spesso uno zucchero), raggiunge una determinata concentrazione all'interno dei tessuti organici da analizzare, il soggetto viene posizionato nello scanner.

L'isotopo di breve vita media decade, emettendo un positrone. Dopo un percorso che può raggiungere al massimo pochi millimetri, il positrone si annichila con un elettrone, producendo una coppia di fotoni (di energia paragonabile a quella dei raggi gamma) emessi in direzioni opposte fra loro (sfasate di 180° lungo una stessa retta); questi fotoni sono successivamente rilevati dal dispositivo di scansione grazie anche all'impiego di speciali tubi fotomoltiplicatori. Punto cruciale della tecnica è la rilevazione simultanea di coppie di fotoni: i fotoni che non raggiungono il rivelatore in coppia, cioè entro un intervallo di tempo di pochi nanosecondi, non sono presi in considerazione; dalla misurazione della posizione in cui i fotoni colpiscono il

rilevatore (ogni coppia di fotoni individua una retta), si può ricostruire la posizione del corpo da cui sono stati emessi (teoricamente con due coppie di fotoni, e dunque con due rette, è possibile individuare il punto di emissione dei fotoni), permettendo la determinazione dell'attività o dell'utilizzo chimico all'interno delle parti del corpo investigate.



Figura 1.6: scanner impiegato nella tecnica di rilevazione PET

Lo scanner utilizza la rilevazione delle coppie di fotoni per mappare la densità dell'isotopo nel corpo; la mappa risultante rappresenta i tessuti in cui la molecola campione si è maggiormente concentrata e viene letta e interpretata da uno specialista in medicina nucleare o in radiologia al fine di determinare una diagnosi ed il conseguente trattamento. Spesso, e sempre più frequentemente, le scansioni della Tomografia a Emissione di Positroni sono raffrontate con le scansioni a Risonanza Magnetica Nucleare, fornendo informazioni sia anatomiche e morfologiche, sia metaboliche (in sostanza, su come il tessuto o l'organo siano conformati e su cosa stiano facendo). La PET è usata estensivamente in oncologia clinica (per avere rappresentazioni dei tumori e per la ricerca di metastasi) e nelle ricerche cardiologiche e neurologiche.

Ad ogni modo, mentre gli altri metodi di scansione, come la TAC e la RMN permettono di identificare alterazioni organiche e anatomiche nel corpo umano, le scansioni PET sono in grado di rilevare alterazioni a livello biologico molecolare che spesso precedono l'alterazione anatomica, attraverso l'uso di marcatori molecolari che presentano un diverso ritmo di assorbimento a seconda del tessuto interessato. Con una scansione PET è possibile visualizzare e quantificare con discreta precisione il cambio di afflusso sanguigno

nelle varie strutture anatomiche (attraverso la misurazione della concentrazione dell'emettitore di positroni iniettato). I radionuclidi utilizzati nella scansione PET sono generalmente isotopi con breve tempo di dimezzamento, come C ($\sim 20 \text{ min}$), N ($\sim 10 \text{ min}$), O ($\sim 2 \text{ min}$) e F ($\sim 110 \text{ min}$). Per via del loro basso tempo di dimezzamento, i radioisotopi devono essere prodotti da un ciclotrone posizionato in prossimità dello scansionatore PET. La PET gioca un ruolo sempre maggiore nella verifica della risposta alla terapia, specialmente in particolari terapie anti-cancro; si prospettano dunque per essa sempre maggiori applicazioni e sviluppi.

1.6.4 Applicazioni in astrofisica

L'astrofisica nucleare gioca un ruolo fondamentale nella comprensione della struttura, evoluzione e composizione dell'Universo e dei suoi costituenti. Le stelle generano energia attraverso reazioni nucleari coinvolgenti sia nuclei stabili che radioattivi. A volte, il consumo del carburante nucleare procede stabilmente e dura bilioni di anni, altre volte è esplosivo e dura pochi minuti o pochi secondi. Nelle differenti fasi della consumazione delle stelle vengono sintetizzati nuovi elementi chimici, sia tramite processi di nucleosintesi che seguono strettamente la valle di stabilità, sia attraverso processi che si svolgono in un territorio sconosciuto. Per sviluppare un modello che descriva il meccanismo di nucleosintesi, è necessario misurare le rese delle reazioni nucleari relative ai principali cicli astrofisici e le caratteristiche di decadimento di molti nuclei tuttora sconosciuti. Queste essenziali informazioni includono i tempi di vita, le masse ed i principali canali di decadimento di un numero di nuclei chiave lontani dalla stabilità. Le reazioni nucleari coinvolgenti nuclei instabili possono essere misurate unicamente con un fascio radioattivo: per tale motivo si prevede che la nuova generazione di facilities per la produzione di fasci radioattivi risulterà di fondamentale importanza per la comprensione della sintesi elementare nell'Universo.

1.6.5 Il lavoro di tesi nel contesto del progetto SPES

L'importanza assunta negli anni dai fasci radioattivi, sia per la ricerca teorica che applicata, ha spinto la comunità scientifica internazionale a costruire numerose facilities per la loro produzione: il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro rientra nell'ambito della realizzazione di una facility europea di tipo ISOL ad alte prestazioni (progetto EURISOL); la realizzazione operativa di tale progetto prevede l'allestimento di una facility intermedia in grado di ottenere come prestazioni $10^{13} \text{ fissioni s}^{-1}$ in un

target formato da 7 dischi in Carburo di Uranio bombardati da un fascio protonico di 40 MeV a $0,2\text{ mA}$.

Il presente lavoro di tesi si inserisce all'interno del progetto SPES, con l'obiettivo di indagare il fenomeno dell'interazione laser-materia attraverso la realizzazione di esperimenti di ablazione laser e di progettare e costruire uno spettrometro di massa a tempo di volo nelle sue parti meccanica ed elettronica.

L'ablazione laser verrà utilizzata all'interno dello spettrometro al fine di avere una completa caratterizzazione del plasma formato sotto impulso laser ed in futuro con l'obiettivo di avere a disposizione una sorgente di atomi per esperimenti di ionizzazione laser risonante (RLI).

Bibliografia

- [1] <http://www.infn.it>
- [2] Manzolaro, *Analisi termica e strutturale del bersaglio diretto per la produzione di fasci radioattivi per il progetto SPES*, Tesi di Laurea Specialistica a.a. 2006-2007, Università degli Studi di Padova
- [3] G. Diavola, *Fasci radioattivi di ioni ai laboratori nazionali del sud dell'INFN: il progetto EXCYT*, Il Saggiatore, 1999
- [4] M. Lindross, *of ISOL-type radioactive beam facilities*, EPAC, 2004
- [5] <http://www.ganil.fr/eurisol/EURISOLlinks.html>
- [6] A. Andrichetto et al., *The SPES Project At LNL,AIP* (American Institute of Physics), 2009
- [7] G. Meneghetti, M. Manzolaro, A. Andrichetto, *Design of the Spes Target Heating System: theoretical analyses and comparison with experimental data*, TNC CAE, 2008
- [8] G. Prete, A. Covello, *SPES Technical Desing Report*, Laboratori Nazionali di Legnaro, 2008
- [9] http://www.lnl.infn.it/spes/TDR2008/tech_design0808_index.htm
- [10] M. Deicher, *Radioactive isotopes in solid state physics*, Vol 33 No 3, Europhysics News, 2002
- [11] Salvatore Cappello, *Diagnostica di fasci radioattivi con rivelatore di particelle per la facility EXCYT dei LNS*, Tesi di Laurea Specialistica a.a. 1998-1999, Università degli Studi di Catania
- [12] <http://www.lns.infn.it/excyt/index.html>
- [13] M. Re, D. Garufi, M. Menna, G. Raia, Guttone , *Thermal simulation for the EXCYT target assembly*, LNS Activity Report 2003

Capitolo 2

Sorgenti di ioni ad ablazione laser

2.1 Introduzione

Le prime proposte avanzate per l'utilizzo di un plasma generato da laser come sorgente di ioni risalgono a due studi tra loro indipendenti di Peacock e Pease e di Byckovsky *et al.* del 1969. A partire dagli anni 70 vi è stato lo sviluppo di numerose applicazioni delle Laser Ion Source (LIS) nei centri di ricerca di tutto il mondo, con iniezione di ioni ad esempio per sistemi a sincrotrone, acceleratori di Van-De-Graaf, acceleratori RFQ e l'LHC di Ginevra.

Tra le varie tecniche utilizzabili per formare un plasma dal quale derivare una sorgente di ioni, quella basata sull'ablazione laser è in grado di fornire un plasma con caratteristiche di elevate temperature e densità di ioni ed elettroni. Storicamente il plasma prodotto da laser ha fornito valide sorgenti per la spettroscopia atomica, in modo particolare per lo studio delle specie altamente ionizzate.

Grazie allo stimolo dato dalla ricerca sulla fusione, sono stati progettati e costruiti laser di potenze sempre maggiori ed è stato inoltre sviluppato un considerevole lavoro teorico sull'idrodinamica dei plasmi.

2.2 Sistemi laser

2.2.1 Principi di funzionamento laser

L'acronimo LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) indica il principio col quale si riesce a generare l'amplificazione di



Figura 2.1: Emissione Stimolata in un sistema a 2 livelli di energia

un'onda elettromagnetica, ovvero attraverso il processo dell'emissione stimolata.

Riferendoci per semplicità alla struttura atomica a due livelli di energia di Figura 2.1, dove E_1 ed E_2 sono rispettivamente il livello fondamentale e il livello eccitato, si ha emissione stimolata quando un fotone di energia opportuna incide sull'elettrone che si trova su E_2 . Se l'energia del fotone coincide con quella di una transizione permessa tra livelli diversi, ovvero la differenza di energia tra E_1 ed E_2 , si può avere l'emissione di un secondo fotone avente uguale energia, direzione di propagazione e fase del fotone incidente. Sfruttando queste caratteristiche è possibile avere l'effetto di amplificazione della radiazione incidente.

Definito il meccanismo di emissione stimolata, è ora necessario disporre di una particolare struttura atomica e di una tecnica per realizzare il laser. All'equilibrio termico e nelle più comuni condizioni di lavoro, il cristallo di un laser presenta una struttura atomica nella quale i singoli atomi sono quasi tutti nello stato fondamentale e poichè domina il meccanismo di assorbimento, non siamo in grado di avere un'amplificazione della radiazione incidente mediante emissione stimolata.

La condizione di operazione del laser, detta inversione di popolazione, si verifica quando il numero di elettroni nello stato E_2 è maggiore di quello nello stato E_1 . Per riuscire a raggiungere tale condizione di operazione non è tuttavia sufficiente fornire energia, ad esempio con un'onda EM di frequenza corrispondente al salto di energia tra E_1 ed E_2 , poichè si raggiungerebbe una condizione di equilibrio nella quale i meccanismi di assorbimento e di emissione stimolata sarebbero tra loro bilanciati e i due livelli di energia E_1 ed E_2 si troverebbero occupati in ugual misura. E' perciò necessario disporre di una particolare struttura atomica del cristallo ad almeno 3 livelli, nella quale le transizioni permesse seguano un'ordine che permette il raggiungimento

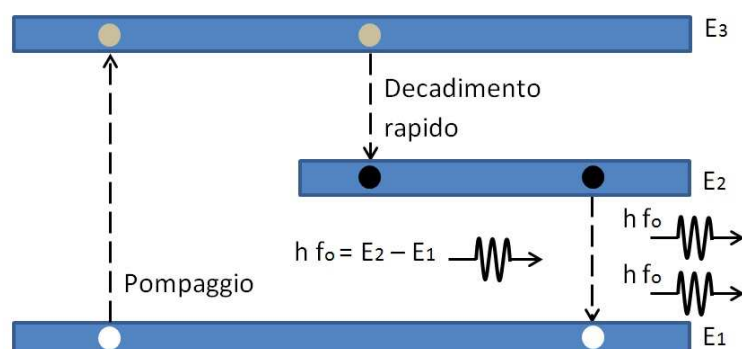


Figura 2.2: Emissione stimolata in un sistema a 3 livelli di energia

dell'inversione di popolazione.

Con riferimento alla Figura 2.2, oltre al livello fondamentale E_1 sono presenti due livelli eccitati, il primo dei quali E_3 a decadimento rapido verso E_2 senza emissione di radiazione, ed E_2 avente un tempo di decadimento più lento verso E_1 con emissione di radiazione. Quest'ultimo livello permette l'inversione di popolazione e la conseguente prevalenza del processo di emissione stimolata.

Nel laser a 4 livelli di Figura 2.3, sopra al livello fondamentale E_0 è presente un ulteriore livello energetico E_1 a decadimento rapido senza emissione, che definisce il gap energetico della transizione laser. Infine, per completare il sistema laser vengono inseriti due specchi piani e paralleli posizionati lateralmente al cristallo, i quali determinano la direzione del fascio generato formando così una cavità ottica risonante di Fabry-Pérot (Figura 2.4).

Tali specchi permettono la formazione di un campo EM stazionario e garantiscono l'effetto moltiplicatore del laser: un fotone generato uscente dal cristallo verrà riflesso nuovamente al suo interno e potrà, per effetto dell'emissione stimolata, generare a sua volta un altro fotone.

2.2.2 Laser impulsati a stato solido

Tra le diverse tecniche di costruzione di un sistema laser, quelli a stato solido sono stati tra i primi ad essere sviluppati (Maiman, 1960) e vengono tutt'ora utilizzati per le loro caratteristiche di compattezza.

Nei laser a rubino e neodimio il cristallo viene pompato da un'intensa radiazione ottica fornita da apposite lampade e quando viene raggiunto un livello sufficiente di inversione di popolazione il processo di emissione stimola-

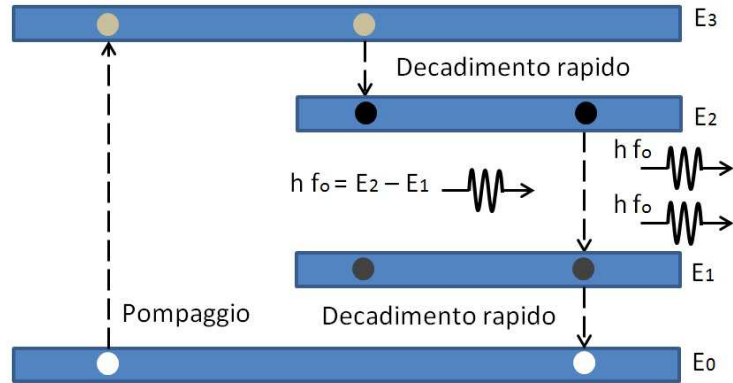


Figura 2.3: Emissione stimolata in un sistema a 4 livelli di energia

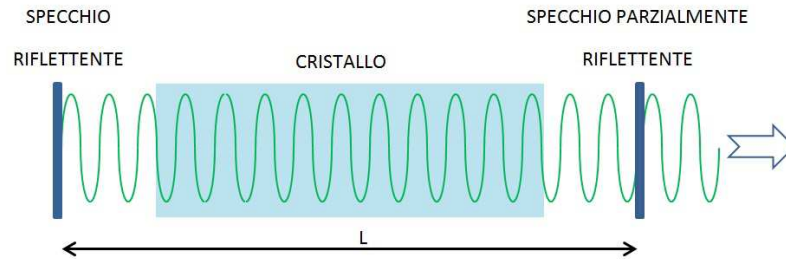


Figura 2.4: Cavità ottica laser di Fabry-Pérot

ta diviene dominante. Infine uno dei due specchi che formano la cavità ottica è solo parzialmente riflettente in modo che la radiazione laser possa essere estratta dal sistema. Durante un singolo "pompaggio" da parte delle lampade, si verificano molti cicli di rilassamento e vengono perciò emessi molti impulsi laser. Tali cicli sono costituiti, in ordine, dalle fasi di raggiungimento dell'inversione di popolazione, seguita da una fase di emissione stimolata, la quale termina il ciclo con la ridiscesa delle popolazioni di elettroni sotto il livello critico.

2.2.3 Q-switching

In molte applicazioni, come la produzione di un plasma, sono richieste durate di impulso maggiori rispetto a quelle dei singoli impulsi che si hanno nel continuo processo di inversione di popolazione e rilassamento. Inoltre

sono necessarie potenze superiori che necessitano di una elevata inversione di popolazione molto superiore alla soglia.

Questo obiettivo è stato raggiunto nello sviluppo dei laser dalla tecnica del Q-switching che permette la formazione di quello che viene chiamato impulso gigante. Tale tecnica è anche nota come metodo di variazione rapida del fattore di merito Q della cavità, proporzionale al rapporto tra l'energia immagazzinata nel cristallo e l'energia che viene dissipata ad ogni ciclo e perciò detto fattore di qualità.

L'idea che sta alla base di questa tecnica è di inibire l'azione laser per un certo tempo dopo la fase di pompaggio, fino al raggiungimento di un livello ottimale nella inversione di popolazione. Viene richiesta tuttavia un'elevata velocità di operazione per la trasmissione della radiazione attraverso la cavità.

Tale tipo di sistema può essere implementato con metodi diversi:

- **interuttori elettroottici:** conosciuto come effetto Kerr o effetto Pockels, vengono combinati tra loro una cella di Pockels ed un polarizzatore per ottenere un sistema che permette di essere fatto commutare istantaneamente con l'utilizzo di un adeguato impulso di tensione al cristallo birifrangente della cella;
- **assorbitori saturabili:** viene introdotto lungo il cammino ottico uno strato capace di assorbire la lunghezza d'onda della radiazione laser e con una bassa intensità di saturazione. L'attenuazione introdotta è sufficiente ad inibire l'azione laser mentre il processo di emissione stimolata aumenta il numero di fotoni nella cavità. Una volta raggiunta la saturazione dell'assorbitore si ha l'istantanea emissione della radiazione laser;
- **specchio rotante:** uno dei due specchi che realizzano la cavità ottica viene fatto ruotare ad una velocità molto alta (50000 giri al minuto) attorno ad un asse perpendicolare alla direzione di propagazione della radiazione. L'azione laser si ha nell'istante in cui gli specchi sono tra loro paralleli, mentre nelle fasi rimanenti si ha accumulo di inversione di popolazione.

2.2.4 Amplificatori per laser

La costruzione di un sistema laser ad alta potenza vede la combinazione in cascata di una sorgente laser in bassa potenza e di alcuni amplificatori ottici. Lo scopo è di mantenere un buon controllo sulle caratteristiche di uscita e di modi di oscillazione della sorgente e aumentare la potenza totale agendo solo sugli amplificatori a valle.

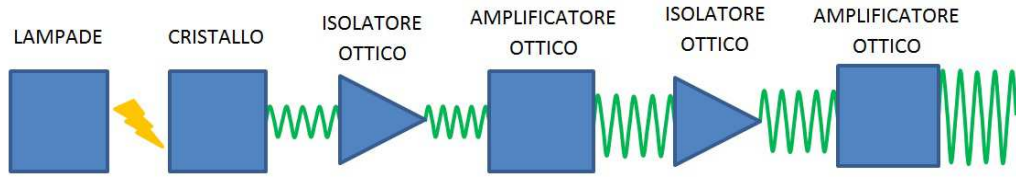


Figura 2.5: Struttura interna di un sistema laser

Un amplificatore ottico è formato da un cristallo dello stesso materiale della sorgente laser, pompato in modo sincronizzato con la sorgente stessa. Al momento del passaggio della radiazione nel cristallo dell'amplificatore è presente una elevata inversione di popolazione, perciò si ha emissione stimolata e quindi un aumento in ampiezza dell'impulso laser.

Con riferimento alla figura 2.5 in sistema laser possono essere presenti più stadi di amplificazione e nel passaggio tra due stadi successivi, siano essi laser e amplificatore o due amplificatori, deve essere inserito un dispositivo detto optoisolatore. Idealmente, un tale dispositivo ha sulla radiazione laser lo stesso effetto che un diodo ha sulla corrente elettrica, ovvero permette il passaggio della radiazione in una sola direzione e la inibisce nell'altra. Il motivo del loro utilizzo è dovuto al fatto che una riflessione della radiazione può causare un deterioramento della forma dell'impulso laser o, nella peggiore delle ipotesi, un serio danneggiamento dell'oscillatore.

2.2.5 Mode-locking

Gli specchi piani e paralleli introdotti lateralmente al cristallo laser costituiscono una cavità ottica di Fabry-Pérot che permette la formazione di una famiglia di onde stazionarie con modi longitudinali e trasversi alla cavità stessa.

Essendo la lunghezza d'onda molto più piccola rispetto alle dimensioni della cavità, può instaurarsi un numero abbastanza grande di modi longitudinali, separati in frequenza di una quantità pari a $\frac{c}{2L}$, dove c è la velocità della luce nel vuoto ed L è il cammino ottico tra i due specchi. Di tutti i modi longitudinali possibili, vengono eccitati solo quelli che ricadono nello spettro dell'emissione laser del cristallo, cioè tipicamente tra i 50 e i 500 modi.

Nel caso in cui un numero sufficiente di modi adiacenti venga eccitato con ampiezze confrontabili e relazioni di fase regolari, si può dimostrare che l'uscita del sistema è una sequenza di impulsi ad alta energia equispaziati temporalmente di $\frac{2L}{c}$. Quando un laser opera in questa modalità viene detto

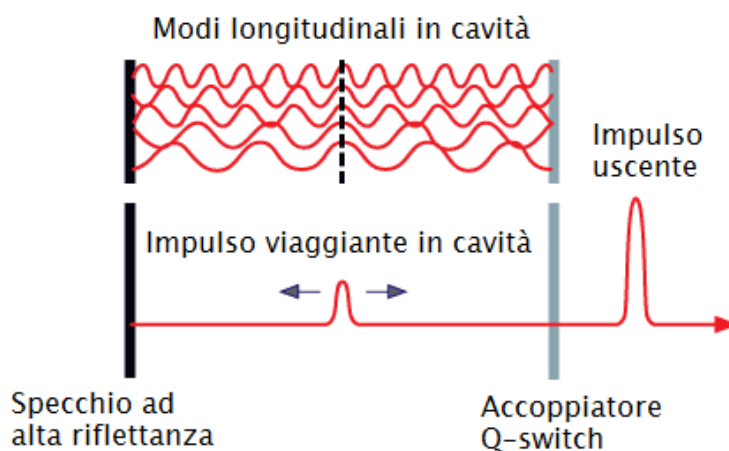


Figura 2.6: Impulso laser ottenuto dalla tecnica del modelocking e del Q-switching

mode-locked e se il sistema è di tipo Q-switching, il treno di impulsi sarà contenuto entro il profilo dell'impulso gigante. Lo strato utilizzato per assorbire la radiazione nella tecnica Q-switching può, in modo particolare se posizionato nella giusta zona del cammino ottico, essere utilizzato per ottenere il mode-locking.

Questo metodo permette la generazione di treni di impulsi ad alta energia e della durata di centinaia di picosecondi. Grazie allo switching ottico è inoltre possibile selezionare un singolo impulso e farlo passare attraverso stadi di amplificazione facendone aumentare l'energia, come riportato in Figura 2.6. Il ruolo dei modi trasversali, finora trascurato, comporta una indesiderata dispersione angolare del fascio laser uscente.

2.2.6 Proprietà della radiazione laser

Le caratteristiche più importanti di un fascio laser sono [3] :

- **Direzionalità:** A differenza di altre sorgenti di radiazione elettromagnetica, la radiazione laser si propaga in una direzione ben definita, determinata dal sistema di specchi posti alle estremità del cristallo che danno origine all'onda elettromagnetica oscillante. Inoltre la bassa divergenza del fascio è dovuta al ridotto numero di modi trasversi presenti in cavità;

- **Coerenza:** i fronti d'onda delle onde viaggianti nella cavità hanno piani molto vicini tra loro e le radiazioni emesse dagli atomi si combinano in fase per formare un fronte d'onda comune. Vi sono due tipi di coerenza:
 - Coerenza spaziale: data un'onda E.M. e presi due punti P_1 e P_2 sul fronte d'onda al tempo t_0 , per definizione si ha che la differenza di fase tra i rispettivi campi elettrici E_1 ed E_2 nei due punti è zero. Se la differenza di fase rimane nulla per qualsiasi istante t , i due punti si diranno coerenti.
Si dirà che l'onda E.M. possiede *coerenza spaziale perfetta* se questo avviene per ogni coppia di punti del fronte d'onda, mentre si ha *coerenza spaziale parziale* se si può introdurre un'area di coerenza opportunamente definita che contenga sia P_1 sia P_2 ;
 - Coerenza temporale: data un'onda E.M. ed un punto P dello spazio, consideriamo il campo elettrico $E(P)$ in due diversi istanti temporali separati tra loro di una quantità τ : $E(P, t)$ ed $E(P, t + \tau)$.
Si dirà che l'onda E.M. possiede *coerenza temporale perfetta* se la differenza di fase tra i due campi elettrici considerati rimane costante al variare di t e per ogni τ , mentre si parlerà di *coerenza temporale parziale* con un tempo di coerenza pari a τ_0 se la differenza di fase rimane costante per $0 \leq \tau \leq \tau_0$;
- **Brillanza:** definita come la potenza emessa da una sorgente di onde E.M. per unità di superficie e di angolo solido. Si ha una brillantezza molto elevata come conseguenza del fatto che il fascio laser possiede eccellenti proprietà direzionali;
- **Monocromaticità:** la radiazione laser può essere resa monocromatica grazie al fatto che tramite l'emissione stimolata si ha produzione di fotoni con una certa lunghezza d'onda e una certa larghezza di riga e che quest'ultima può essere ridotta scegliendo opportunamente la lunghezza della cavità ottica, in modo da vincolare le lunghezze d'onda della campo E.M. oscillante che si instaura;
- **Breve durata dell'impulso:** Ottenuta grazie alla tecnica del mode-locking precedentemente presentata, comporta una concentrazione dell'energia nel tempo. Per laser a liquido e a stato solido si ottengono impulsi di durate dell'ordine della decina di femtosecondi.

La radiazione emessa dai laser differisce di molto dalla radiazione emessa dalle altre sorgenti tradizionali. Confrontiamo ad esempio un laser a rubino o neodimio con una sorgente a filamento incandescente: per un laser con potenze di picco da $1MW$ a $100MW$, possiamo stimare tra 10^{25} e 10^{27} il numero di fotoni emessi al secondo, mentre per un filamento incandescente di tungsteno a $2800K$ e di $1cm^2$ di area, con una lunghezza d'onda tra $450nm$ e $650nm$, si ha una emissione di 10^{23} fotoni al secondo cioè 4 ordini di grandezza inferiore rispetto al laser. Inoltre il filamento non presenta le proprietà di coerenza e direzionalità che sono invece caratteristiche del laser.

Tipicamente la sezione di un fascio laser è nell'ordine di $1cm^2$ ed è perciò possibile focalizzarlo facendolo convergere con una lente convessa ideale. L'area di focalizzazione che si ottiene è limitata dalla diffrazione e questo vuol dire che teoricamente le dimensioni dell'immagine saranno dell'ordine di λ , tuttavia nella pratica, a causa della presenza di diversi modi nel fascio e di aberrazioni nella focalizzazione, le dimensioni dell'immagine sono tipicamente dalle dieci alle cento volte quelle del limite per diffrazione.

E' possibile confrontare anche le irradianze di un sistema laser e di una sorgente termica, entrambi focalizzati con una lente, con valori rispettivamente nell'ordine di $4 \cdot 10^{16} W/m^2$ e di $2 \cdot 10^7 W/m^2$ ed una differenza tra i due di parecchi ordini di grandezza.

2.3 Ablazione laser

Vengono esposti i campi di impiego della tecnica dell'ablazione e l'importanza della comprensione dei fenomeni che la regolano.

Il metodo dell'ablazione ha trovato utilizzo in diversi settori che vanno dalla chirurgia, alla costruzione di micromacchine, alla deposizione fino alle analisi chimiche. La comprensione dei meccanismi che sottostanno all'ablazione non è tuttavia ancora completa, poiché vi sono molti fenomeni fisici che entrano in gioco e possono assumere pesi diversi in base alle diverse condizioni di lavoro che si possono venire a creare. La necessità di comprendere a fondo questi meccanismi e le relazioni che intercorrono tra di essi è dovuta non solo alla curiosità scientifica, ma anche al bisogno di risolvere i problemi che affliggono i metodi di analisi chimica basati sull'ablazione. Vengono perciò studiati dei modelli che localizzino tali inconvenienti e definiscano dei regimi nei quali possano essere ridotti o superati.

2.3.1 Caratteristiche generali di un plasma

Un plasma può essere definito come un gas ionizzato, ovvero materia in stato di parziale o completa ionizzazione, ottenibile a partire da materia in stato di neutralità alla quale viene fatta assorbire energia da una sorgente appropriata. Sebbene questo stato della materia non sia comune sulla superficie terrestre (un esempio di plasma è il fulmine), esso è invece molto comune nel resto dell'universo conosciuto. Per comprendere la differenza tra un gas di neutri ed un plasma, confrontiamo le interazioni in gioco nei due casi: per un gas di neutri si hanno interazioni deboli e di corto raggio mentre in un gas ionizzato si hanno forze coulombiane, caratterizzate perciò da una intensità maggiore e con un maggiore raggio di azione. Durante il fenomeno di creazione e di evoluzione di un plasma viene assunta la neutralità del sistema e, a causa dell'azione a lungo raggio delle interazioni in gioco, si può assumere la prevalenza di effetti collettivi come criterio base per il loro studio. I processi che stanno alla base degli effetti collettivi che regolano la formazione e l'evoluzione di un plasma sono di tipo atomico e vedono interagire tra loro elettroni, ioni e fotoni.

2.3.2 Processi atomici

Vengono di seguito presentati i processi atomici che regolano l'evoluzione di un plasma. Per ognuno di essi è presente il processo inverso, che entra in gioco nella trattazione dell'equilibrio del plasma.

- **Eccitazione da impatto:** quando si ha una collisione tra un elettrone e un atomo neutro o uno ione, l'energia cinetica dell'elettrone viene trasferita al sistema atomico con conseguente aumento dell'energia di eccitazione. Nel processo inverso di diseccitazione collisionale si ha passaggio da energia di eccitazione del sistema atomico all'energia cinetica di un elettrone libero, sempre attraverso la collisione tra il sistema atomico e l'elettrone.
- **Ionizzazione da impatto:** quando l'energia cinetica di un elettrone che collide con un sistema atomico è sufficientemente elevata da liberare un elettrone dalla buca di potenziale. La ricombinazione da collisione avviene quando in seguito alla collisione tra due elettroni si ha aumento dell'energia cinetica per il primo, mentre il secondo si ricombina con un atomo senza che si abbia emissione di radiazione.
- **Fotoeccitazione:** assorbimento di un fotone da parte di un atomo con conseguente aumento dell'energia del sistema atomico. Il processo

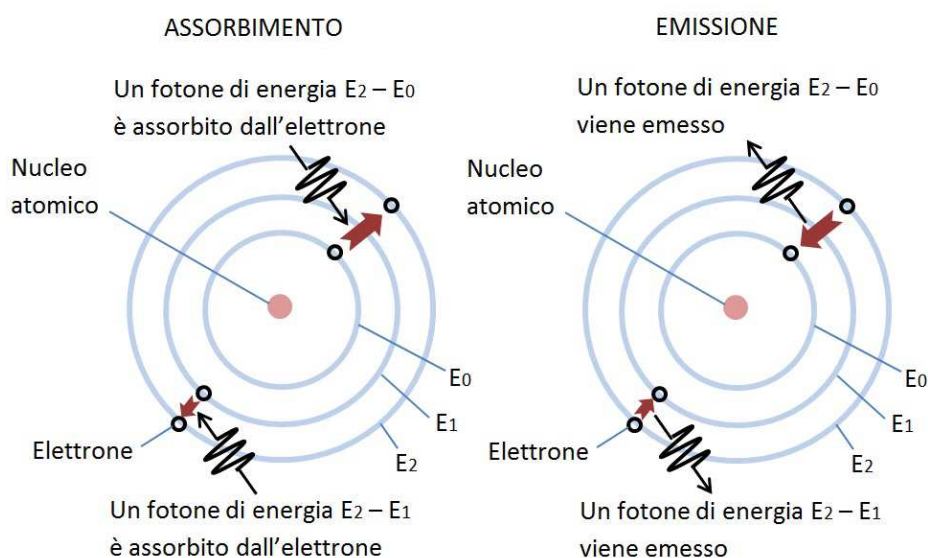


Figura 2.7: Fotoeccitazione o assorbimento ed emissione spontanea

inverso è la foto-diseccitazione nel quale si ha diminuzione dell'energia del sistema (un elettrone legato passa da uno stato energetico a maggiore energia ad uno a minore energia) con conseguente emissione di un fotone. I due processi sono mostrati in Figura 2.7.

- **Fotoionizzazione:** si ha quando un fotone colpisce un'atomo ed ha sufficiente energia per liberare un'elettrone, lasciando così l'atomo in uno stato di maggiore ionizzazione (Figura 2.8). Il processo inverso, detto fotoricombinazione, vede un elettrone libero collidere e ricombinare con un atomo con conseguente emissione di un fotone.
- **Bremsstrahlung:** si ha l'incontro tra un elettrone ed uno ione di carica $z \cdot e$, in modo che le due particelle possano essere trattate come un sistema di carica $(z-1) \cdot e$ con una distribuzione di stati continua. Come mostrato in Figura 2.9, l'incontro delle due particelle vede la diminuzione dell'energia del sistema complessivo (rallentamento dell'elettrone libero) e la conseguente emissione di un fotone. Lo spettro associato a questo processo è di tipo continuo. Il processo inverso prevede l'assorbimento di un fotone da parte di un elettrone, con conseguente aumento dell'energia cinetica di quest'ultimo. Questo tipo di processo e il suo inverso sono quelli di maggiore importanza nei plasmi prodotti da laser.

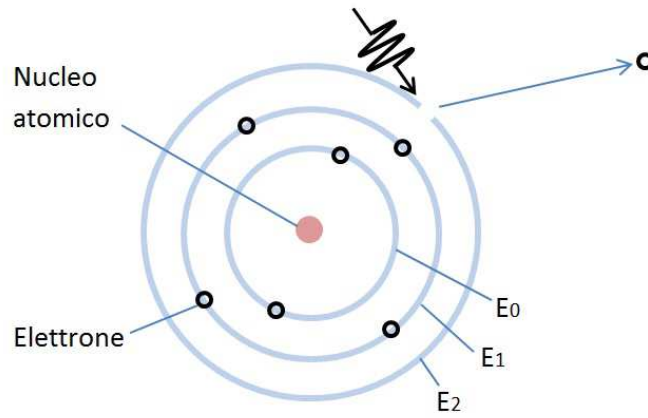


Figura 2.8: Fotoionizzazione

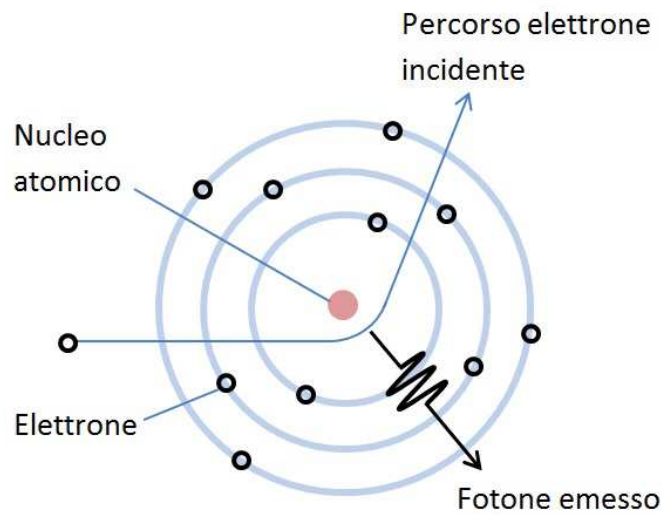


Figura 2.9: Bremsstrahlung

2.3.3 Modelli teorici dell'equilibrio

Dopo aver dato una panoramica dei processi che partecipano al comportamento di un plasma, vediamo ora i modelli teorici sviluppati che tengono conto dei diversi tipi di equilibrio che si possono riscontrare in un plasma.

Il primo tipo di equilibrio presentato è detto equilibrio termodinamico completo e sotto l'ipotesi di essere idealmente all'equilibrio termodinamico alla temperatura T , vengono soddisfatte le seguenti condizioni:

- gli elettroni, ioni e atomi neutri seguono la legge di distribuzione delle velocità di Maxwell;
- le distribuzioni di popolazione per gli stati di ogni atomo sono date dalla formula di Boltzmann;
- il numero di ioni nello stato di carica z relativo al numero di ioni nello stato di carica $(z - 1)$ è dato dalla equazione di Saha;
- la distribuzione di intensità della radiazione nella cavità in funzione della frequenza e della temperatura è data dalla formula di Planck.

Sotto queste condizioni si ha che il valore della temperatura T che compare nelle 4 equazioni sopra menzionate risulta essere lo stesso ed ogni processo atomico che agisce nel plasma viene bilanciato da un processo opposto.

Il secondo tipo di equilibrio derivato da quello termodinamico completo viene detto equilibrio termodinamico locale (LTE) e si differenzia dal primo perchè tiene conto del fatto che a causa della fuoriuscita di radiazione dal plasma non si può avere un equilibrio perfetto. Si assume che le leggi che regolano le collisioni sono le stesse del modello dell'equilibrio termodinamico completo e che il comportamento del plasma sia dovuto alle collisioni che riguardano gli elettroni. Da questa assunzione deriva una separazione tra le temperature degli elettroni e degli atomi neutri e ioni, definendo una temperatura per ognuna delle due tipologie di particelle. In funzione della temperatura T_e degli elettroni viene data la distribuzione delle velocità di Maxwell, le popolazioni negli stati eccitati tramite la formula di Boltzmann e i diversi stati di ionizzazione tramite l'equazione di Saha, mentre gli effetti radiativi vengono trascurati nella determinazione delle condizioni del plasma. La temperatura T_i associata agli ioni e agli atomi neutri del plasma non viene invece utilizzata nella determinazione delle caratteristiche del plasma in quanto le interazioni tra atomi e ioni hanno un impatto trascurabile sull'equilibrio.

Il terzo tipo di equilibrio, che descrive le condizioni presenti sulla corona solare e perciò detto di corona, differisce dai primi due per la sua applicabilità a plasmi con basse densità di elettroni. Per i processi di eccitazione e

ionizzazione viene fatta l'ipotesi che siano dovuti a collisioni di elettroni con il sistema atomico, mentre per i processi di de-eccitazione e di ricombinazione si ipotizza che avvengano per via della emissione di radiazione. Un'altra assunzione che viene fatta è che la radiazione emessa dagli atomi e riassorbita dal plasma sia trascurabile rispetto a quella che esce dal plasma.

Il quarto e ultimo modello di equilibrio introdotto, detto collisionale-radiativo e dovuto a Bates *et al.* (1962), è stato introdotto per trattare l'equilibrio di sistemi nei quali si hanno sia transizioni di basso livello di energia (tra stati ad alto n di un sistema idrogenoide) sia transizioni di alto livello di energia (linee di risonanza dello stesso sistema idrogenoide).

Per dare la descrizione completa di un plasma, oltre alla temperatura degli elettroni viene utilizzata la densità degli elettroni n_e .

2.3.4 Processi collettivi

Nei precedenti paragrafi è stato fatto notare che gli effetti collettivi dominano il comportamento di un plasma ed è perciò naturale considerare tali fenomeni come criterio base per trattare i plasmi. Tale concetto può essere introdotto attraverso una distanza caratteristica detta Lunghezza di Debye, originariamente introdotta nella teoria degli elettroliti ed utilizzabile nell'ambito dei plasmi con qualche cautela. Per arrivare a comprendere la motivazione di questo parametro, consideriamo che ogni carica presente in un plasma agisce sulle cariche adiacenti con una forza di Coulomb calcolabile ma per distanze maggiori il suo effetto sarà influenzato dalle cariche a lei vicine, cioè verrà controbilanciata dalle cariche di segno opposto o si sommerà alle cariche dello stesso segno. La lunghezza di Debye può essere calcolata secondo la formula:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2}} = 69 \sqrt{\frac{T}{n_e}} \quad (2.1)$$

Un'altra condizione che deve essere soddisfatta affinché i fenomeni collettivi dominino il comportamento del sistema è che le dimensioni del plasma siano abbastanza grandi da permettere questo effetto. Caratterizzando la dimensione del plasma con L , quest'ultima condizione può essere espressa secondo la seguente:

$$L \gg \lambda_D \quad (2.2)$$

L'ultima condizione di esistenza riguarda invece la densità delle particelle e può essere espressa chiedendo che il loro numero all'interno di una sfera di raggio λ_D sia molto maggiore dell'unità:

$$\frac{4\pi n_e}{3} \lambda_D^3 \gg 1 \quad (2.3)$$

Come detto all'inizio di questo paragrafo, l'applicazione del concetto di lunghezza di Debye all'ambito dei plasmi si può fare con alcuni accorgimenti, infatti mentre le equazioni (2.1) ed (2.2) valgono per ogni tipo di plasma, la condizione (2.3) vale solo per plasmi con temperature non eccessivamente elevate.

2.3.5 Evoluzione di un plasma

Vengono di seguito presentate le fasi di formazione ed evoluzione di un plasma prodotto dalla focalizzazione di un fascio laser prodotto da un sistema Q-switching su un target solido in vuoto. Le caratteristiche principali del plasma si possono riassumere con alte densità, temperatura e con durata confrontabile a quella dell'impulso laser. Trascurando i processi di perdita di energia tramite emissione radiazione, possiamo definire l'energia media ϵ del sistema caratterizzato da n_e elettroni ed n_i ioni come:

$$E = \epsilon \cdot (n_e + n_i) \quad (2.4)$$

Considerando ad esempio un plasma con valori di $n_e \approx n_i = 10^{16}$ e $\epsilon = 250 \text{ eV}$ si ottiene un valore di energia pari a $E = 0,8 \text{ J}$.

Ad avere il ruolo principale nella generazione di un plasma è tuttavia l'irradianza del fascio laser, ovvero la densità di potenza fornita dal fascio. Valori tipici per sistemi laser a rubino e neodimio in modalità Q-switching arrivano fino a 10^{18} W/m^2 e con sistemi di mode-locking si possono superare i 10^{22} W/m^2 .

Inizio e crescita di un plasma

La trattazione dell'inizio di un plasma dovuto alla focalizzazione di un fascio laser su un bersaglio dipende dal tipo di bersaglio che viene considerato e la principale distinzione si ha tra bersagli conduttori e bersagli isolanti. Un materiale conduttore colpito da un laser vede la radiazione penetrare per una frazione della lunghezza d'onda; tuttavia la forza del campo E.M. è sufficiente a provocare in rapida successione fenomeni di riscaldamento, evaporazione e ionizzazione dovuti all'interazione con gli elettroni di conduzione. Il legame tra il valore r.m.s. del campo elettrico E espresso in V/m e l'irradianza ϕ è dato dall'equazione:

$$E = 19,4 \cdot \sqrt{\phi} \quad (2.5)$$

Valori tipici sono $\phi = 10^{16} \div 10^{22} \text{ W/m}$ e conseguentemente E varia in un range $2 \cdot 10^9 \div 2 \cdot 10^{13} \text{ V/m}$. La conseguenza dell'interazione tra gli elettroni del materiale conduttore e la radiazione laser è la formazione di un sottile strato di plasma diluito e a bassa temperatura. Nel caso di materiali isolanti come può essere il vetro si ha che la radiazione non ha sufficiente energia per ionizzare gli atomi. Tuttavia nel caso in cui il flusso di radiazione sia sufficientemente intenso si manifestano fenomeni di produzione di elettroni per i quali sono stati proposti diversi tipi di spiegazione come la presenza di impurità, fenomeni di superficie, ionizzazione multifotone ed effetti non lineari come la trasformazione di una radiazione di una data lunghezza d'onda ad una lunghezza d'onda inferiore.

Successivamente alla formazione di questi primi elettroni liberi si ha il riscaldamento del materiale grazie alla maggiore possibilità di assorbimento della radiazione laser. Le fasi successive sono le stesse precedentemente viste per i materiali conduttori, ovvero la veloce successione di fasi di riscaldamento, evaporazione e ionizzazione con la formazione di un sottile strato di plasma diluito e a bassa temperatura. Da questo punto in avanti la trattazione dello sviluppo del plasma per i diversi tipi di materiali conduttori e isolanti converge in una sola trattazione perchè i fenomeni che si manifestano sono essenzialmente gli stessi. Durante la successiva fase, nello strato di plasma domina il fenomeno di Bremsstrahlung inverso grazie al quale la radiazione laser viene assorbita con conseguente aumento dell'energia cinetica degli elettroni. Tale aumento produce una ulteriore ionizzazione e conseguente aumento della densità degli elettroni liberi n_e . Questo fenomeno di feedback positivo porta ad un'ulteriore aumento della velocità di assorbimento della radiazione laser, fino al raggiungimento della densità critica n_c su una superficie piana ad una certa profondità nel plasma. In seguito al raggiungimento di tale condizione si ha che:

- la superficie caratterizzata dalla densità critica n_c diviene opaca rispetto alla radiazione laser e la riflette all'esterno;
- la radiazione viene assorbita dagli strati immediatamente prossimi alla superficie opaca in quanto il loro coefficiente di assorbimento aumenta in modo considerevole.

Sebbene lo strato di plasma sia diventato a questo punto opaco alla radiazione laser e quindi non riesca più ad assorbirla, la crescita del plasma non si ferma in quanto gli strati a lui prossimi iniziano a riscaldarsi e lo allontanano ad alta velocità. Tutti questi fenomeni non si manifestano in modo discontinuo tra loro, ma si fondono in un regime omogeneo autoregolato che unisce

la generazione, il riscaldamento e l'espansione del plasma e che si manifesta per tutta la durata dell'impulso. Grazie all'elevata conduttività termica, in questa fase gli elettroni del plasma sono caratterizzati dalla stessa temperatura e gli sbilanciamenti che hanno luogo vengono riequilibrati in un tempo molto breve se confrontato con quello della lunghezza di impulso di un laser a Q-switch. Nel caso degli ioni e degli atomi neutri si hanno invece due tipi di comportamento, infatti per ioni e atomi neutri di elementi leggeri il tempo di termalizzazione, ovvero il tempo necessario affinché venga raggiunto un equilibrio termico tra gli elettroni e gli ioni e atomi neutri per via delle collisioni, è nell'ordine di 100 ps quindi inferiore alla durata dell'impulso laser. Nel caso di elementi più pesanti si ha invece un tempo di termalizzazione che può superare in durata quello dell'impulso laser, con la conseguente presenza di una temperatura degli ioni e atomi neutri diversa da quella degli elettroni.

Modelli idrodinamici

Possiamo far ricorso alla terminologia idrodinamica definendo la superficie nella quale si ha $n_e \simeq n_c$ come zona di deflagrazione del laser, ovvero la sede della generazione dell'energia che guida tutti i processi del plasma. A precedere questo fronte di deflagrazione c'è un'onda d'urto generata come reazione alla formazione del plasma, viaggiante a velocità ancora maggiore. In Figura 2.10 vengono riportate le diverse fasi di sviluppo del plasma durante l'impulso laser, basando questa ipotesi sulla teoria di Fauquignon e Floux (1970) i quali hanno considerato il caso ideale della superficie di un blocco semi-infinito irradiato da un fascio di irradianza ϕ costante. In figura viene mostrata la posizione della superficie del target prima che inizi l'irradiazione della superficie con il fronte di deflagrazione F che si sposta all'interno del bersaglio con una velocità V_f e il fronte d'urto con una velocità V_s . Alla sinistra di S abbiamo il solido nel suo stato non modificato e alla destra di F abbiamo il plasma in espansione.

La teoria di Fauquignon e Floux (1970) prevede un sistema consistente di equazioni per la conservazione dell'energia, del momento e del numero di particelle. Per l'obiettivo del nostro studio tratteremo l'equazione dell'energia, per la quale l'irradianza laser ϕ dev'essere uguale al tasso di aumento dell'energia E in una colonna di plasma di sezione trasversale unitaria:

$$\phi = \frac{dE}{dt} \quad (2.6)$$

Si può operare una divisione dell'energia E in due quote: quella associata all'onda d'urto nel bersaglio e quella associata al flusso di plasma. Vediamo ora la prima quota di energia associata all'onda d'urto, ricordando dalla

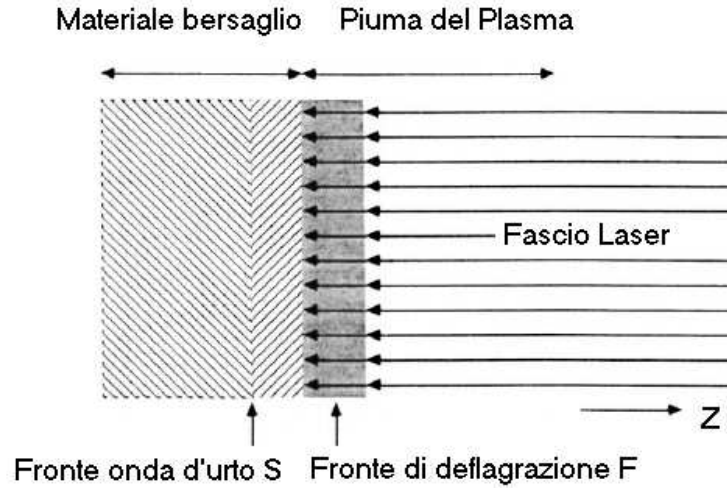


Figura 2.10: Target soggetto ad un fascio laser di irradianza costante

teoria classica delle onde d'urto che in un urto molto intenso l'energia è ugualmente divisa tra energia cinetica diretta ed energia termica. L'energia totale risulta quindi:

$$E_s = M_s v_s^2 \quad (2.7)$$

dove v_s è la velocità delle particelle dietro il fronte d'urto e M_s è la massa totale di materiale che forma l'onda d'urto. L'energia del plasma in espansione è invece composta di tre parti: (a) Energia cinetica E_k che è data da

$$E_k = \int_F^\infty \rho \frac{v^2}{2} dz \quad (2.8)$$

dove ρ è la densità e v è la velocità, entrambe le quali variano con la distanza dal fronte di deflagrazione; (b) L'energia entro il plasma stesso distinta dall'energia cinetica totale. Il modo corretto di descrivere questo componente è in termini di entalpia:

$$H = U + P \cdot V \quad (2.9)$$

dove U è l'energia interna e P e V sono rispettivamente la pressione e il volume; (c) L'energia irradiata E_r . Per plasmi ad alta energia in sistemi a basso Z , la ionizzazione è essenzialmente completa e la radiazione emessa è

dovuta interamente al meccanismo di Bremsstrahlung. Il tasso di radiazione è proporzionale a $\rho^2 T^{1/2}$ e poichè ρ varia con Z , dev'essere integrata attraverso il plasma per dare il tasso totale R . L'energia irradiata durante l'intervallo di tempo di interesse, ovvero da 0 a t , dovrà essere

$$E_r = \int_0^t R dt \quad (2.10)$$

Per ottenere il bilancio energetico possiamo ricorrere all'equazione (2.6) unendo tutti i termini di energia:

$$\phi = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(E_s + E_k + H + E_r) = \frac{dE_s}{dt} + \frac{dE_k}{dt} + \frac{dH}{dt} + R \quad (2.11)$$

Ricordiamo che questa equazione opera delle semplificazioni in quanto la conduttività termica e l'energia di ionizzazione sono state ignorate perchè considerate trascurabili.

E' possibile derivare informazioni utili sul bilancio energetico del sistema del plasma risolvendo l'equazione 2.11 assieme alle equazioni sulla conservazione del momento e del numero di particelle. Faquignon e Floux, considerando il caso di deuterio solido, hanno scoperto che l'85% dell'energia viene assorbita dal plasma, di cui un 50% come energia cinetica di espansione e un 35% come energia di entalpia, mentre il 10% va a formare l'onda d'urto che si propaga nel bersaglio e il restante 5% va alla generazione di radiazione. L'onda d'urto, che ha la funzione di conservazione del momento, assorbe relativamente poca energia in quanto vi è una elevata differenza di densità tra il materiale considerato e il plasma prodotto. La teoria presa in considerazione fornisce anche equazioni per la velocità del fronte d'urto v_s e del fronte di deflagrazione v_f .

$$v_s = A\phi^{\frac{1}{3}}; v_f = B\phi^{\frac{1}{3}} \quad (2.12)$$

dove A e B sono costanti tali che $A \gg B$. Infine la temperatura raggiunta nel plasma, ancora in termini di irradianza laser assorbita, vale:

$$T = C\phi^{\frac{2}{3}} \quad (2.13)$$

dove C è una costante che dipende dal coefficiente di assorbimento del plasma.

Successivamente sono state sviluppate altre teorie più raffinate nelle quali il modello presentato tiene conto dei fenomeni precedentemente trascurati. Ad esempio la teoria di Puell (1970) ha tenuto in considerazione (a) l'assorbimento di radiazione passando attraverso il plasma per raggiungere la

superficie critica, (b) l'area finita del bersaglio e (c) l'espansione laterale del plasma durante il suo allontanamento dal bersaglio. La legge di scala della temperatura in questo caso diventa, invece dell'equazione precedente:

$$T = C' \phi^{\frac{4}{9}} r^{\frac{2}{9}} \quad (2.14)$$

dove C' di nuovo dipende dal coefficiente di assorbimento del plasma ed r è il raggio del punto focale.

I modelli finora citati funzionano bene per bersagli con valori di Z bassi e soggetti ad irradiazioni di valori relativamente elevati in quanto un plasma prodotto in queste condizioni può essere trattato come un sistema che assorbe fotoni per bremsstrahlung inverso ed emette fotoni ad alta energia per bremsstrahlung diretto.

L'ultimo modello citato è quello di Colombant e Tonon (1973) il quale tiene conto dell'aumento dell'energia di ionizzazione e del maggiore contributo alla radiazione emessa dovuto alla ricombinazione radiativa e l'emissione di riga.

Ogni modello teorico fornisce una diversa relazione tra la temperatura e l'irradianza dipendente da fattori geometrici, dal materiale che costituisce il bersaglio, dall'irradianza del laser e dalla lunghezza dell'impulso laser.

Bibliografia

- [1] P. K. Carroll and E.T. Kennedy, *Laser-Produced Plasmas*, Contemp. phys., 1981, vol. 22, no.1, 61-96
- [2] Boris Sharkov and Richard Scrivens, *Laser Ion Sources*, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 33, NO. 6, DECEMBER 2005

Capitolo 3

Esperimenti di ablazione laser

L'indagine del fenomeno dell'interazione tra radiazione laser e materia, noto in letteratura come Laser-Target Interaction (LTI), consiste nella realizzazione di esperimenti che permettono di ricavare informazioni utili sul plasma prodotto tra cui, ad esempio, le temperature e le velocità di ioni ed elettroni o le intensità dei campi elettromagnetici interni.

All'interno del progetto SPES, la necessità di acquisire conoscenze in questo campo ha portato allo sviluppo di un setup di misura per effettuare prove di ablazione laser il cui schema di principio è riportato in Figura 3.1.

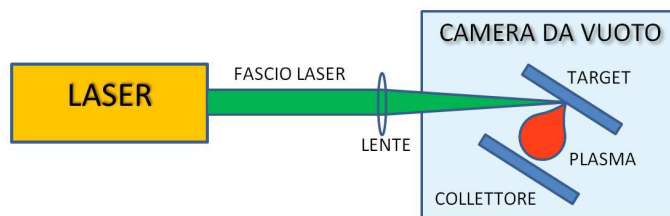


Figura 3.1: Schema concettuale dell'esperimento

Nella camera da vuoto sono posizionati due elettrodi tra loro paralleli e dello stesso materiale, chiamati target e collettore. Il fascio laser viene focalizzato e fatto interagire con il target, con la conseguente produzione di una piuma di plasma che si espande ortogonalmente alla superficie del target stesso andando ad investire il collettore posto a qualche *cm* di distanza. Gli elettrodi di target e collettore sono connessi ciascuno ad un canale dell'oscilloscopio al fine di rilevare le correnti prodotte dal fenomeno dell'ablazione. Lo scopo delle prove è quindi indagare l'evoluzione, la composizione e le caratteristiche del plasma attraverso la variazione dei parametri delle misure e

la successiva elaborazione dei dati. Nel seguente capitolo vengono presentati il setup, i metodi e i risultati delle prove effettuate.

3.1 Setup sperimentale

In questa prima parte del capitolo sono presentati gli apparati strumentali e i software utilizzati nella progettazione e realizzazione delle prove di ablazione, nonché nelle fasi successive di elaborazione e presentazione dei risultati ottenuti. In Figura 3.2 è mostrato il setup sperimentale nel laboratorio laser del progetto SPES ai LNL.



Figura 3.2: Setup sperimentale iniziale

Il setup delle prove svolte è costituito da:

- laser;
- ottiche e supporti per trasporto e focalizzazione del fascio laser sul bersaglio;
- camera di interazione da vuoto con sistema target e collettore;
- sistema da vuoto composto da pompa primaria e pompa diffusiva;
- misuratori di vuoto;
- oscilloscopio a 4 canali;
- misuratore di energia dell'impulso laser;

- fotodiodo per misurare la durata del fascio laser;
- alimentatore di alta tensione;
- software.

3.1.1 Laser

Il sistema laser impiegato per le prove di ablazione e per il sistema a tempo di volo (Time Of Flight) è il modello *Quantel YG 982 E 10*, un laser a stato solido che sfrutta come mezzo laser attivo un cristallo con matrice di ittrio e alluminio drogato al neodimio ($\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$). Il fascio laser è caratterizzato da una lunghezza d'onda di 1064 nm ed un'energia per singolo impulso regolabile da qualche mJ a circa $2 J$ con due modalità di sparo: colpo singolo o ripetizione con frequenza di 10 hz . La regolazione dell'energia non è diretta, ma avviene tramite l'impostazione dei ritardi lungo la catena di generazione e amplificazione del fascio interna al sistema laser.

Le prime fasi di preparazione delle prove prevedono il posizionamento del percorso ottico dal laser alla camera di interazione ed il puntamento del fascio sul target attraverso la finestra della flangia superiore. Pertanto, durante queste fasi, al fine di operare in sicurezza è stato adottato l'utilizzo di un laser in continua a bassa potenza $P < 1\text{ mW}$ che emette nel rosso e allineato con il fascio laser uscente dall' *YG980*. In Figura 3.3 si può vedere il laser *YG980* aperto con uno spot rosso prodotto dal laser per il posizionamento delle ottiche.

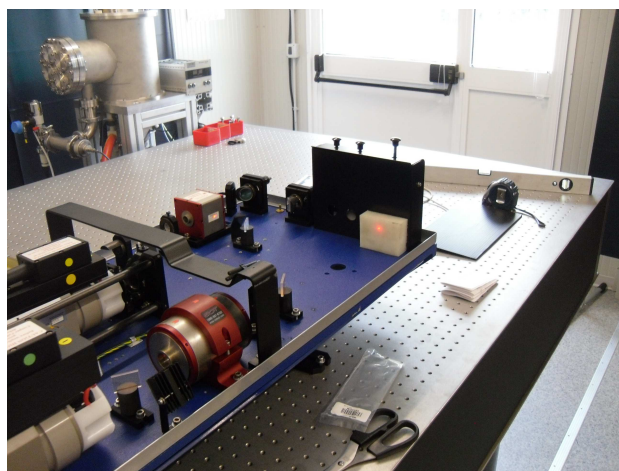


Figura 3.3: Laser *YG980* aperto con puntatore per l'allineamento

3.1.2 Camera di interazione da vuoto

La camera di interazione (Figura 3.4) ha un volume stimato in $16,5 \text{ dm}^3$ ed è realizzata in alluminio, presenta due flange per la comunicazione con l'esterno e due fori per il sistema di vuoto.

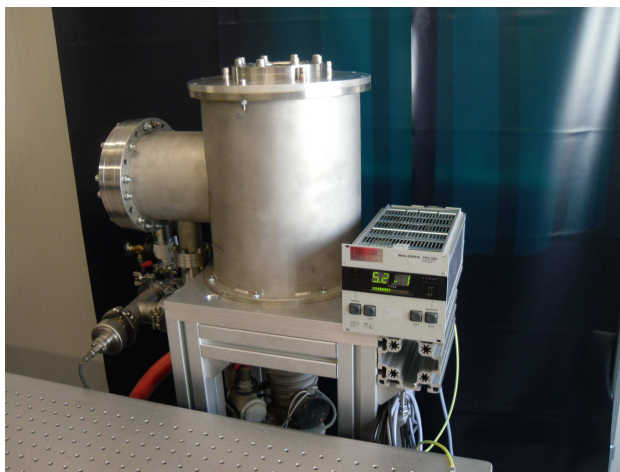


Figura 3.4: Camera di interazione e misuratore da vuoto

La flangia superiore è dotata di una finestra centrale dalla quale viene fatto entrare il fascio laser (coefficiente di trasmissione superiore al 90% per $\lambda = 1064 \text{ nm}$, come mostrato in Figura 3.5) e di quattro passanti da vuoto per la trasmissione dei segnali elettrici verso l'esterno della camera.

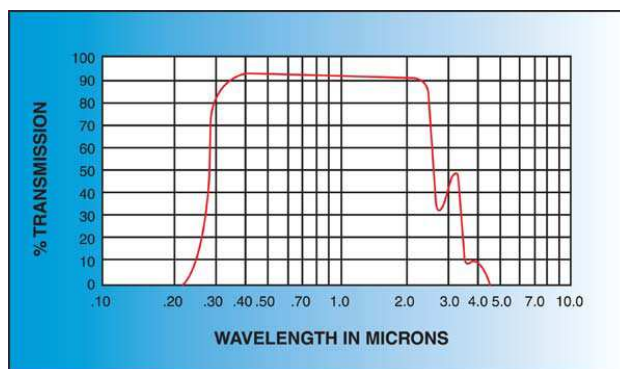


Figura 3.5: Grafico del coefficiente di trasmissione della finestra superiore della camera dalla quale entra il fascio laser

La seconda flangia, che chiude il braccio laterale della camera, è costituita anch'essa da una finestra e da un'asta che consente la rotazione rispetto

all'asse o lo scorrimento di una piastra all'interno della camera. I due fori per il sistema di vuoto, posizionati l'uno sul fondo della camera e l'altro accanto alla flangia del braccio laterale, servono rispettivamente per la pompa da vuoto a diffusione e come collegamento per i misuratori da vuoto ed il venting.

Sistema da vuoto

Il sistema da vuoto prevede due pompe di cui una rotativa per il vuoto primario che consente di arrivare a pressioni in camera di qualche 10^{-2} mbar ed una a diffusione (Figura 3.6) per scendere ad un migliore grado di vuoto nell'ordine di 10^{-6} mbar. La misura della pressione viene affidata a due misuratori che operano nelle due diverse fasce di vuoto e coordinati dallo strumento *Balzers TPG 300* mostrato in Figura 3.4.



Figura 3.6: Pompe da vuoto primaria di colore arancione e pompa secondaria a diffusione posizionata sotto alla camera da vuoto

3.1.3 Trasporto e focalizzazione del fascio laser

Il trasporto e focalizzazione del fascio laser sul target, al fine di raggiungere la densità di potenza che consente la generazione del plasma, richiedono l'utilizzo di specchi e lenti che operino nel range di frequenze relativo ai

1064 nm del laser. La scelta della lente di focalizzazione è stata fatta come compromesso tra due necessità:

- posizionare la lente esternamente alla camera per le operazioni di allineamento e focalizzazione;
- evitare una eccessiva focalizzazione del fascio laser durante l'attraversamento del vetro della finestra con conseguenti problemi di danneggiamento.

Tra quelle a disposizione è stata quindi scelta una lente di 200 mm di focale che ne ha garantito un posizionamento sufficientemente lontano dalla finestra, con la possibilità di aprire la camera durante lo svolgimento delle prove senza spostamenti delle ottiche diminuendo i tempi di preparazione dei setup sperimentali. Al fine di raggiungere tale obiettivo è stato necessario realizzare un supporto per le ottiche, in modo che non fossero vincolate alla flangia superiore. In Figura 3.7 e Figura 3.8 si possono vedere rispettivamente il disegno del supporto per le ottiche con il software *ProE*[®] e una foto della camera con il supporto che regge uno specchio e la lente.

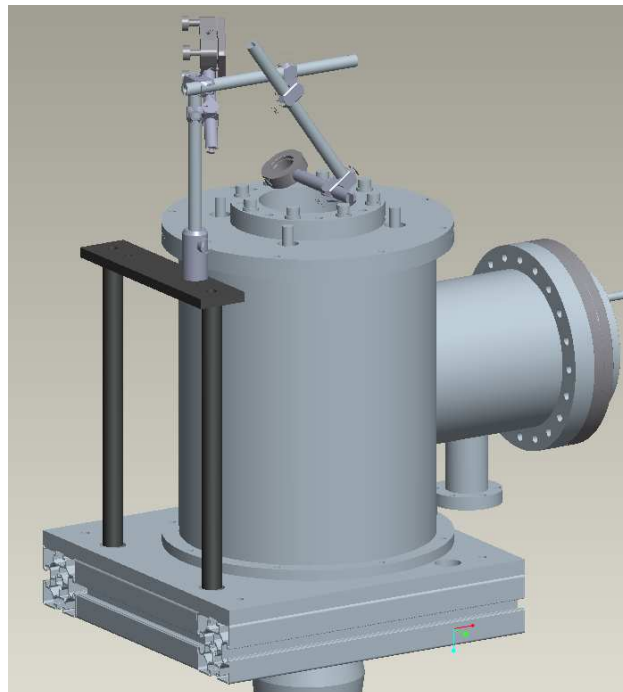


Figura 3.7: Disegno ProE[®] del supporto per le ottiche



Figura 3.8: Camera con supporto esterno delle ottiche

Oltre alle lenti e agli specchi, durante le misure di durata dell'impulso laser sono stati utilizzati dei filtri ottici di attenuazione al fine di non danneggiare il fotodiode.

Durante la fase di posizionamento delle ottiche, è stato utilizzato il software ABCD[®] per avere una stima delle dimensioni del punto focale del fascio laser.

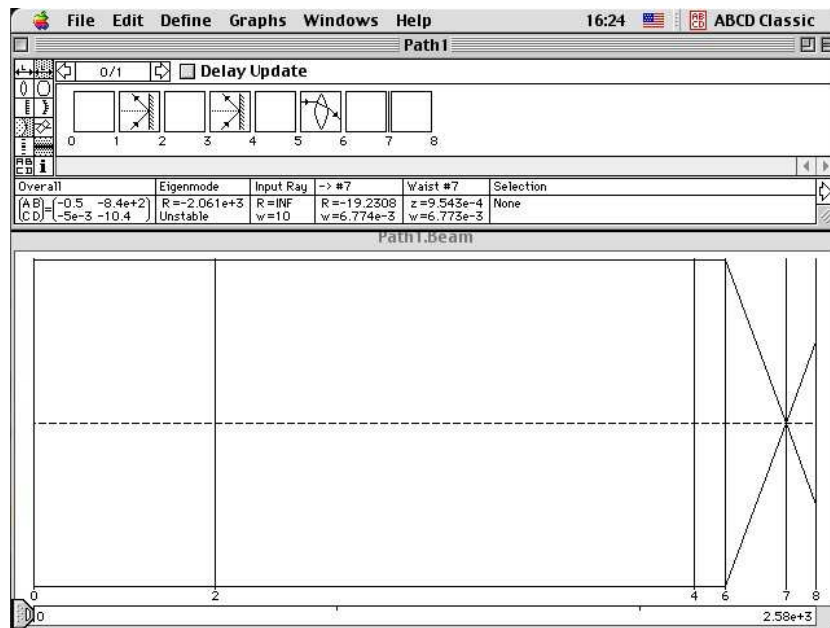


Figura 3.9: Immagine di una schermata del software ABCD[®] utilizzato per il percorso ottico

In Figura 3.9 è riportata una schermata del calcolo dello spot con software ABCD[®]. I parametri utilizzati sono il diametro del fascio laser uscente dall'YG980, la lunghezza del percorso in aria dall'uscita del laser fino alla lente, la lunghezza di focale della lente e la distanza lente-target. La divergenza del fascio è stata considerata nulla in quanto la distanza totale percorsa dal fascio risulta trascurabile rispetto alle distanze alle quali il fenomeno diventa apprezzabile. La larghezza del punto di fuoco stimata è di poco inferiore a $1 \mu\text{m}$.

3.1.4 Strumentazione elettronica

Oscilloscopio

I segnali di target e di collettore, ottenuti da contatti elettrici saldati agli elettrodi, sono stati estratti dalla camera grazie a 4 passanti sulla flangia superiore e fatti arrivare tramite cavi coassiali agli ingressi dell'oscilloscopio (modello *Tektronix TDS3034C*). L'oscilloscopio garantisce 4 canali di ingresso ognuno terminabile con un'impedenza di 50Ω o di $1 M\Omega$, un campionamento fino a $2,5 \text{Gs/sec}$ con una banda di 300Mhz e la possibilità, tramite cavo ethernet, di acquisire i segnali da remoto. La sincronizzazione per l'inizio dell'acquisizione è stata fatta sull'impulso laser, ottenuta da

un'opportuno segnale di trigger fornito dall'*YG980* attraverso un'uscita BNC acquisita dal canale dell'oscilloscopio a 50Ω . Il segnale di trigger viene generato internamente al sistema laser grazie ad un fotodiodo che rileva l'impulso di luce uscente dall'oscillatore.

Attenuatori per oscilloscopio

Durante le prove di ablazione laser sono state utilizzate delle attenuazioni della *Minicircuits* in ingresso ai canali dell'oscilloscopio per evitare possibili danneggiamenti circuitali e saturazioni dei segnali a causa dell'elevata intensità degli stessi. Tali attenuazioni fungono da adattamento per la terminazione a 50Ω e hanno valori di 6 dB , 10 dB e 12 dB equivalenti a rapporti $\frac{V_{OUT}}{V_{IN}}$ rispettivamente di 0.5, 0.316 e 0.25.

Inoltre il range di frequenze di funzionamento è da 0 Hz a 1500 MHz , molto maggiore rispetto ai 300 MHz di banda dei canali di ingresso dell'oscilloscopio.

Misuratore di energia impulso laser

Per avere una misura dell'energia dell'impulso laser sono stati utilizzati il power meter modello *Nova II* e la thermal head modello *3A-P* della *Ophir photonics group*.

Fotodiodo per misura durata impulso laser

Nelle misure di durata dell'impulso laser è stato utilizzato un fotodiodo al silicio modello *DET10A* della *Thorlabs*, in grado di rilevare lunghezze d'onda che vanno da $\lambda_{MIN} = 200\text{ nm}$ a $\lambda_{MAX} = 1100\text{ nm}$, con un'uscita BNC su carico di 50Ω tra 0 V e 10 V . In Figura 3.10 viene riportato il grafico della risposta del fotodiodo in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente.

Il Fotodiodo è stato posizionato dietro ad uno degli specchi del percorso ottico al fine di ricevere la parte rifratta dell'impulso laser. Inoltre, come già detto, sono stati utilizzati dei filtri ottici di attenuazione al fine di non danneggiare il fotodiodo.

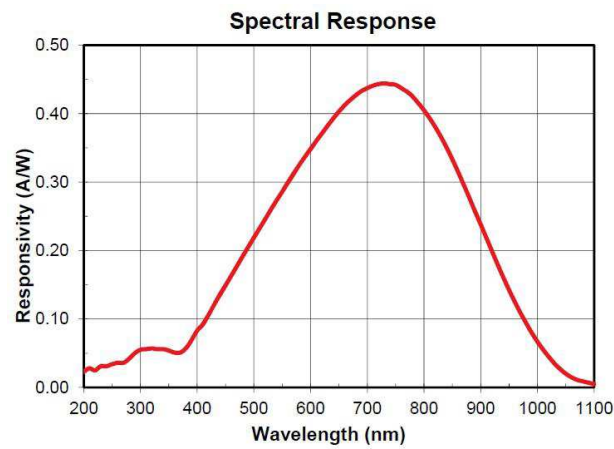


Figura 3.10: Grafico della risposta in frequenza del fotodiodo utilizzato per la misura della durata dell'impulso laser

Alimentatore di alta tensione

Viene utilizzato l'alimentatore modello *Fug HCN 140-12500* (Figura 3.11) in grado di erogare fino a $12,5\text{ kV}$ sia positivi che negativi rispetto alla massa e una corrente massima di 10 mA . Oltre alle prove di ablazione con polarizzazione del collettore, viene impiegato anche nel sistema TOF per le tensioni di servizio.

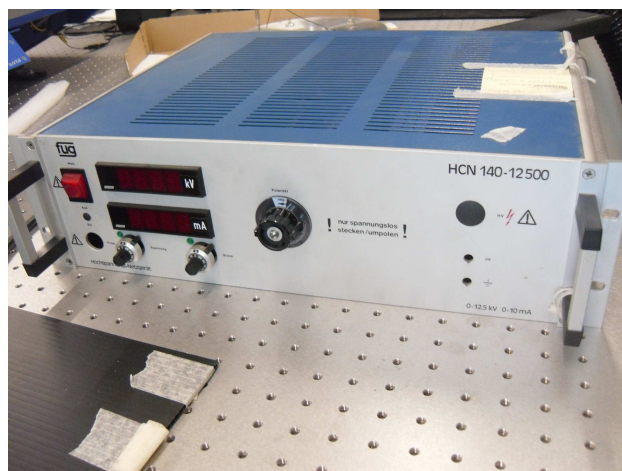


Figura 3.11: Alimentatore di alta tensione

3.1.5 Sistema Target-Collettore

In Figura 3.12 viene riportato il disegno in ProE[®] del progetto della struttura meccanica di supporto degli elettrodi interni alla camera di interazione. La scelta del posizionamento degli elettrodi è stata fatta per permettere al fascio laser di colpire la superficie del target con un angolo che possa variare tra i 45° ed i 60°.

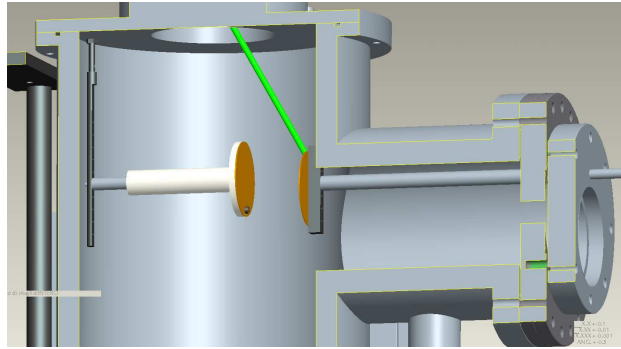


Figura 3.12: Disegno ProE[®] dei supporti meccanici degli elettrodi

Il target (Figura 3.13) è fissato con viteria in teflon per garantire l'isolamento elettrico dal supporto metallico, montato a sua volta su di una prolunga per l'asta che esce dalla flangia laterale della camera. Questa soluzione ha permesso di sfruttare la mobilità dell'asta per far ruotare il target e avere quindi un'area di bersaglio nuova per ogni prova, inoltre nelle misure di focalizzazione è stata fatta variare la distanza lente-target facendo muovere l'asta verso l'interno e l'esterno. In Figura 3.14 si ha una vista della camera di interazione aperta con all'interno il target fissato all'asta.

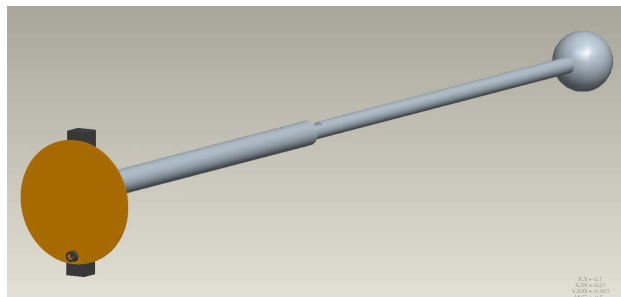


Figura 3.13: Disegno ProE[®] del target con relativo supporto

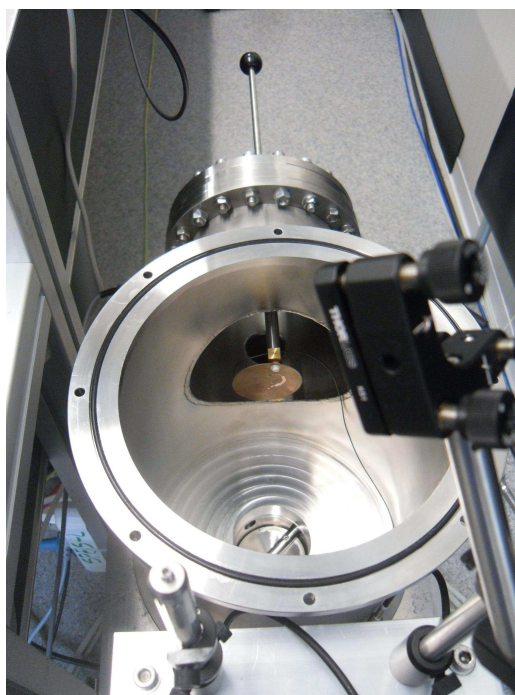


Figura 3.14: Vista dall'alto della camera aperta. Il target è vincolato meccanicamente all'asta che può scorrere nella flangia laterale

L'elettrodo collettore (Figura 3.15) è fissato ad un supporto in teflon che ne garantisce l'isolamento elettrico e che può essere fatto scorrere su di un braccio in metallo. Tale braccio è fissato ad un tondino avvitato alla flangia superiore, perciò il collettore rimane solidale alla flangia e viene posizionato solo chiudendo la camera. In Figura 3.16 si può vedere la flangia smontata con il collettore fissato alla sua struttura di supporto.

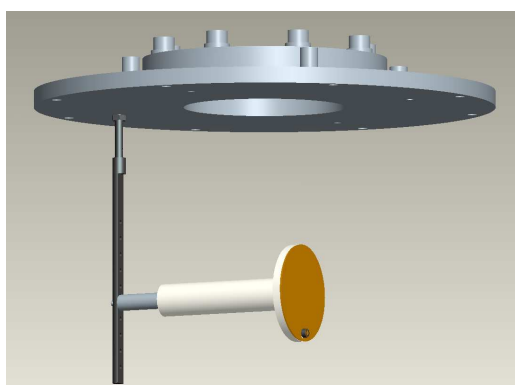


Figura 3.15: Disegno ProE[®] dell'elettrodo collettore con relativo supporto

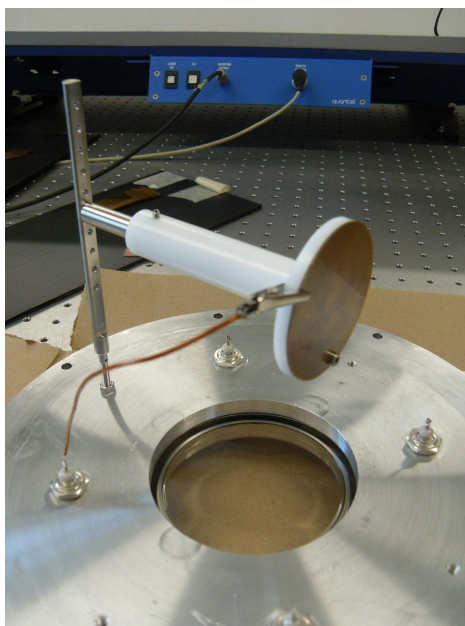


Figura 3.16: Flangia superiore con l'elettrodo collettore connesso elettricamente ad un passante

3.1.6 Software

Pro/ENGINEER®

Il software *Pro/ENGINEER*® (*ProE*) è un modellatore CAD tridimensionale che permette il disegno di strutture che possono essere unite tra loro. Da tali disegni, fondamentali nella fase di progettazione, è possibile ricavare delle tavole per la successiva realizzazione fisica dei componenti.

Matlab®

Per il salvataggio da remoto dei segnali acquisiti dall'oscilloscopio, nonché la loro elaborazione e presentazione successive alle prove, è stato utilizzato il software *Matlab*®. E' stato inoltre utilizzato nelle fasi di caratterizzazione dell'impulso laser in durata e di analisi dei segnali, grazie ad un algoritmo di fitting capace di approssimare un segnale ad una combinazione di forme d'onda gaussiane.

ABCD®

Questo software, basato sul calcolo matriciale, permette di modellare il percorso ottico tramite i parametri del fascio laser e dei singoli elementi da

esso attraversati (lenti, specchi, aria, ecc.).

3.2 Misure

Vengono esposti i risultati ottenuti nelle prove sperimentali, la loro elaborazione e le conclusioni.

3.2.1 Caratterizzazione durata dell'impulso laser

Per ogni energia è stato acquisito il segnale in uscita dal fotodiode e con l'algoritmo di fitting implementato in Matlab[®] si è approssimata la curva con una gaussiana, della quale viene poi valutata l'ampiezza a mezzo massimo (FWHM). In Figura 3.17 è riportato come esempio l'andamento del segnale e della curva di fitting di una prova con energia pari a 500 mJ .

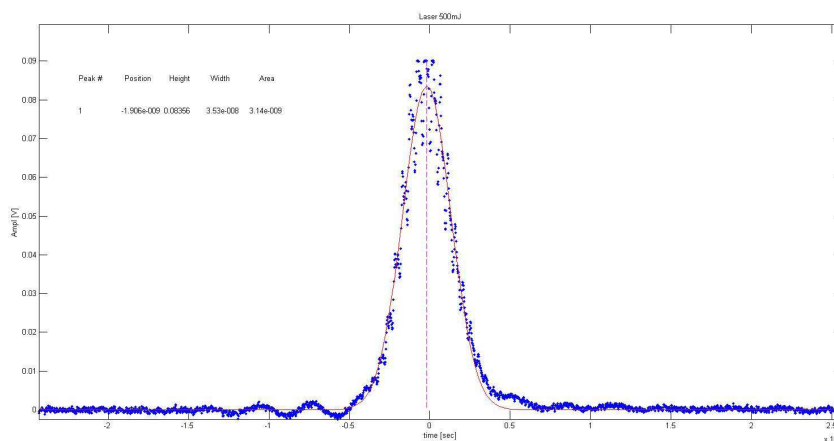


Figura 3.17: Applicazione dell'algoritmo di fitting gaussiano ad un segnale dell'impulso laser

In Figura 3.18 sono riportate le durate degli impulsi e le potenze di picco alle diverse energie.

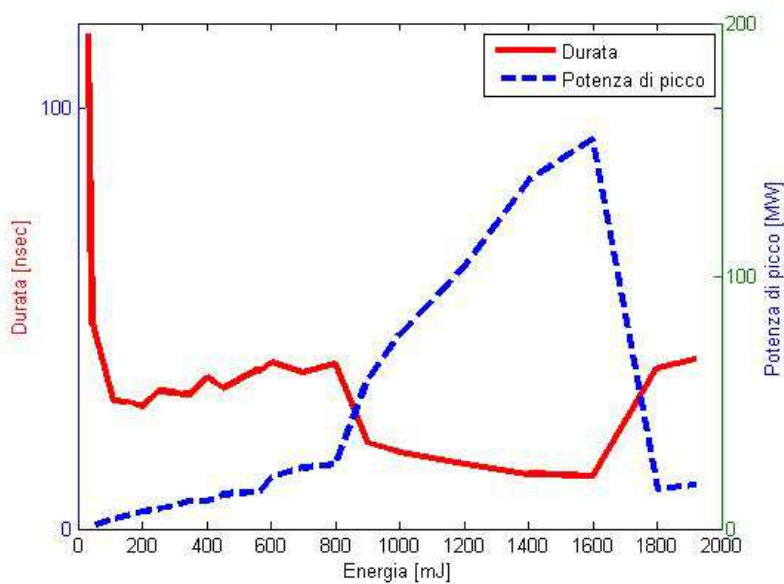


Figura 3.18: Grafico della durata e della potenza di picco dell'impulso laser in funzione della sua energia

3.2.2 Prove di focalizzazione

In figura Figura 3.19 è riportato lo schema del setup delle prove svolte su target di rame.

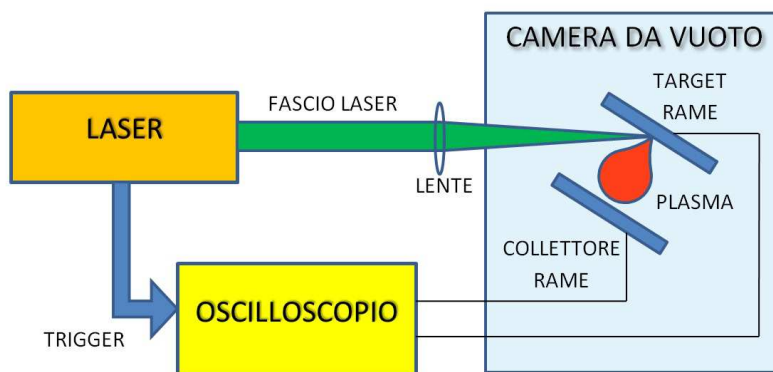


Figura 3.19: Schema delle prove di focalizzazione e di ablazione

Le prime prove svolte hanno riguardato l'analisi delle variazioni del segnale in funzione della distanza lente target, quindi al variare della irradianza

del fascio laser espressa in $W m^{-2}$. Per queste prove si ha:

- Distanza focale della lente: 200 mm;
- Angolo di incidenza tra fascio e asse ortogonale al piano del target: 60°.

In Figura 3.20 è mostrato un primo piano del target dove si possono vedere i crateri delle prove di ablazione, con aree di dimensioni tra loro simili.



Figura 3.20: Target dopo le prove di focalizzazione del fascio laser

Le prove svolte hanno riguardato sia spostamenti della posizione della lente lungo la direzione lente-target per mezzo delle ottiche, sia spostamenti del target lungo la direzione target-collettore.

In Figura 3.21 e Figura 3.22 sono riportati i segnali di target ottenuti dalle prove di ablazione dopo qualche sparo iniziale di pulitura della superficie. Dall'andamento delle forme d'onda acquisite è possibile verificare che le ampiezze dei segnali e i corrispondenti valori massimi crescono all'avvicinarsi alla distanza di focale della lente.

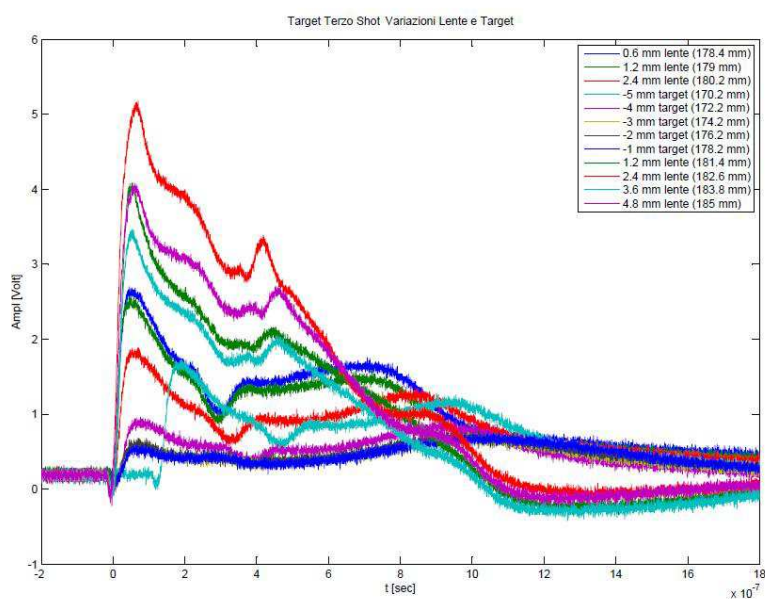


Figura 3.21: Segnali sul target delle prove di focalizzazione

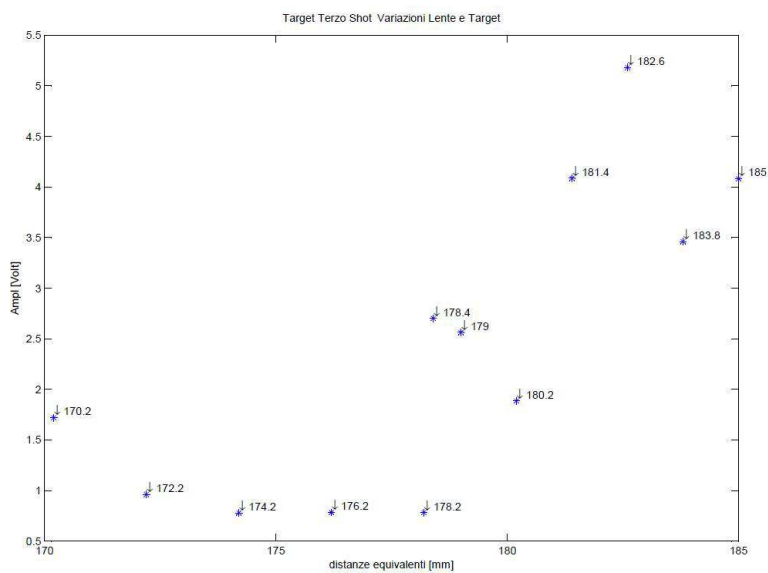


Figura 3.22: Valori massimi dei segnali di target delle prove di focalizzazione

3.2.3 Prove di ablazione

Il setup utilizzato per le prove di ablazione è lo stesso di quello delle prove di focalizzazione, corrispondente allo schema di Figura 3.19.

La distanza tra target e collettore è di 45 mm , quella tra lente e target è di $\sim 200\text{ mm}$ ed entrambe rimangono costanti durante le prove. L'angolo di incidenza tra fascio e asse ortogonale al piano del target è stimato in 60° . Il parametro che verrà fatto variare nelle misure è l'energia dell'impulso laser. In Figura 3.23 viene mostrato il target con i crateri numerati corrispondenti alle serie di misure svolte, ognuna delle quali è caratterizzata da 13 spari ognuno alla stessa energia.

Si può osservare che le dimensioni dei crateri aumentano con l'energia dell'impulso laser. Non deve trarre in inganno la dimensione del cratere corrispondente alla serie 2, poichè essa è dovuta a spari di prova successivi non riportati nelle misure.

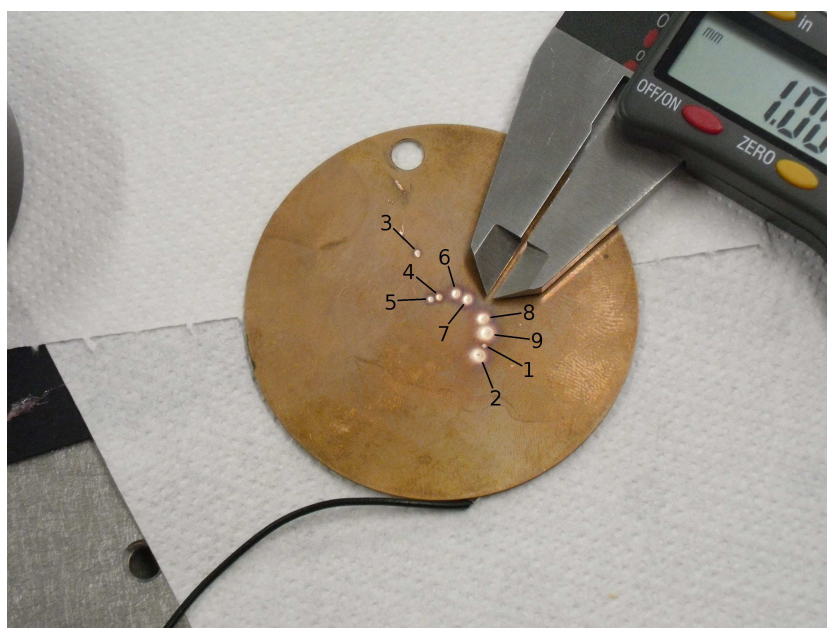


Figura 3.23: Target con numerazione crateri delle serie

Serie	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Energia[mJ]	33	33	115	111	111	355	328	568	1020

Dalla misura dell'area degli spot e dalla conoscenza dell'energia del singolo sparo, è possibile stimare la densità di energia. Prendiamo ad esempio la serie numero 3:

- Area dello spot: $9,425 \cdot 10^{-3} [cm^2]$;
- Energia colpo: $115 [mJ]$;
- Densità di energia stimata: $12,2 [J/cm^2]$.

Delle 9 prove svolte non sono stati elaborati i dati delle serie 2 e 4, aventi tuttavia energie pari rispettivamente alle serie 1 e 3/5.

Vengono ora presentate le prove di misura e di elaborazione dei dati. Per ognuna di esse è presentato un esempio, lasciando la consultazione dei dati nel loro complesso all'appendice in fondo al capitolo.

Serie di segnali

Per ogni serie di segnali si è proceduto regolando l'energia dell'impulso laser attraverso i ritardi delle lampade degli stadi di amplificazione, successivamente è stato fatto ruotare il target in modo che il fascio focalizzato colpisse una zona nuova del target, ed infine sono stati eseguiti 13 spari consecutivi acquisendo entrambi i segnali di target e collettore.

Tutte le prove sono state eseguite in assenza di tensioni di bias e con terminazioni rispettivamente di 50Ω per il target e $1 M\Omega$ per il collettore.

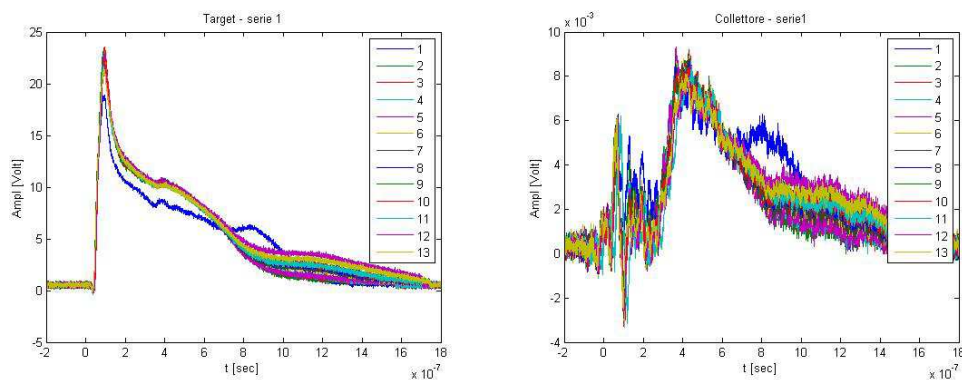


Figura 3.24: Segnali di target e collettore della serie 3

Le serie di segnali mostrano tutte un primo segnale diverso dai successivi, probabilmente a causa di deposizioni o ossidazioni sulla superficie. Si può quindi assumere che il primo sparo serva a pulire il materiale e di non considerarlo nelle elaborazioni successive dei segnali.

Tensioni massime

La prima elaborazione fatta è il calcolo dei massimi di ogni sparo. Da questi grafici si ottiene un'informazione sulla ripetibilità delle misure fatte per ogni serie, quindi per avere un grado di concordanza tra i segnali lasciando immutate le condizioni di misura.

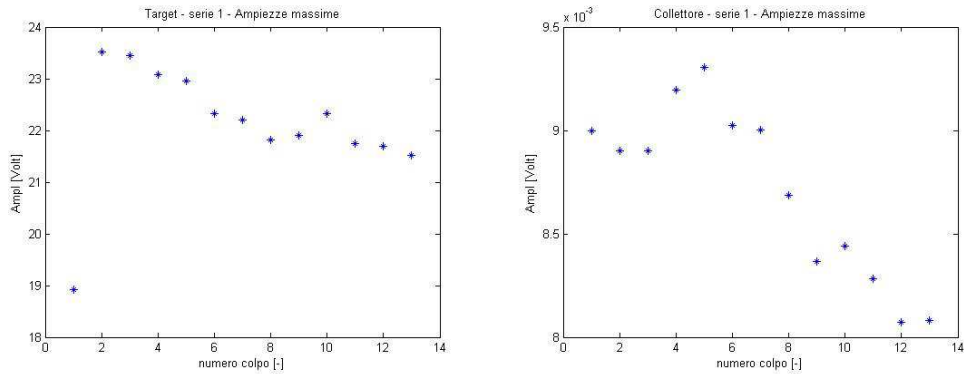


Figura 3.25: Tensioni massime di target e collettore della serie 3

Nella valutazione della ripetibilità delle misure sono stati trascurati i segnali che mostrano andamenti anomali, tra i quali si ha il primo di ogni serie. Considerando quindi solo le misure significative, per i segnali di target si ha una variazione percentuale dei massimi rispetto al valore medio sempre sotto il 10%, mentre per il collettore tale variazione può in alcuni casi arrivare fino al 25%.

Stima della carica totale

La seconda elaborazione riguarda la carica totale che ha interessato target e collettore durante le prove di ablazione. Per questa stima è stata calcolata la media dei campioni delle tensioni lette, moltiplicata per la finestra temporale di osservazione ($T = 2 \mu s$) e dividendo infine per il valore della resistenza del canale dell'oscilloscopio ($R = 50 \Omega$ per il target e $R = 1 M\Omega$ per il collettore).

$$Carica\ Totale = \frac{\sum_{i=1}^{10000} V_i}{10000} \cdot \frac{T}{R} \quad (3.1)$$

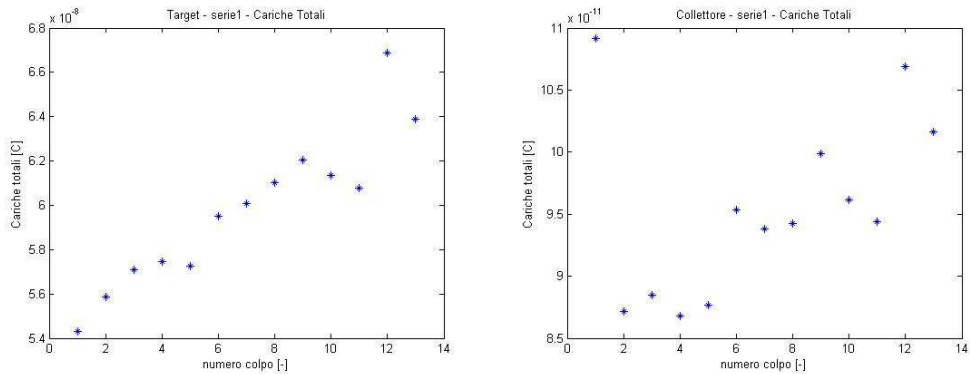


Figura 3.26: Carica totale di target e collettore calcolata per la serie 3

I grafici ottenuti dai segnali di target mostrano una doppia tendenza: si evidenzia una crescita della carica totale sia al crescere dell'energia dell'impulso laser, sia al crescere del numero di spari all'interno della singola serie.

Confronto media dei colpi al variare dell'energia

Come è stato detto nella descrizione delle prove di ablazione, ogni serie di segnali mostra andamenti simili ad esclusione del primo sparo laser. Per ognuna delle serie di impulsi viene perciò calcolata la media dei segnali, ottenendo quindi per ogni serie un segnale rappresentativo. Tali segnali vengono poi confrontati tra loro per osservarne le variazioni al crescere dell'energia dell'impulso laser.

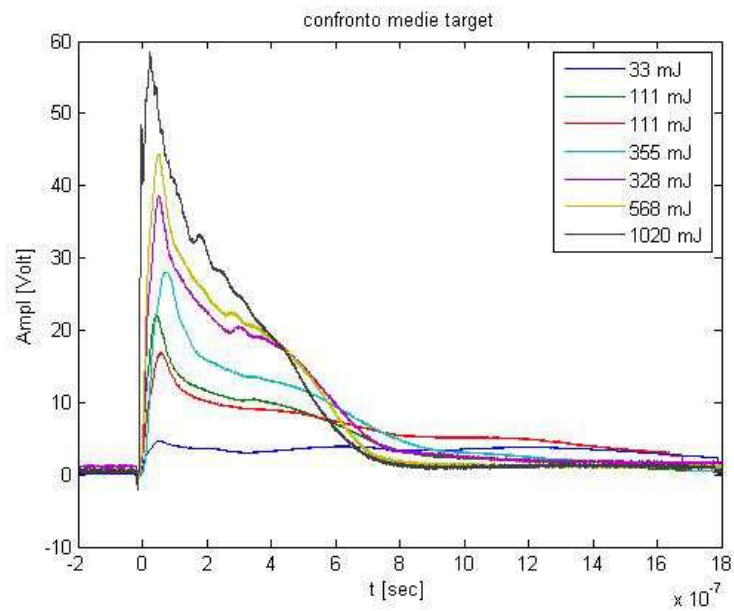


Figura 3.27: Confronto media dei segnali di target al variare dell'energia

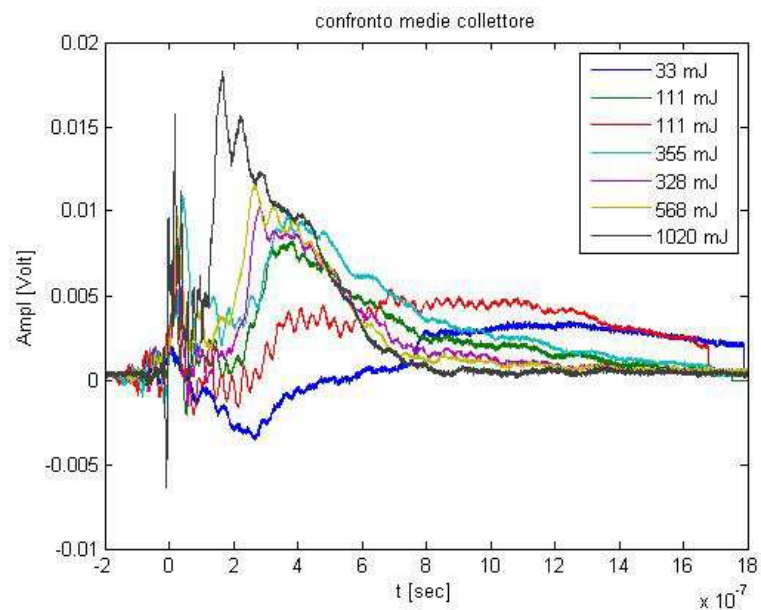


Figura 3.28: Confronto media dei segnali di collettore al variare dell'energia

Al crescere dell'energia del singolo sparo laser, si ha un aumento delle ampiezze massime dei segnali di target e di collettore, mentre vengono a

ridursi le durate degli eventi (dai $2 \mu s$ circa delle serie 3 e 5 a $111 mJ$ agli $0,8 \mu s$ della serie 9 a $1020 mJ$). Un altro effetto dell'aumento dell'energia è un cambiamento nella forma dei segnali: il target vede attenuare la forma a plateau che segue il picco a basse energie, fino ad assumere un andamento a coda decrescente per $1020 mJ$. Al crescere dell'energia, il segnale di collettore mostra anche il formarsi di un andamento finale con oscillazioni.

Confronto carica totale al variare dell'energia

Vengono confrontate le cariche totali al variare dell'energia, prendendo come segnale rappresentativo di confronto quello della quinta misura di ogni serie.

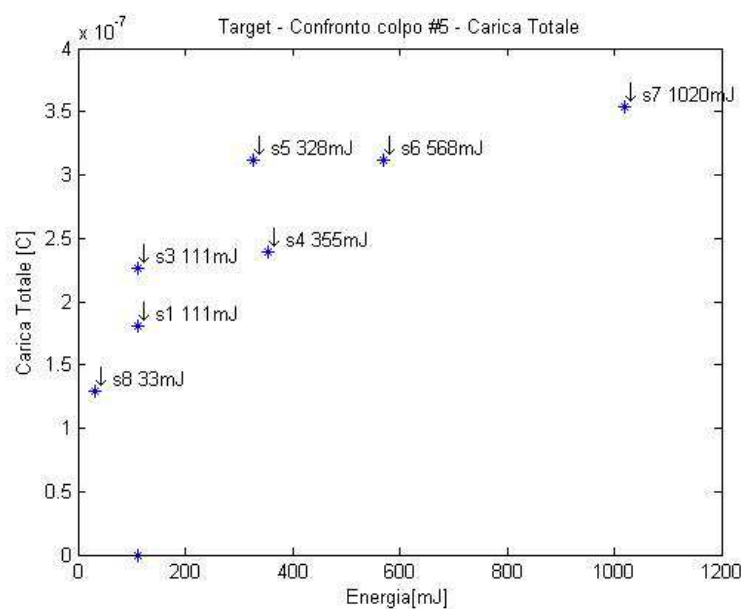


Figura 3.29: Confronto della carica totale raccolta dal target al variare dell'energia

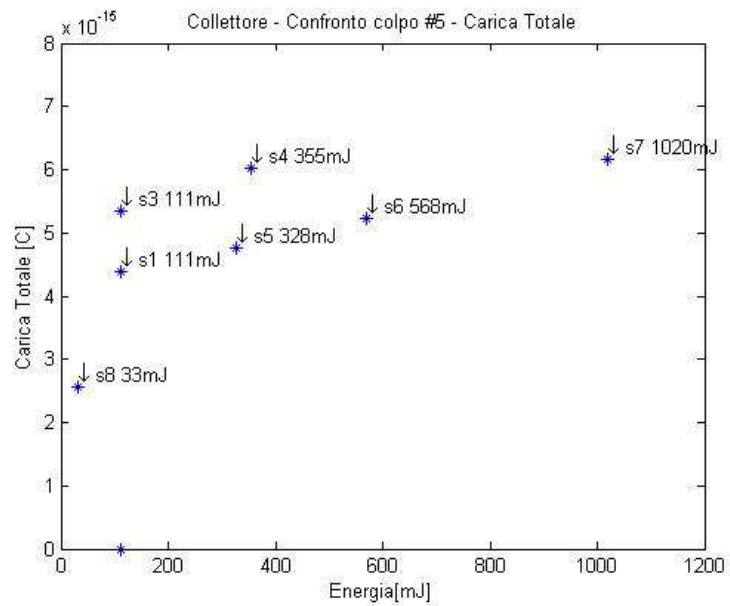


Figura 3.30: Confronto della carica totale raccolta dal collettore al variare dell'energia

3.2.4 Prove di ablazione con polarizzazione del collettore

Per le seguenti prove di ablazione su target di rame con polarizzazione del collettore è stato utilizzato lo stesso setup delle precedenti prove di ablazione senza polarizzazione, con la sola aggiunta dell'alimentatore e di un condensatore di disaccoppiamento per la componente continua messo tra l'elettrodo collettore e il canale dell'oscilloscopio in modo che quest'ultimo non subisca danni. Lo schema delle prove è riportato in Figura 3.31.

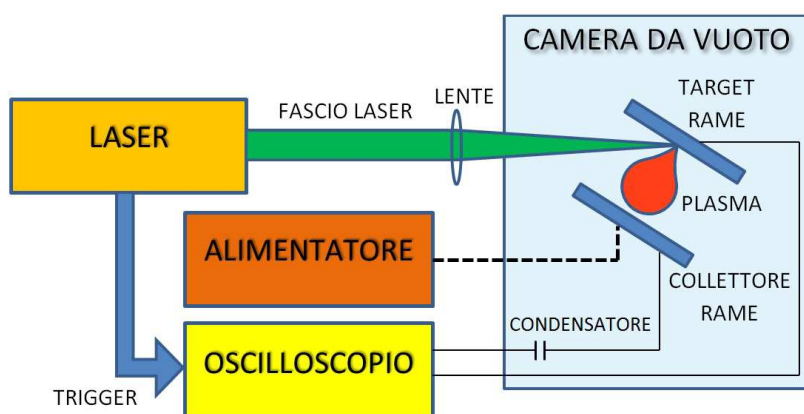


Figura 3.31: Schema del setup delle prove di ablazione con polarizzazione

In figura Figura 3.32 e Figura 3.33 sono riportate rispettivamente le immagini del target al termine delle prove e della flangia con il collettore collegato elettricamente all'alimentatore e all'oscilloscopio attraverso i passanti da vuoto.



Figura 3.32: Foto del target al termine delle prove di ablazione con polarizzazione

Per quanto riguarda la modalità di misura si ha ancora che ogni serie corrisponde a 13 colpi consecutivi alla stessa energia fatti sullo stesso punto di sparo. Le distanze tra target e collettore (45 mm) e tra lente e target ($\sim 200\text{ mm}$) non vengono fatte variare. L'angolo di incidenza tra fascio e asse ortogonale al piano del target è stimato in 60° .

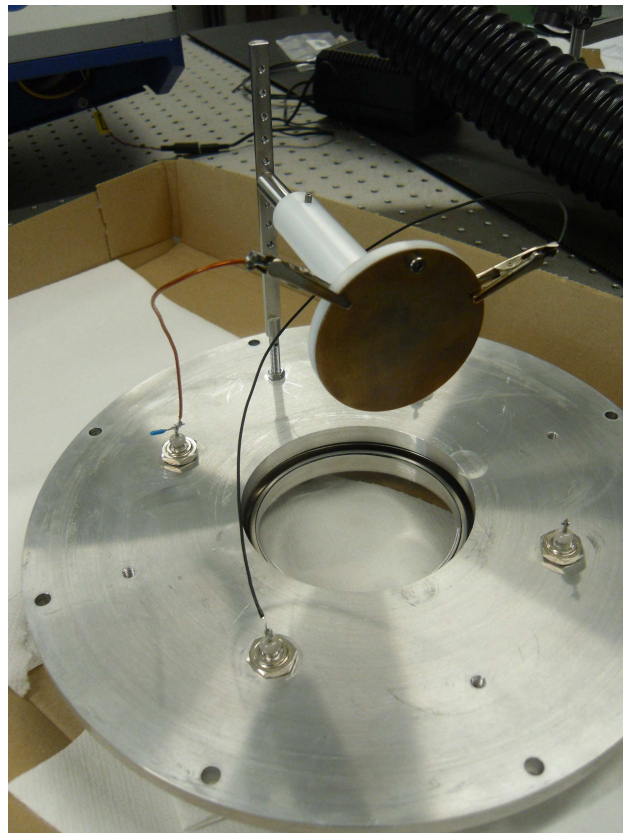


Figura 3.33: Collettore con collegamenti per polarizzazione e lettura segnale

Anche per queste prove sono state calcolate, per ognuna delle serie di segnali, le medie dei colpi (in particolare degli ultimi 10) in quanto mostrano andamenti pressochè identici. Questi segnali di media vengono poi confrontati tra loro per vedere come variano al variare dell'energia dell'impulso laser.

Le prove sono state fatte per 3 diverse energie di impulso: $114mJ$, $1000mJ$ e $1900mJ$. Per ogni valore di energia, il collettore è stato polarizzato con diversi valori di tensione :

- Serie $114mJ$: $-80V$, $-40V$, $-20V$, $0V$, $+20V$, $+40V$;
- Serie $1000mJ$: $-80V$, $-40V$, $-20V$, $0V$, $+20V$, $+40V$, $+80V$;
- Serie $1900mJ$: $-40V$, $-20V$, $0V$.

Vengono ora presentate le prove di misura e di elaborazione dei dati. Per ognuna di esse è presentato un esempio, lasciando la consultazione dei dati nel loro complesso all'appendice in fondo al capitolo.

Serie di segnali

La procedura seguita per l'acquisizione dei segnali è simile alle prove di ablazione precedenti: per ogni serie è stata regolata l'energia dell'impulso laser e la tensione di polarizzazione del target, successivamente è stato fatto ruotare il target in modo che il fascio focalizzato colpisse una zona nuova del target, ed infine sono stati eseguiti 13 spari consecutivi acquisendo entrambi i segnali di target e collettore.

Le terminazioni dei segnali nei canali dell'oscilloscopio sono state rispettivamente di $50\ \Omega$ per il target e $50\ \Omega$ per il collettore (talvolta $25\ \Omega$ per attenuare il segnale e non avere saturazione).

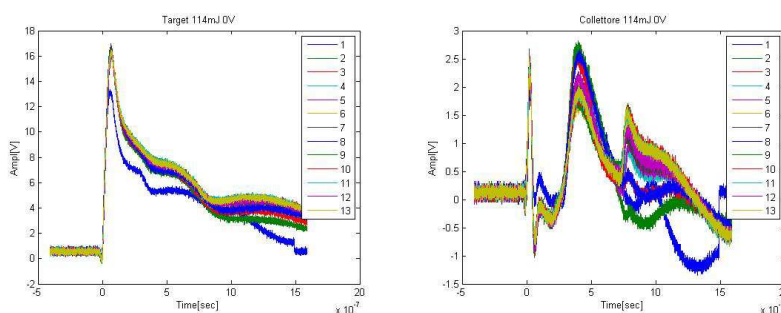


Figura 3.34: Segnali di target e collettore della serie di energia $114\ mJ$ e polarizzazione a $0\ V$

Analogamente a quanto osservato nelle precedenti prove di ablazione senza polarizzazione, le serie di segnali mostrano tutte un primo segnale diverso dai successivi, probabilmente a causa di deposizioni o ossidazioni sulla superficie. Facciamo quindi ancora l'assunzione che il primo sparo serva a pulire il materiale e non verrà considerato nelle elaborazioni successive.

Confronto medie al variare della polarizzazione

La prima elaborazione dei segnali ottenuti prevede, per ognuna delle serie, il calcolo della media dei segnali. Tali segnali vengono poi confrontati tra loro per osservarne le variazioni al crescere dell'energia dell'impulso laser e dell'alimentazione.

- Serie $114\ mJ$

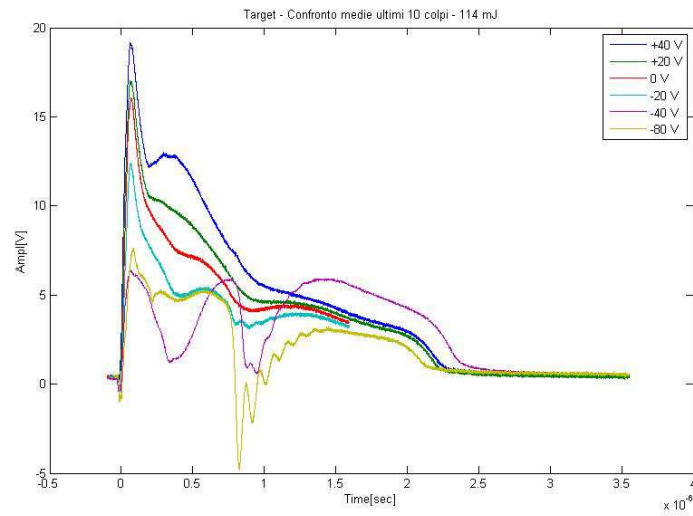


Figura 3.35: Confronto media dei segnali di target al variare della tensione di polarizzazione della serie a $114mJ$

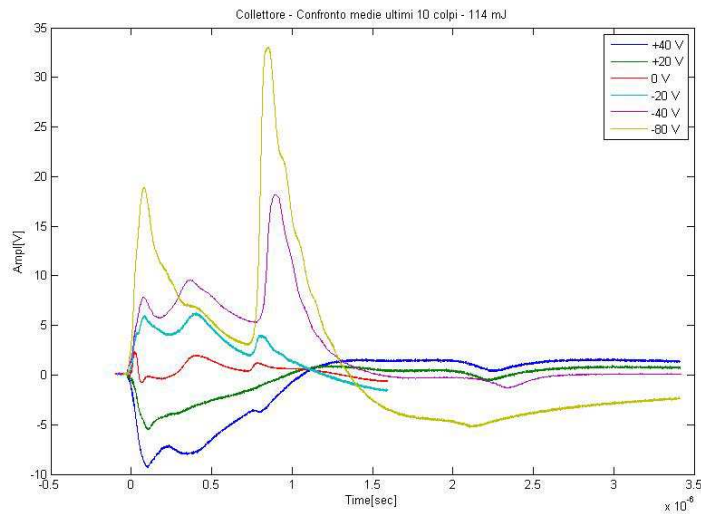


Figura 3.36: Confronto media dei segnali di collettore al variare della tensione di polarizzazione della serie a $114mJ$

Nell'analisi dei segnali corrispondenti a $114mJ$ si può notare che per i segnali di target a tensioni di polarizzazione positive crescenti il segnale aumenta, mentre per tensioni negative il segnale diminuisce e si accentua la struttura formata da tre tempi caratteristici.

Nel caso del collettore a polarizzazioni negative, all'aumento del modulo della tensione corrisponde un aumento dei picchi del segnale, probabilmente dovuto ad una maggiore attrazione per gli ioni del plasma e ad una repulsione per gli elettroni prodotti dall'impatto degli atomi neutri con il collettore. Prendendo i tre picchi principali a $0.1 \mu\text{sec}$, $0.5 \mu\text{sec}$ e $1 \mu\text{sec}$ si hanno velocità rispettivamente di $5 \cdot 10^7 \text{ cm sec}^{-1}$, 10^7 cm sec^{-1} e $5 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}$. Le velocità calcolate per i tre picchi sono coerenti con quelle riportate in studi di ablazione presenti in letteratura. Il secondo picco tuttavia sembra risentire meno dell'aumento della tensione di polarizzazione rispetto agli altri picchi, in quanto a -80 V tende ad attenuarsi in favore del primo e del terzo.

- Serie 1000 mJ

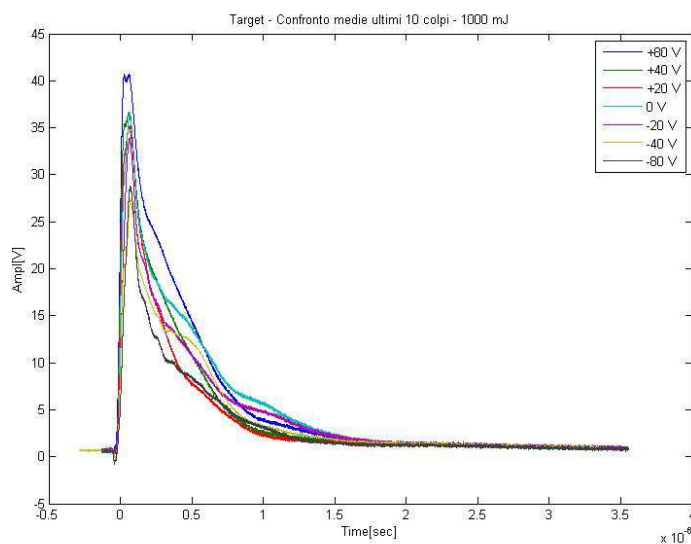


Figura 3.37: Confronto media dei segnali di target al variare della tensione di polarizzazione della serie a 1000 mJ

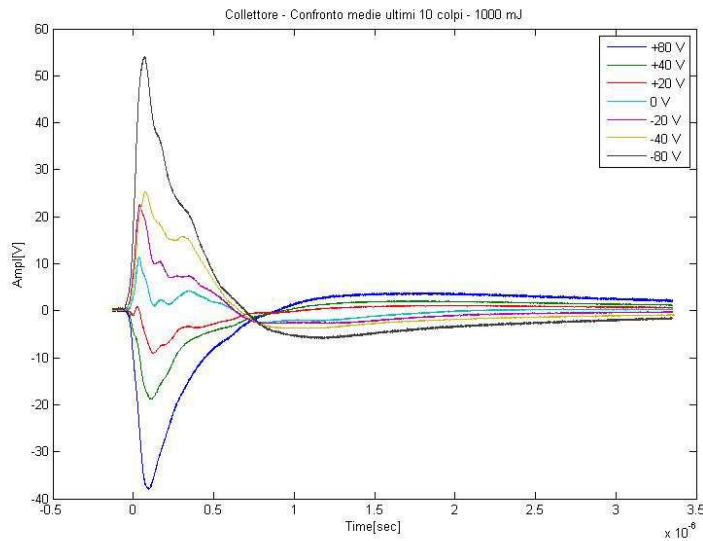


Figura 3.38: Confronto media dei segnali di collettore al variare della tensione di polarizzazione della serie a $1000mJ$

Dall'osservazione dei dati elaborati si evince per i segnali di target un andamento simile a quello della serie a $114mJ$, ma diversamente da essa, per tensioni di polarizzazione negative la struttura a picchi non risulta più evidente. Per tutti i valori di polarizzazione il segnale mostra sempre un andamento dovuto a più componenti sovrapposte, la cui dinamica per bassi valori di energia laser è dovuta principalmente all'evoluzione termica del target. Passando da valori di polarizzazione positivi a negativi si può notare una riduzione in durata e in ampiezza dei segnali. Questo fenomeno è spiegabile se si tiene conto che gli elettroni secondari, prodotti dagli atomi neutri che impattano sul target, diminuiscono al crescere del valore negativo della tensione di polarizzazione. Infatti la bassa energia degli elettroni estratti non è sufficiente a farli allontanare completamente dal target.

Il collettore mostra invece segnali positivi crescenti al crescere del modulo della tensione negativa di polarizzazione, per l'effetto attrattivo che quest'ultima ha nel confronto degli ioni e repulsivo per gli elettroni (del plasma e secondari prodotti dagli atomi neutri). Nel caso di polarizzazione positiva crescente si ha un'inversione del segnale, il quale risulta negativo ed aumenta in modulo. Il motivo è da ricercarsi nell'effetto di attrazione che la tensione ha sugli elettroni del plasma e quelli secondari estratti dal target dagli atomi neutri.

- Serie 1900mJ

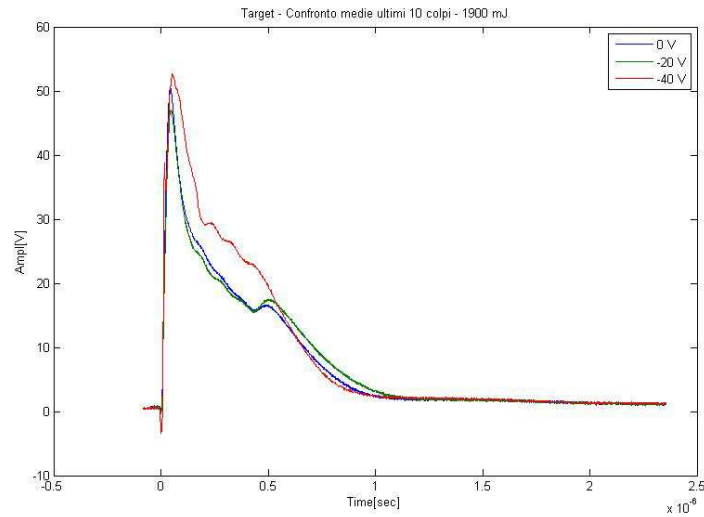


Figura 3.39: Confronto media dei segnali di target al variare della tensione di polarizzazione della serie a 1900mJ

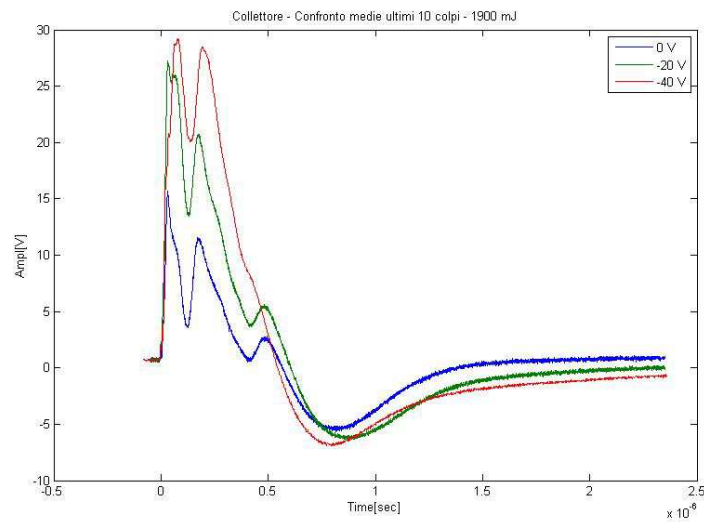


Figura 3.40: Confronto media dei segnali di collettore al variare della tensione di polarizzazione della serie a 1900mJ

Analizzando i segnali ottenuti, al target l'effetto schermante della tensione di polarizzazione sulla corrente di elettroni secondari non sembra

essere più dominante. Tale effetto, che si aveva nelle serie a 114mJ e a 1J, prevede che la corrente di elettroni secondari generati dai neutri sul target e viaggianti fino al collettore risenta della polarizzazione e perciò diminuisca all'aumentare della tensione. Infatti al crescere del modulo della tensione negativa il segnale diminuisce leggermente per -20V e poi aumenta per -40V.

Per il collettore si ha un aumento dell'ampiezza del segnale al crescere del modulo della tensione negativa, inoltre la struttura a picchi si fa più marcata. Questo fenomeno può essere dovuto al fatto che con l'aumentare dell'energia laser i campi acceleranti sono aumentati e gli ioni arrivano prima. Infine si può osservare un aumento del secondo picco spiegabile con il fatto che al crescere dell'energia la velocità dei neutri è maggiore e perciò strappano più elettroni secondari.

Dal confronto dei segnali di media tra le varie energie, si vede che al crescere dell'energia, dalla serie a 114 *mJ* alle serie 1000 *mJ* e 1900 *mJ* si ha una uniformazione dei segnali, sia di target che di collettore, probabilmente dovuta al fatto che la polarizzazione ha un effetto via via più trascurabile sull'evoluzione del segnale. In tutte le prove svolte il segnale di target rimane sempre positivo (eccezione fatta per un singolo picco negativo nella sola prova a 110 *mJ* con polarizzazione a $-80 V$) inoltre l'ampiezza del segnale aumenta all'aumentare dell'energia dell'impulso laser. Sempre per tutte le prove si ha che il segnale di collettore per polarizzazioni positive diventa negativo e tale fenomeno trova una spiegazione considerando che vengano attratti gli elettroni del plasma.

Capitolo 4

Progetto e realizzazione del tempo di volo

Al fine di indagare il fenomeno dell'ablazione e della generazione di ioni, è stato allestito uno spettrometro di massa a tempo di volo con l'utilizzo di un tubo in acciaio della lunghezza di $1,5\text{ m}$ e diametro interno di 10 cm , collegato all'apertura laterale della camera da vuoto. Il tubo del tempo di volo prende quindi il posto della flangia laterale dotata di braccio scorrevole utilizzata nelle prove di ablazione per il posizionamento e lo spostamento del target.

4.1 Struttura del Tempo di Volo

Il primo passo per la progettazione dello spettrometro di massa a tempo di volo, d'ora in poi chiamato TOF (Time Of Flight), è stato la scelta del tipo di struttura con la quale implementarlo. Tra le diverse soluzioni presenti in letteratura, si è scelto di adottare la configurazione più semplice da gestire mostrata nello schema di Figura 4.1. Osservando la struttura si possono distinguere 4 elettrodi A , B , C e D , ognuno dei quali caratterizzato da un potenziale elettrostatico, che individuano 3 zone con diverse funzioni:

- **zona di generazione/estrazione:** è compresa tra gli elettrodi A e B e al suo interno viene generato il plasma dal quale vengono estratti gli ioni, che nel nostro caso sono ottenuti per ablazione laser su di un target solido;
- **zona di accelerazione:** è compresa tra gli elettrodi B e C ed ha la funzione di fornire agli ioni un'energia cinetica pari all'energia potenziale dovuta alla differenza di tensione $V_B - V_C$ ai suoi capi;

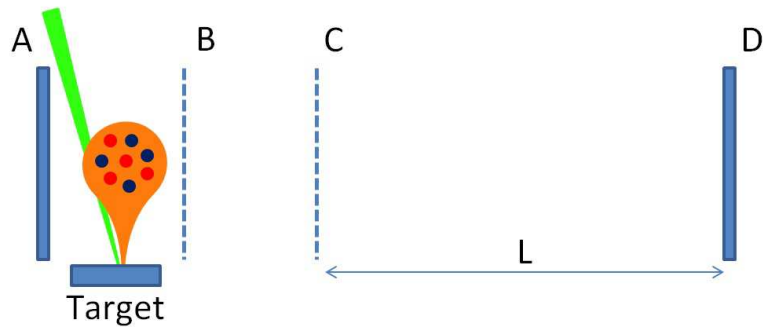


Figura 4.1: Schema della struttura utilizzata per il tempo di volo

- zona di volo a potenziale costante: in questo tratto gli ioni non subiscono ulteriori accelerazioni e proseguono il loro percorso verso il collettore a velocità costante. Da questo segue la necessità che la struttura ospitante il quarto elettrodo D formi con esso una struttura chiusa al fine di assumere lo stesso potenziale C : V_C .

Gli elettrodi B e C sono costituiti da griglie in quanto devono permettere il passaggio agli ioni mentre l'ultimo elettrodo, il quale funge da collettore per gli ioni, verrà collegato ad un oscilloscopio su terminazione a $50\ \Omega$ per l'acquisizione del segnale del TOF. Per la polarizzazione degli elettrodi si è utilizzato l'alimentatore di alta tensione presentato nel capitolo 3 per la polarizzazione del collettore nelle prove di ablazione e i valori dei potenziali sono ottenuti grazie ad un partitore resistivo interno alla camera, munito di condensatori in parallelo per mantenere costante la tensione di polarizzazione. Questo accorgimento si è rivelato necessario in seguito ad alcune prove del tempo di volo durante le quali è stata notata una diminuzione istantanea della tensione, dovuta all'impatto della piuma di plasma con gli elettrodi.

Vengono ora elencati i vincoli che la realizzazione della struttura deve soddisfare:

- il fascio, entrante verticalmente nella struttura tramite la finestra della flangia superiore, dovrà colpire perpendicolarmente la superficie del bersaglio;
- gli ioni dalla piuma di plasma devono essere estratti e accelerati in direzione del collettore posizionato al termine del tubo del TOF;
- la struttura degli elettrodi e del bersaglio deve essere elettricamente isolata rispetto alla camera;

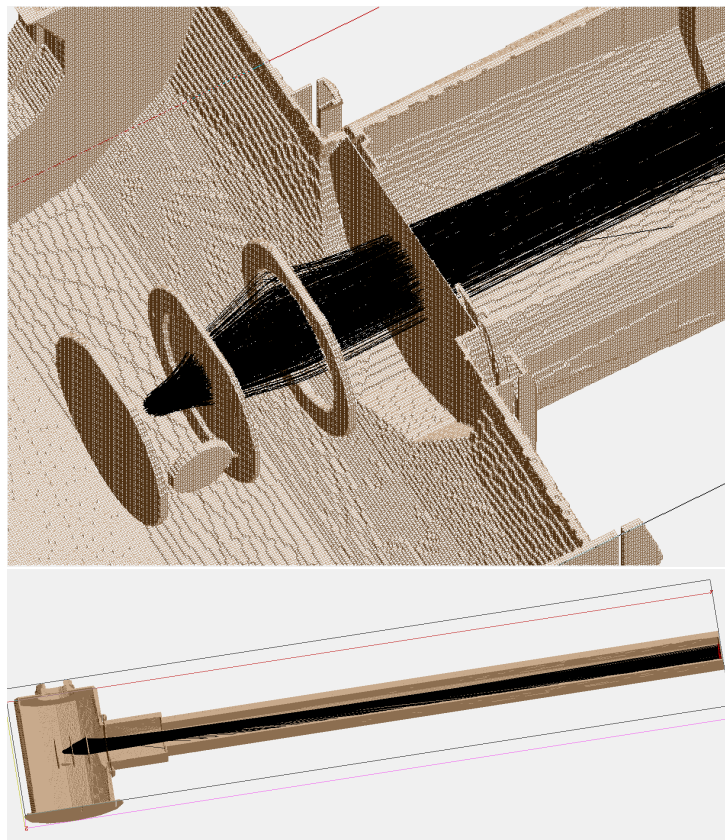


Figura 4.2: Immagini di una simulazione di tempo di volo svolta con software *Simion*[®]

- si vuole mantenere il potenziale fisso del tubo del tempo di volo $V_C = 0V$ in modo da non dover intervenire internamente alla struttura e assicurare così la sicurezza elettrica.

In fase di progetto si è reso necessario aggiungere alla struttura presentata un ulteriore elettrodo, detto lente di *Heinzel*, costituito da un anello di rame posizionato tra gli elettrodi B e C. Questo elettrodo, carico positivamente, funge da lente elettrostatica per gli ioni focalizzandone il fascio verso il collettore del TOF.

4.2 Progetto meccanico

4.2.1 Scelta distanze e potenziali con *Simion*[®]

Definita la struttura e le condizioni sugli elettrodi, sono state eseguite alcune serie di simulazioni con diversi gradi di approssimazione per scegliere le distanze e i potenziali da assegnare al fine di massimizzare l'efficienza di estrazione. Il software *Simion*[®] permette di importare le strutture 3D realizzate con il software *ProE*[®] e di assegnare ad ogni componente del disegno un potenziale elettrico. In fase di simulazione è possibile generare distribuzioni spaziali di ioni e ottenere come risultato le traiettorie, i tempi e le velocità del loro volo. In Figura 4.2 sono riportate due immagini delle simulazioni svolte.

Prima serie di simulazioni

La prima serie di simulazioni è servita a determinare un primo ordine di grandezza per i potenziali da assegnare agli elettrodi e per le distanze che intercorrono tra di essi. La struttura simulata è formata dai soli elettrodi, trascurando per il momento la camera di interazione con il rispettivo potenziale di $0 V$. Per semplicità si è inoltre ipotizzato che gli ioni del plasma abbiano energia cinetica trascurabile e che vengano generati al centro della zona di estrazione con una distribuzione sferica di diametro pari ad $1 cm$ (dimensione tipica indicata negli articoli di letteratura dei plasmi generati per ablazione laser).

Con l'aiuto delle simulazioni si è scelto di porre l'elettrodo A al potenziale di $6000 V$, mentre B e la lente entrambi a $5250 V$ in modo da garantire una buona estrazione con $750 V$ di differenza di tensione e una buona accelerazione con un salto di $5250 V$. Inoltre, tenendo conto dei vincoli meccanici (che verranno presentati nel prossimo sottocapitolo) una buona distanza tra i due elettrodi è risultata di $4 cm$.

La scelta del potenziale di estrazione è un compromesso tra due necessità, la prima delle quali è non accelerare troppo gli ioni prima che escano dalla zona di estrazione, in modo che si possa fare l'assunzione che l'energia cinetica guadagnata durante l'estrazione sia trascurabile rispetto a quella ottenuta durante la fase di accelerazione. Se questo assunto non fosse rispettato, non sarebbe valida la trattazione del tempo di volo per la quale tutta l'energia potenziale dovuta al potenziale accelerante viene tradotta in energia cinetica. Inoltre se l'accelerazione degli ioni in fase di estrazione fosse troppo elevata, si avrebbe una maggior distribuzione in velocità nel passaggio alla fase di accelerazione. Per capire questo punto, ci mettiamo nelle condizioni di idealità

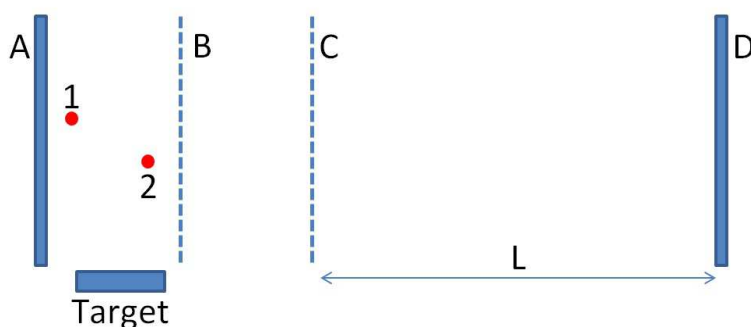


Figura 4.3: Distribuzione velocità ioni generati in zone diverse della zona di estrazione

per le quali in tutte le zone del tempo di volo il campo accelerante è costante e dipende solo dalle differenze dei potenziali elettrostatici degli elettrodi e delle griglie.

Con riferimento alla Figura 4.3, consideriamo due ioni generati in punti diversi all'interno della zona di estrazione e con velocità iniziale nulla $V_1(0) = V_2(0) = 0$. Lo ione numero 2, generato più vicino alla griglia B, uscirà per primo dalla zona di estrazione ma con velocità $V_2(t_1)$ minore rispetto a $V_1(t_2)$ con la quale uscirà lo ione numero 1 (quest'ultimo infatti ha subito per più tempo l'accelerazione costante del campo). Nella zona di accelerazione entrambi gli ioni acquisiranno la stessa quantità di energia, con la conseguenza che entreranno nella zona di volo libero con velocità $V_1 > V_2$. Dopo un certo tempo, a causa delle diverse velocità, lo ione numero 1 supererà lo ione numero 2 e da quell'istante fino all'arrivo al collettore esso acquisirà un certo distacco temporale. Questo effetto riguarda tutti gli ioni nel loro complesso e comporta un allargamento temporale indesiderato nei picchi osservati al TOF per ciascun stato di carica.

La seconda necessità riguarda invece la capacità effettiva di estrazione degli ioni in quanto, a parità di distanza tra gli elettrodi, un potenziale di estrazione troppo basso non sarebbe in grado di richiamare gli ioni. Essi sono infatti dotati di energia cinetica dovuta all'accelerazione per campi elettrici interni al plasma e con direzione ortogonale all'asse del tempo di volo. In assenza di un opportuno campo elettrico che riesca a deviare gli ioni, essi passeranno attraverso la regione di estrazione senza subire un'opportuna deviazione in direzione del tempo di volo.

Seconda serie di simulazioni

La seconda serie di simulazioni è stata fatta al fine di effettuare la scelta della distanza tra la lente di *Heinzel* e la griglia *B* e della sua polarizzazione. In questo caso è stata simulata anche la camera da vuoto a $0V$, mentre per gli ioni vale ancora la semplificazione sull'energia cinetica iniziale della prima simulazione e la loro generazione al centro della zona di estrazione con distribuzione sferica di 1 cm di raggio. Come riportato nella prossima sezione (Progetto meccanico), la distanza tra gli elettrodi *B* e *C* è determinata da alcuni vincoli quali la scelta della distanza tra gli elettrodi *A* e *B*, unitamente alle necessità di posizionare la zona di estrazione centralmente rispetto alla camera e al posizionamento dell'elettrodo *C* all'ingresso del braccio laterale della camera. Avendo scelto una distanza di 4 cm tra gli elettrodi *A* e *B*, ed avendo una distanza tra il centro della camera di interazione e l'elettrodo *C* di 21 cm (pari al raggio della camera) rimangono, tenendo conto degli spessori degli elettrodi, circa 8 cm tra gli elettrodi *B* e *C*.

Gli esiti delle simulazioni hanno mostrato che il posizionamento intermedio rispetto alla distanza tra gli elettrodi *B* e *C* unitamente ad una polarizzazione pari a quella della griglia *B* ($V_B = V_{LENTE}$) consentono una bassa dispersione degli ioni attraverso la lente e una buona focalizzazione sull'elettrodo *D* del TOF.

Terza serie di simulazioni

Una terza serie di simulazioni ha introdotto la generazione degli ioni non più nella parte centrale della zona di estrazione, ma in un punto centrale della superficie superiore del target, con una distribuzione spaziale conica con asse perpendicolare alla superficie del target ed energia cinetica ricavata dai valori riportati in letteratura (come riportato in Figura 4.9).

4.2.2 Elettrodi di estrazione ed accelerazione ioni

In Figura 4.4 e Figura 4.5 sono riportati due disegni ottenuti con il software *ProE*[®] delle meccaniche che compongono il TOF.

La struttura è fissata meccanicamente alla flangia laterale mediante un sistema di 4 supporti in alluminio, i quali garantiscono anche il collegamento elettrico della griglia *C* al potenziale della camera e consentono il volo a potenziale costante per gli ioni.

Gli elettrodi, costituiti da rame, sono collegati tramite strutture di materiale isolante. La scelta delle distanze ottimali, ottenuta tramite simulazione

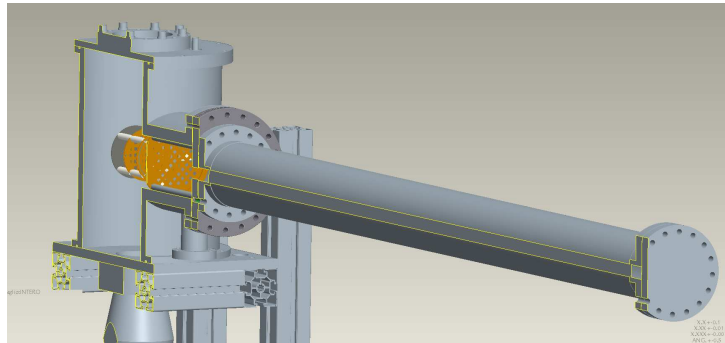


Figura 4.4: Immagine *ProE*[®] della camera di ablazione con il tubo per il TOF

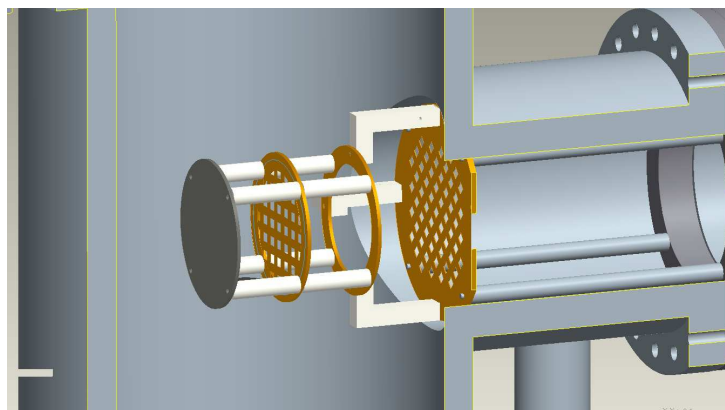


Figura 4.5: Immagine *ProE*[®] degli elettrodi del tempo di volo

e presentata nella sezione precedente, è stata condizionata dai seguenti vincoli meccanici:

- La zona di generazione deve essere centrata rispetto all'asse verticale della camera e della finestra della flangia superiore;
- La distanza tra l'elettrodo A e la prima griglia B è dovuta alla necessità di raccogliere il maggior numero possibile di ioni generati. Tenendo gli elettrodi troppo separati, il campo elettrico non sarebbe sufficiente ad estrarre bene gli ioni, e d'altra parte elettrodi troppo vicini portano al risultato di respingere gli ioni verso il basso a causa delle linee di campo elettrico che sarebbero rivolte verso il fondo della camera;
- La seconda griglia C dev'essere posizionata non oltre l'apertura del braccio laterale della camera. Nel caso in cui la griglia C avente potenziale $V_C = 0V$ fosse posizionata all'interno del braccio laterale, le linee di campo uscenti dagli elettrodi acceleranti sarebbero deviate verso le pareti della camera, con il risultato che gli ioni non seguirebbero il percorso del tempo di volo. Per questo è stato scelto di posizionare la griglia C all'ingresso del braccio della camera, alla stessa distanza delle pareti rispetto all'asse verticale della camera.

Una volta scelta la distanza tra gli elettrodi A e B ed essendo nota la distanza tra la seconda griglia C e l'asse verticale della camera (punto centrale della zona di estrazione), la distanza tra le due griglie B e C rimane determinata. Infine la distanza tra gli elettrodi C e D è determinata dalla posizione della prima e dalla lunghezza del tubo di tempo di volo.

Nella zona di accelerazione tra le due griglie B e C si nota la presenza, rispetto allo schema di Figura 4.1, di un ulteriore elettrodo il quale funge da lente elettrostatica (detta anche lente di *Heinzel*) ovvero serve a focalizzare il fascio di ioni diretto al collettore.

In Figura 4.6 e Figura 4.7 sono riportate rispettivamente le foto della camera con il braccio del TOF montato e l'interno della camera con gli elettrodi di estrazione, i contatti elettrici, le resistenze e i condensatori per ottenere le tensioni di estrazione desiderate.

4.2.3 Primi test sul tempo di volo

Il setup dei primi test sul TOF prevede l'utilizzo dell'alimentatore per la polarizzazione degli elettrodi e l'oscilloscopio per acquisire il segnale del tempo di volo (collettore) e di trigger (connettore BNC dal laser). Il collettore è costituito da un elettrodo uguale a quelli usati nelle prove di ablazione e

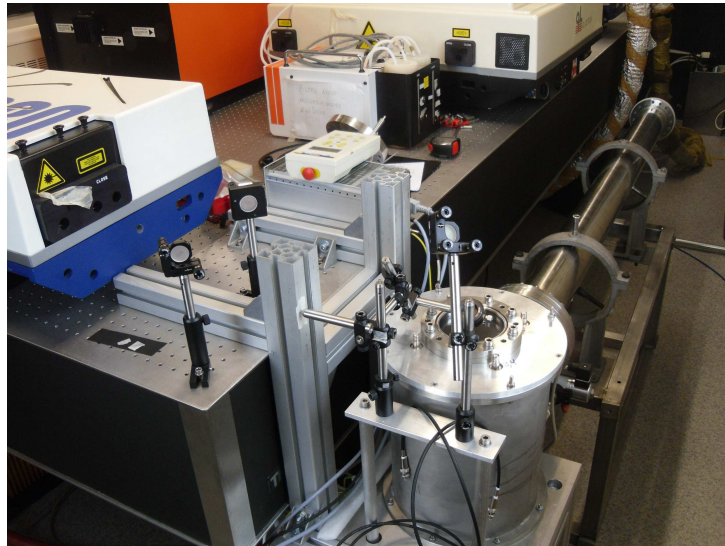


Figura 4.6: Foto della camera di ablazione con tubo per il TOF

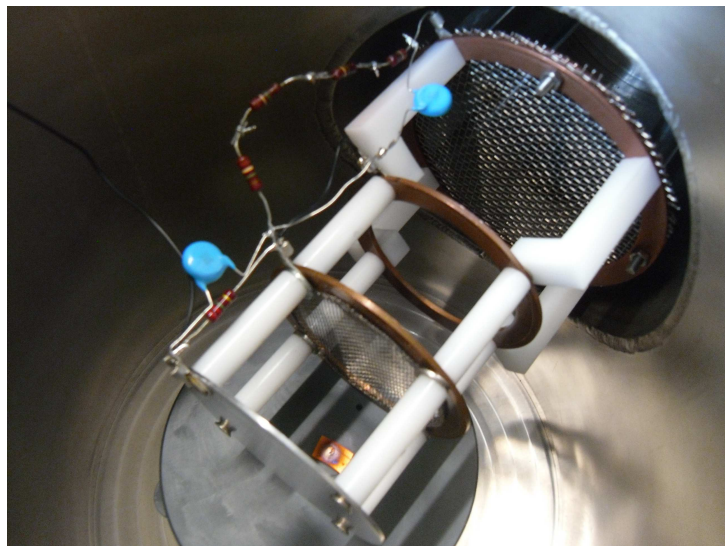


Figura 4.7: Foto della struttura degli elettrodi del tempo di volo

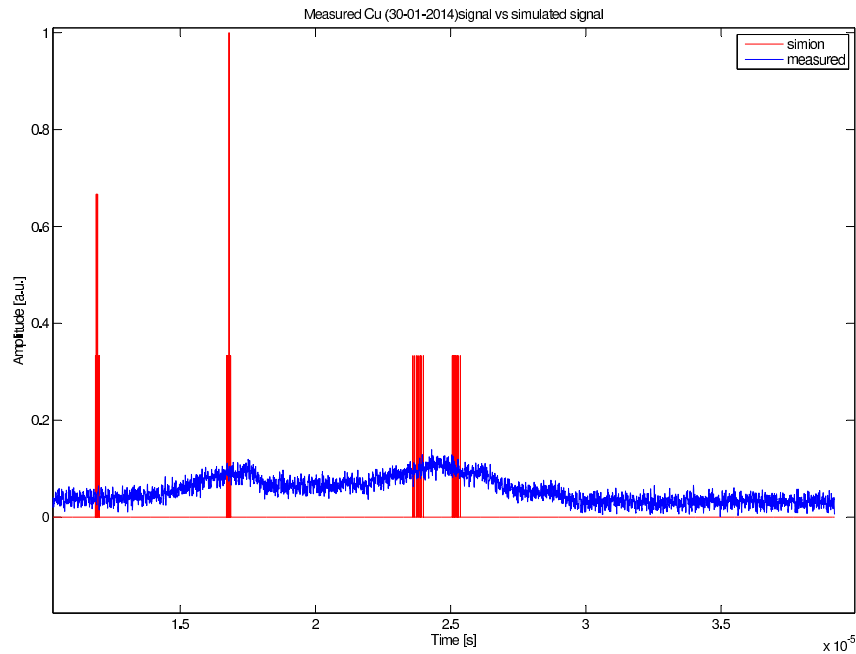


Figura 4.8: Risultati del test del tempo di volo con target di rame sovrapposti alle simulazioni fatte con *Simion*[®]

il suo segnale viene estratto da un passante sulla flangia posta in fondo al tubo del TOF. Al fine di avere isolamento elettrico tra il collettore e la struttura del tempo di volo a 0 V , è stato utilizzato uno spessore dello stesso materiale isolante utilizzato per la meccanica, fissato alla flangia dalla quale viene estratto il segnale.

Le misure ottenute sono state confrontate con delle simulazioni fatte al fine di ricostruire le reali condizioni di lavoro del sistema. In Figura 4.8 viene riportato il risultato di una misura di test fatta con target di rame alla quale è stata sovrapposta una simulazione svolta con *Simion*[®] nelle stesse condizioni. I picchi rossi sono il risultato delle simulazioni svolte e rappresentano il numero di ioni arrivati al collettore mentre il segnale blu è quello acquisito dall'oscilloscopio. Le ampiezze dei segnali sono state normalizzate al fine di avere un confronto tra il numero degli ioni della simulazione e i Volt del segnale acquisito.

In Figura 4.9 è riportata una immagine delle simulazioni svolte nella quale è possibile vedere come sono disposte le linee di campo costante (in rosso), il punto di generazione degli ioni, la distribuzione iniziale delle direzioni e le rispettive traiettorie seguite durante il volo.

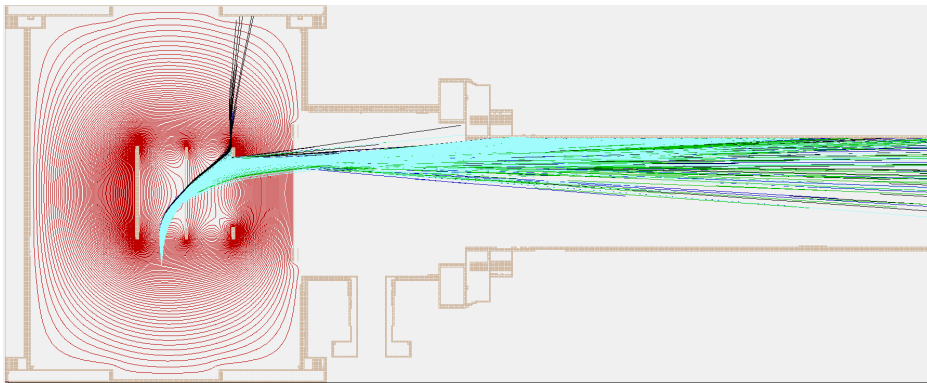


Figura 4.9: Simulazione svolta con *Simion*[®] per i test del tempo di volo

4.3 Progetto elettronico

4.3.1 Schema a blocchi del sistema

Il progetto della parte elettronica del tempo di volo ha come obiettivi la realizzazione di un sistema di acquisizione del segnale del tempo di volo sulla Faraday Cup che sia in grado di:

- campionare ad una frequenza sufficientemente elevata che permetta di apprezzare la separazione temporale tra i diversi stati di carica e l'ampiezza temporale dei picchi;
- memorizzare il segnale di una finestra temporale che abbia inizio con l'impulso di trigger del laser e che duri almeno fino all'arrivo della componente più lenta del segnale, la quale ci si aspetta essere dovuta agli stati di carica minori;
- rendere i dati disponibili al PC.

In Figura 4.10 è riportato lo schema a blocchi del sistema di acquisizione, il quale è composto da un blocco di adattamento del segnale, un blocco di campionamento ed un blocco di memorizzazione gestito da un blocco di controllo che comunica con un PC.

Blocco di adattamento

Il blocco di adattamento deve avere le seguenti funzioni:

- adattamento all'impedenza del cavo BNC del segnale proveniente dalla FC per evitare fenomeni di riflessione;

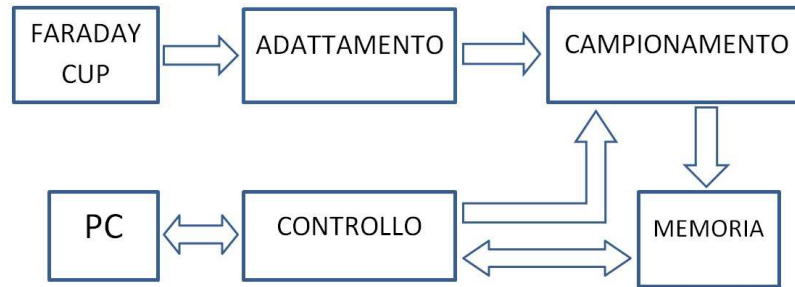


Figura 4.10: Schema a blocchi del sistema di acquisizione e memorizzazione del segnale

- amplificazione del livello di tensione al fine di sfruttare l'intero range dinamico di ingresso dell'ADC;
- protezione per l'ADC.

Blocco di campionamento

Per capire l'ordine di grandezza dei tempi in gioco al fine di orientare la scelta dei componenti elettronici, sono stati fatti alcuni calcoli preliminari. Nelle ipotesi di utilizzo di target di rame, stagno e alluminio, le equazioni della teoria del tempo di volo (4.1) e le simulazioni svolte con il software *Simion*[®] forniscono tempi di arrivo per gli ioni a minore stato di carica nell'ordine di $20 \mu\text{sec}$, con separazioni minime tra stati di carica di qualche centinaia di *ns*. Il calcolo del tempo di volo si basa sul fatto che gli ioni accelerati da un campo elettrostatico acquisiscono un'energia cinetica pari all'energia potenziale del campo accelerante. La formula del bilancio energetico è:

$$qV = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{L^2}{t} \quad (4.1)$$

Dove $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ è la carica elettrica del protone, V è il valore della differenza di potenziale, m è la massa degli ioni, v è la velocità che assumono gli ioni alla fine del tratto di accelerazione, L è la lunghezza del tempo di volo e t è il tempo di volo. Da questa formula possiamo dedurre t :

$$t = \sqrt{\frac{m \cdot L^2}{2 \cdot q \cdot V}} \quad (4.2)$$

Il sistema di acquisizione deve quindi campionare con una frequenza f_C sufficientemente più grande rispetto al reciproco della minore separazione

temporale tra diversi stati di carica, quindi nell'ordine delle decine o centinaia di *Mhz*. Analogamente al teorema del campionamento di Nyquist-Shannon per la ricostruzione del segnale ed evitare il fenomeno dell'aliasing, si può ricavare una condizione per la quale è possibile discriminare diversi stati di carica parzialmente sovrapposti o uguali stati di carica sdoppiati a causa dello spread iniziale sulle posizioni di estrazione. La condizione riguarda la frequenza di campionamento f_C e le durate temporali dei picchi T_{picco} :

$$f_C \gg \frac{1}{T_{picco}} \quad (4.3)$$

Sotto l'ipotesi che i due picchi non siano perfettamente sovrapposti, se la condizione sulla frequenza di campionamento viene verificata, durante la visualizzazione dei dati sarà possibile discriminare le due componenti e provare a ricostruire i due picchi con una successiva elaborazione. Nel caso in cui il campionamento non fosse sufficientemente fitto, si potrebbe incorrere in una interpretazione errata della reale distribuzione temporale dei picchi arrivati al collettore.

Blocco di memoria

La memoria deve:

- garantire una velocità di scrittura pari o superiore alla frequenza con la quale il campionatore fornisce i dati in uscita;
- avere una profondità che permetta di memorizzare un'intera finestra temporale di circa $20 \mu sec$;
- avere una velocità di lettura sufficiente a garantire il passaggio al PC di tutti i dati prima dello sparo successivo, che nel caso dello *YAG980* è di $100 ms$, pari cioè al reciproco della sua repetition rate di $10 Hz$;

Blocco di controllo

La gestione del sistema viene affidata ad un microcontrollore che garantisce la sincronizzazione e l'abilitazione dei singoli dispositivi nelle rispettive fasi di acquisizione, memorizzazione e trasferimento successivo dei dati verso il calcolatore PC.

4.3.2 Descrizione del circuito di test

Vengono di seguito presentati i blocchi che compongono il circuito con i relativi componenti che li implementano. Il software utilizzato per il disegno

del circuito è *Cadence*[®] (release 16.5). Il circuito completo è riportato in appendice al capitolo, in figura Figura ??.

Blocco di campionamento

In fase di progetto, i primi componenti ad essere scelti sono stati l'ADC e la memoria, in funzione della scelta del periodo di campionamento e della semplicità di gestione dei due componenti da parte del blocco di controllo. Come precedentemente descritto nelle specifiche che il blocco di campionamento deve soddisfare, al fine di poter individuare eventuali sovrapposizioni tra picchi vicini la frequenza di campionamento deve essere sufficientemente superiore alla durata temporale dei picchi. Valori tipici ottenuti da esperimenti con analizzatori a tempi di volo sono nell'ordine delle decine-centinaia di *ns*, perciò il vincolo sul campionatore si è tradotto in un periodo di campionamento inferiore alla decina di *ns*. Dal confronto dei modelli di ADC e delle memorie disponibili in commercio si è arrivati alla scelta dei modelli di *ADCAD9480* della *Analog Devices*[®] e memoria *FIFOSN74V245* della *Texas Instruments*[®] che garantiscono un campionamento con periodo di *4 ns*, corrispondente ad una frequenza di *250 Mhz*.

La tensione operativa dell'ADC è stata imposta dal dispositivo che implementa il controllo del circuito nel valore di *3,3V*. Il dispositivo *Raspberry Pi* modello B (*RPi*) verrà successivamente presentato nella sezione riguardante il blocco di controllo.

L'ADC, riportato in Figura 4.11, presenta una struttura interna di tipo LVDS (Low-voltage differential signaling) che garantisce bassi consumi ed elevate velocità, perciò si è reso necessario fornire segnali di ingresso e di clock di tipo differenziale, inoltre per la parte di segnale viene richiesta un'ampiezza massima di *1V*. Entrambe le specifiche dovranno essere soddisfatte dal blocco di adattamento.

Un'altra limitazione introdotta dal dispositivo di controllo *RPi* riguarda la frequenza massima del segnale di clock che può dare in uscita, pari a *125 Mhz*. Per ovviare a questo inconveniente è stato introdotto un oscillatore al quarzo in grado di generare un segnale di tensione di forma rettangolare la cui frequenza è regolabile da un minimo di *0.75 Mhz* ad un massimo di *250 Mhz* a seconda della tensione di alimentazione che viene fornita al dispositivo. Con *3.3V*, valore massimo di tensione consentito, sono garantiti *250 Mhz*.

Inoltre, viene utilizzato anche un traslatore di livello per l'adattamento dell'uscita da single ended a differenziale per il funzionamento ottimale dell'ADC. Il modello scelto per l'oscillatore è l'*FXO - HC73* della *FOX EXPRESSO*[®] mentre per il traslatore di livello è il *SY89329V* della *MICREL*[®].

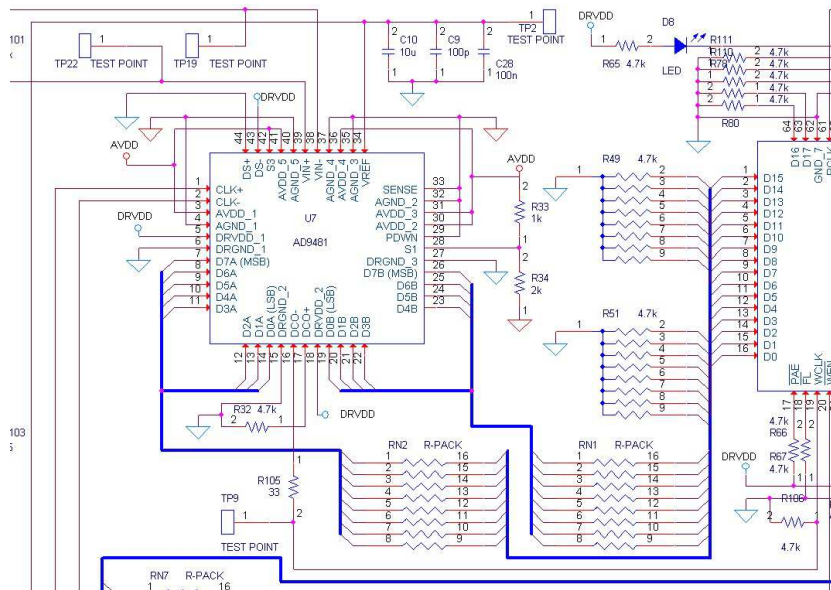


Figura 4.11: Blocco che opera il campionamento del segnale proveniente dalla Farady cup e successivamente elaborato dal blocco di adattamento

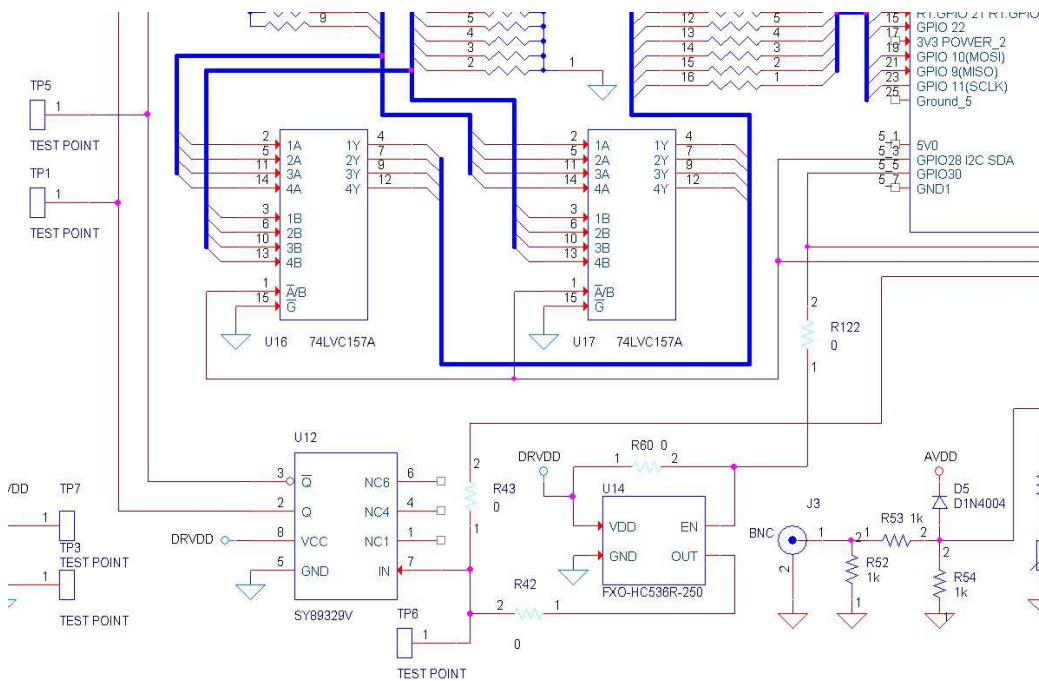


Figura 4.12: Blocco di generazione del segnale di clock a 250 Mhz per l'ADC

In Figura 4.12 viene riportata la parte di circuito con i componenti relativi alla generazione del segnale di clock. Al fine di poterne gestire il funzionamento, l'oscillatore ha entrambi i piedini di enable e della alimentazione collegati ad un pin di controllo del *RPi*. I livelli di tensione di uscita del traslatore di livello variano tra gli $1,5V$ e i $2,3V$ e sono quindi adatti a quelli di ingresso per il clock dell'ADC che accetta una tensione differenziale di ingresso minima di $200mV$ ed una tensione di modo comune regolabile esternamente (si veda la *table 2* del manuale). All'ingresso del traslatore di livello è stato collegato anche un pin del *RPi* il quale può entrare in funzione in caso di malfunzionamento dell'oscillatore al quarzo. Questo è reso possibile da alcune resistenze inserite in serie alle vie di collegamento, le quali saranno sostituite da un corto circuito o da un circuito aperto a seconda delle necessità. Analogamente, le due resistenze R_{60} e R sono state inserite al fine di poter scegliere tra un funzionamento automatico o abilitato dell'oscillatore. Inoltre, le due resistenze R e R poste tra le uscite del traslatore di livello e gli ingressi del clock dell'ADC servono a smorzare le oscillazioni non volute (dumping) che si vengono ad innescare a causa delle componenti parassite delle vie e alle elevate frequenze dei segnali in gioco.

Il piedino S_3 connesso ad $AVDD$ serve ad abilitare il DCO (Digital Clock Output), ovvero il clock in uscita fornito sui pin $DCO+$ e $DCO-$ utilizzato per sincronizzare l'ADC con la memoria. La memoria deve lavorare a $125MHz$ memorizzando due parole da 8 bit alla volta in una parola da 18 bit, perciò è necessario scegliere uno dei due segnali di DCO forniti dall'ADC.

A tal fine, per prima cosa si è scelto di memorizzare la prima parola in uscita dall'ADC nei primi 8 bit della parola della memoria, inoltre dalle specifiche della memoria si evince che l'operazione di scrittura in memoria avviene sul fronte di salita del segnale di $WCLK$. Infine, dall'osservazione dei diagrammi temporali dell'ADC riportati in Figura 4.13, si vede come per ottenere il salvataggio delle parole nell'ordine scelto (parola N sulla porta A e parola $N+1$ sulla porta B) sia necessario utilizzare il segnale $DCO-$ come ingresso per il pin $WCLK$ della memoria. Il pin $DCO+$, come tutti gli altri pin del circuito che non vengono utilizzati, viene collegato verso massa attraverso una resistenza di pull-down al fine di evitare fenomeni indesiderati per i pin non terminati. Sul collegamento tra il pin $DCO-$ dell'ADC e il pin $WCLK$ della memoria è stata inserita la resistenza R di dumping, mentre il pin $WCLK$ viene connesso verso massa dalla resistenza R di pull-down.

Attraverso il partitore resistivo formato da $R_{33} = 1k\Omega$ ed $R_{34} = 2k\Omega$, il piedino S_1 viene portato alla tensione di $\frac{2}{3}AVDD$ ottenendo in questo modo il formato binario per i dati e la stabilizzazione del clock (si veda Table.9 del manuale).

L'alimentazione prevede due linee a $3,3V$, una digitale $DRVDD$ e una

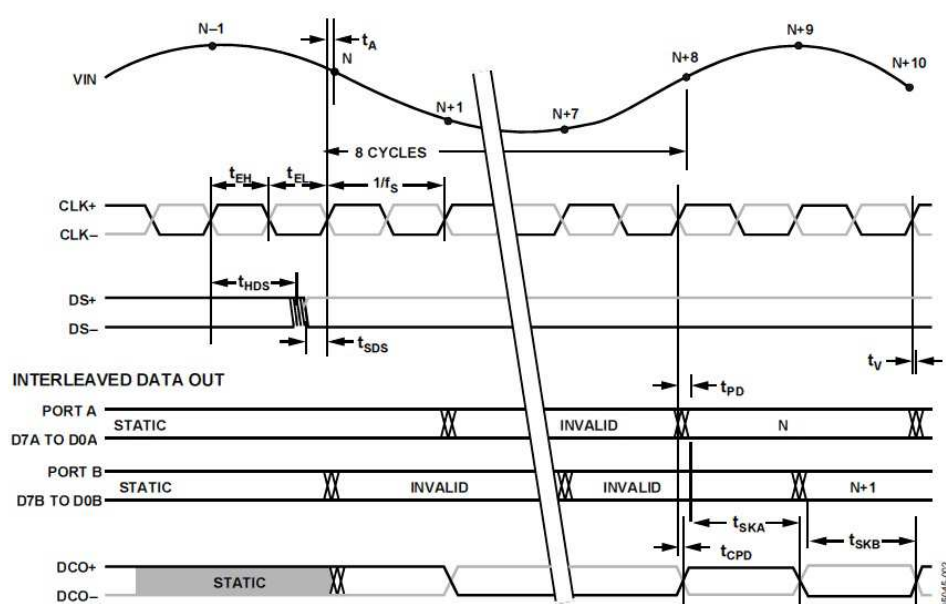


Figura 4.13: Diagrammi temporali dell'ADC

analogica $AVDD$, riferite a due masse distinte $DRGND$ e $AGND$, al fine da evitare effetti indesiderati di disturbo. Nel caso in cui le masse non fossero separate, eventuali percorsi resistivi comuni ai circuiti analogico e digitale potrebbero dar luogo a fenomeni indesiderati di disturbo causati da correnti di entità non previste nel normale funzionamento del circuito. Si potrebbero avere perciò disturbi della parte analogica sui segnali di clock o di dati digitali, o discontinuità sui segnali analogici dovuti alle commutazioni dei segnali digitali.

Sul pin V_{REF} viene fornita una tensione di riferimento di modo comune per il circuito che deve operare l'adattamento del segnale di ingresso, la quale necessita di alcuni condensatori (C_9 , C_{10} e C_{28}) al fine di stabilizzarne il valore. Tra le soluzioni proposte dal manuale, quella che si adatta al nostro caso consiglia l'utilizzo di un modello di amplificatore differenziale che opera la trasformazione del segnale di ingresso da single-ended a differenziale e permette di impostare la tensione di modo comune dell'uscita fornendogliela attraverso un apposito pin (questa soluzione verrà discussa in maggior dettaglio nella sezione riguardante il blocco di adattamento).

Il pin $PDWN$ permette di settare l'ADC in uno stato di basso consumo energetico portandone la tensione ad $AVDD$. Il tempo di raggiungimento o di uscita da questo stato è tipicamente di 30 ns dopo lo switching. Nel nostro

caso dovendo ridurre al minimo il numero di pin di controllo del RPi , è stato scelto di porre questo pin a GND.

Il pin $SENSE$ garantisce la possibilità di poter scegliere fra tre configurazioni della tensione di riferimento $VREF$. Essa può essere imposta esternamente, fissata internamente o regolata tramite un partitore resistivo esterno. La nostra scelta verte sul lasciare il valore di tensione di riferimento al valore interno, perciò la tensione al pin $SENSE$ va posta ad AGND.

Infine gli ingressi $DS+$ e $DS-$ vengono utilizzati per sincronizzare tra loro due o più ADC, in particolare è possibile fornire in uscita un campione su una delle due porte a scelta (A o B) relativamente ad un segnale di timing esterno. Nella nostro caso questa opzione non è necessaria, perciò è possibile disattivarla ponendo $DS+$ a GND e $DS-$ a DRVDD.

Sui collegamenti tra i pin delle due porte di uscita dell'ADC con i relativi pin per i segnali di ingresso della memoria sono stati inseriti due R-pack i quali hanno la stessa funzione precedentemente descritta delle R e R collegate ai pin del clock di ingresso ($CLK+$ e $CLK-$). Sono state inoltre inserite delle resistenze di pull-down sui pin di ingresso della memoria al fine di evitare che i potenziali assumano valori indesiderati e che quindi vadano a danneggiare gli ingressi della memoria.

Blocco di memoria

La scelta del dispositivo di memoria è data in primo luogo dai vincoli sulla minima frequenza di campionamento e sulla durata totale della finestra di osservazione. Inoltre, avendo a disposizione come controllore un RPi , il numero di pin di gestione richiesti non può essere elevato, come riportato nella sezione riguardante il controllo. Il modello scelto è il $SN74V245$ della *Texas Instruments*[®], la quale presenta una architettura di tipo FIFO, tensione operativa di $3,3V$ e una capienza di 4096 parole di 18 bit ciascuna.

Ricordando che il campionamento avviene a 250 Mhz , un semplice calcolo fornisce la durata totale della finestra temporale memorizzabile:

$$T_{tot} = 2 \cdot 4096 \cdot 4ns = 32768ns \sim 32,8\mu s \quad (4.4)$$

In Figura 4.14 viene riportata la parte di schema comprendente la memoria. Per il controllo del corretto funzionamento del circuito, ad alcuni pin sono stati collegati dei test point e diodi led con in serie resistenze di polarizzazione del valore di $4,7\text{ k}\Omega$ connesse all'alimentazione $DRVDD$. I primi permettono il controllo del valore di tensione attraverso un multimetro o il prelievo di una forma d'onda con un oscilloscopio, i secondi danno invece un'informazione diretta sullo stato del circuito, come ad esempio quelli posizionati ai capi delle linee di alimentazione (si veda la sezione dedicata

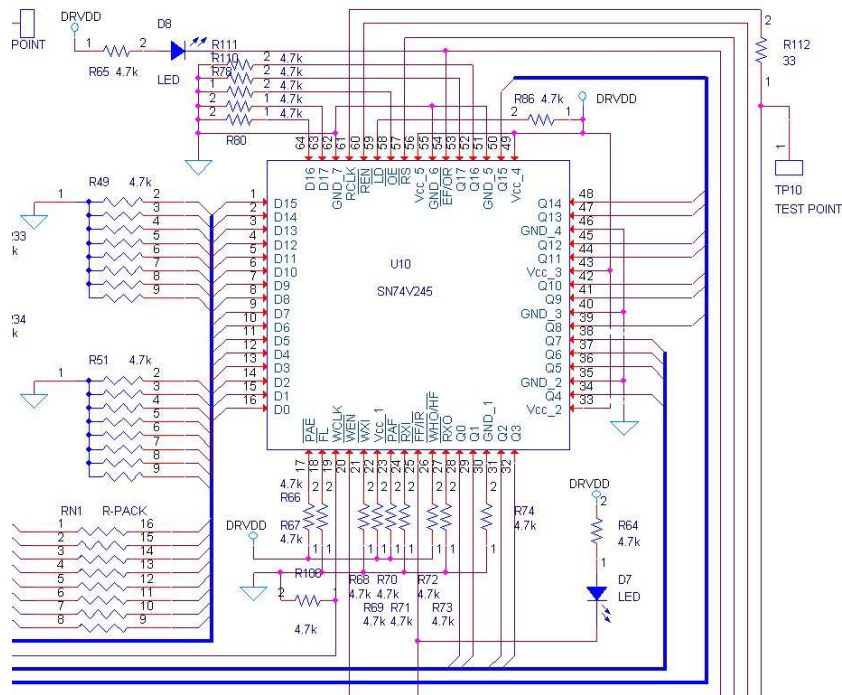


Figura 4.14: Parte di circuito che riguarda la memoria FIFO

all'alimentazione) o sui pin di segnalazione sullo stato di riempimento della memoria $\overline{FF}/\overline{TR}$ e $\overline{EF}/\overline{OR}$.

Come precedentemente riportato nella sezione riguardante il campionamento, sui collegamenti dei pin di segnale tra ADC e memoria sono state inserite delle resistenze di dumping e di pull-down.

La stessa cosa è stata fatta anche per i collegamenti che prevedono segnali a frequenza elevata tra la memoria e il RPi come ad esempio i pin di dati in uscita $Q_0 \div Q_{17}$ e il pin $RCLK$ comandato dalla $GPIO7$ per il segnale di clock in lettura dalla memoria.

In figura Figura 4.15 viene riportata la parte di circuito di collegamento tra i pin di uscita della memoria e i pin di ingresso dei dati nel RPi . E' possibile osservare la presenza, oltre alle resistenze di dumping e di pull down, di due multiplexer modello $74LVC157A$ della *Texas Instruments*[®], aventi 8 ingressi, 4 uscite e due pin di controllo. I multiplexer ricevono in ingresso i 16 bit della parola salvata in memoria e forniscono in uscita in modo alternato la prima e la seconda parola a 8 bit salvate. Ad operare la scelta di quale parola fornire in uscita è il pin $GPIO28$ del RPi che agisce sul pin di controllo $\overline{A/B}$ del multiplexer, mentre il dispositivo viene mantenuto sempre abilitato connettendo il pin G a GND .

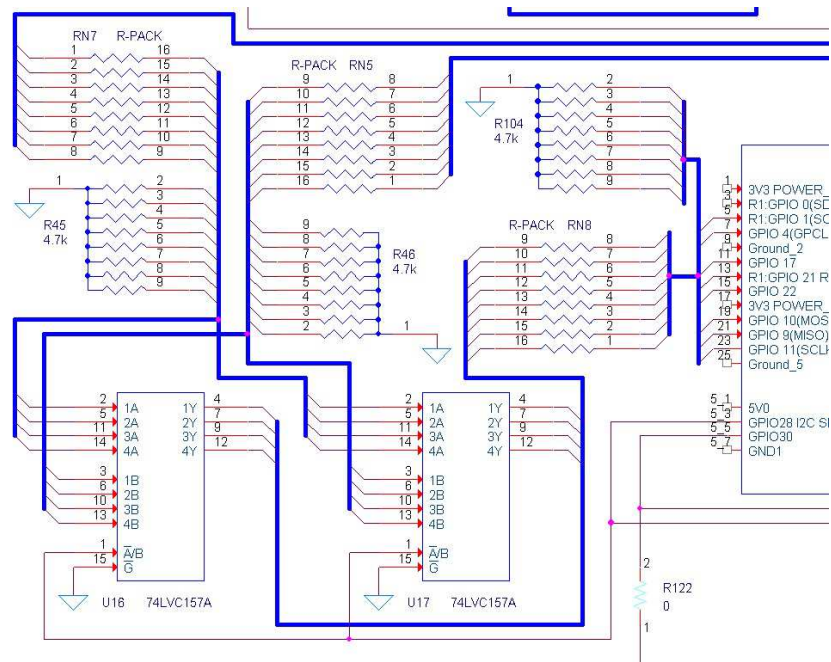


Figura 4.15: Parte di circuito che riguarda la trasmissione dei dati dalla memoria al *RPi*

In accordo con la Figura 4.14 e la Table 5 del manuale della memoria, i pin \overline{FL} , \overline{RXI} e \overline{WXI} sono stati collegati a massa al fine di ottenere la modalità a registro singolo per i buffer relativi ai pin $\overline{FF}/\overline{IR}$ e $\overline{EF}/\overline{OR}$, modalità asincrona per \overline{PAE} e \overline{PAF} ed infine modalità *standard* di funzionamento temporale.

Il pin $\overline{EF}/\overline{OR}$ in modalità *standard* vede attivata la funzione \overline{EF} (Empty Flag) per la quale sul pin viene dato uno 0 logico quando viene letta l'ultima parola e la memoria si svuota. Il pin è collegato alla *GPIO24* del *RPi* al fine di segnalare lo stato di memoria vuota al termine del ciclo di lettura dalla memoria al *RPi*. Al pin sono stati inoltre collegati un LED (segnale luminoso di controllo) e un pull down.

Il pin $\overline{FF}/\overline{IR}$, in modo analogo, in modalità *standard* funziona secondo la funzione \overline{FF} (Full Flag) la quale segnala lo stato di memoria piena con uno 0 logico. Questa segnalazione, attraverso il pin *GPIO23* del *RPi* al quale è collegato, permette di avere l'informazione relativa al termine della fase di scrittura nella memoria, con la possibilità quindi di iniziare la successiva fase di lettura. Anche questo pin viene inoltre collegato ad un pull-down e ad un LED per la segnalazione luminosa.

I pin \overline{PAE} , \overline{PAF} e $\overline{WHO}/\overline{HF}$ segnalano (in caso di modalità di funzio-

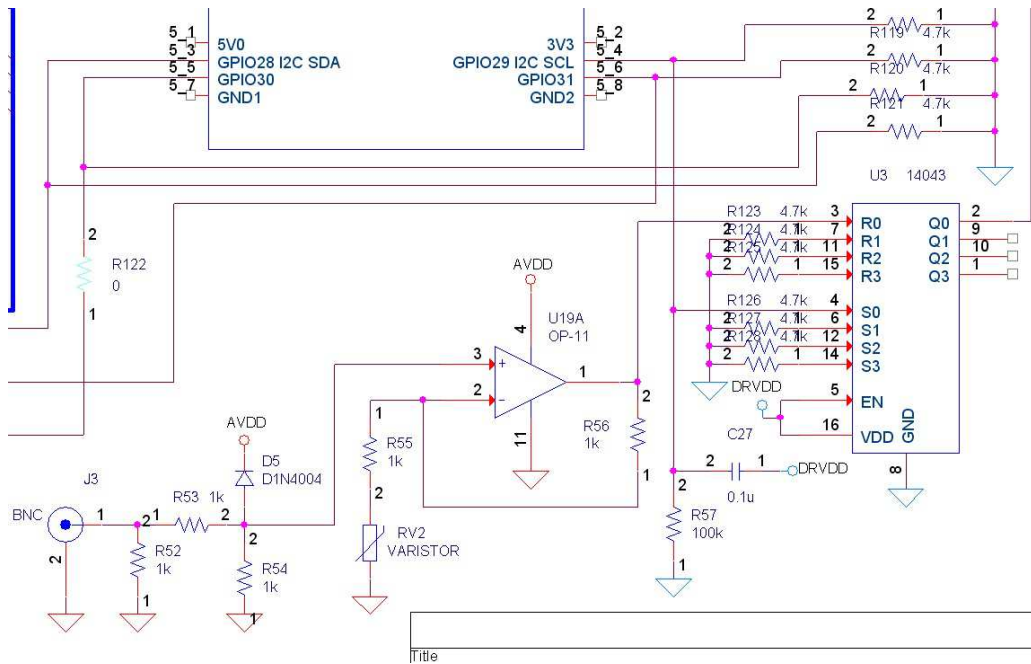


Figura 4.16: Parte del circuito che gestisce l'abilitazione della scrittura nella memoria

namento standard) gli stati di riempimento intermedi della memoria e non vengono utilizzati per il controllo del ciclo di lettura e scrittura. Per questo motivo sono stati connessi a dei pull-up.

Il pin di Enable per la scrittura \overline{WEN} è connesso all'uscita di un latch che riceve, adattato, il segnale di trigger fornito dal fotodiode interno al laser. Questa parte di circuito mostrata in Figura 4.16 ha 3 funzioni:

- all'accensione del circuito, il partitore formato da R_{57} e C_{27} serve a settare l'uscita del latch (e quindi \overline{WEN}) a livello logico alto;
- quando sul BNC arriva il segnale di trigger del laser, la parte di circuito costituita dalla rete a π e dall'amplificatore operazionale forniscono un segnale di reset al latch, il quale vede perciò cambiare stato alla propria uscita e quindi la memoria riceve l'impulso di enable per l'inizio dell'acquisizione dei campioni;
- al termine della fase di scrittura nella memoria, quando il segnale $\overline{FF}/\overline{IR}$ viene attivato, il RPi agisce attraverso la $GPIO29$ e fornisce un impulso di set al latch, il quale vede nuovamente cambiare stato alla propria uscita, con conseguente disabilitazione del \overline{WEN} alla scrittura in memoria.

Il modello del Latch utilizzato è l' *MC14044B* della *On Semiconductor*[®], avente 4 latch S-R comandati da un enable. Nel nostro caso, volendo ridurre al minimo l'utilizzo di pin di controllo da parte del *RPi*, il pin di enable del latch è stato connesso direttamente a *DRVDD*, rendendolo sempre abilitato.

L'amplificatore operazionale utilizzato è il modello *ADA4891 – 2* della *Analog Device*[®], mentre la rete a π formata dalle resistenze R_{52} , R_{53} e R_{54} e dal diodo di protezione *D1N4004* serve come adattamento di impedenza e per avere un'attenuazione del segnale tale da tenerne l'ampiezza sotto i 3,3 V operativi del circuito. Sia l'amplificatore che la rete a π vengono utilizzati anche nella rete di adattamento per il segnale del TOF proveniente dalla Faraday Cup descritta nella prossima sezione.

Come è già stato detto nella sezione relativa al blocco campionatore, il pin *WCLK* è connesso al pin *DCO–* dell'ADC attraverso un pull-down e una resistenza di dumping per attenuare le oscillazioni di tensione indesiderate dovute ai parametri parassiti sulle linee.

Il pin \overline{RXO} viene utilizzato nelle modalità di funzionamento con più memorie connesse in serie o in parallelo tra loro e non essendo utilizzato per questa applicazione, è stato connesso a GND attraverso un pull-down.

Il pin \overline{RS} che permette di dare il reset è stato collegato alla *GPIO25* del *RPi* e ad un pull-down.

Il pin che abilita la lettura dalla memoria è il \overline{REN} ed è stato collegato alla *GPIO8* per il controllo. Ad esso è stato collegato anche un pull-up.

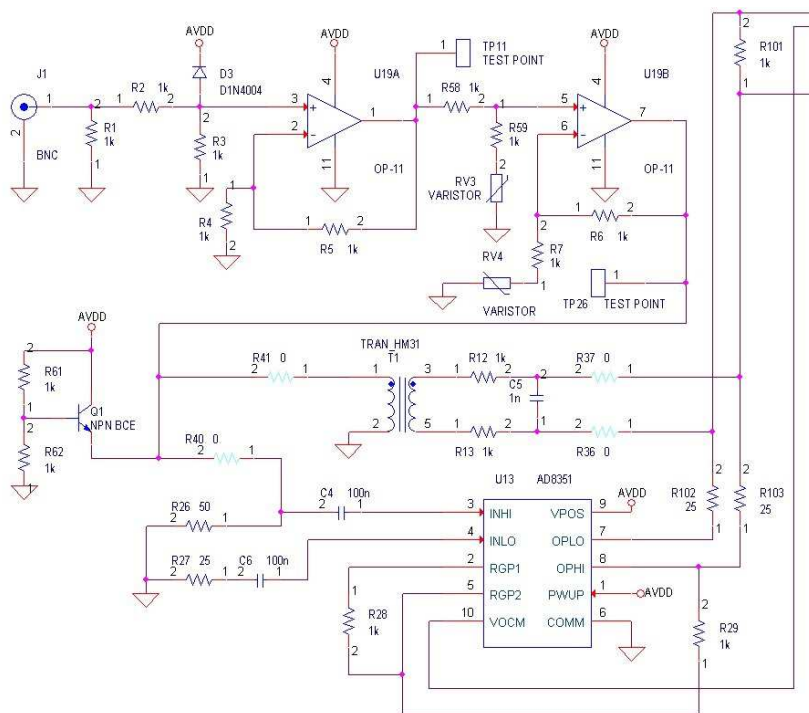
Il pin \overline{OE} serve a dare l'enable al bus di uscita, perciò è connesso a GND in modo da avere sempre l'uscita abilitata e non utilizzare ulteriori pin di controllo del *RPi*.

Il pin \overline{LD} serve per caricare un indirizzo di offset nei registri a 12 bit di memoria vuota e di memoria piena. Per i fini di questo progetto non serve assegnare un offset, perciò il pin è stato connesso a *DRVDD* al fine di disabilitarne la funzione.

Blocco di adattamento

In Figura 4.17 è riportato il blocco di adattamento, composto da una catena di elaborazione del segnale analogico proveniente dalla Farady cup e avente come uscita un segnale differenziale di ampiezza massima pari ad 1 V per l'ADC del blocco campionatore avente struttura interna di tipo LVDS.

Il segnale proveniente dalla Farady cup attraverso un cavo BNC di impedenza caratteristica pari a 50Ω viene connesso ad una rete a Π costituita dalle resistenze R_1 , R_2 e R_3 che ha la duplice funzione di attenuare il segnale e di evitare fenomeni di riflessione adattando l'impedenza verso massa (parallelo tra R_1 e la serie tra R_2 ed R_3) con quella del cavo BNC.



Questo primo fattore di attenuazione serve ad avere, nelle condizioni di segnale massimo alla Faraday-cup, un'ampiezza massima di $3,3 V$ all'ingresso della catena di elaborazione del segnale. La necessità di restare entro i $3,3 V$ è dovuta alla tensione di alimentazione del circuito che, come già detto e come verrà spiegato nella sezione dedicata all'alimentazione, è stata scelta pari alla tensione di lavoro del controllore *RPi*.

Il diodo 1N4004 ha la funzione di protezione da segnali inattesi allo stadio di ingresso dell'amplificatore operazionale *ADA4891 – 2* della *Analog Device*[®]. Esso entra in conduzione e blocca la tensione all'anodo quando questa raggiunge il valore di $V_{ON} + 3,3 V$ impedendole di aumentare ulteriormente.

L'ampiezza massima del segnale ricevuto dalla Faraday-cup varia in base all'energia dell'impulso laser utilizzato per generare il plasma, perciò il fattore di attenuazione dovrà di conseguenza variare affinché il segnale in ingresso all'ADC sia sempre adattato al range massimo di ampiezza di $1 V$. Il segnale quindi, dopo la prima attenuazione, viene fatto passare attraverso una rete costituita da due amplificatori operazionali in configurazione non invertente e da un partitore resistivo. Sia il partitore che la rete di retroazione del secondo stadio ad amplificatore operazionale contengono una resistenza variabile, in modo da poter regolare i relativi fattori di attenuazione e di amplificazione.

Entrambi gli amplificatori, contenuti nel modello *ADA4891 – 2*, hanno una banda di $220 Mhz$ ed uno slew rate di $170 V/\mu s$. Tali caratteristiche, come quelle di tutti gli altri componenti, dovrebbero garantire un segnale in ingresso al campionatore non distorto.

Il segnale in uscita dal secondo stadio di amplificazione non invertente dev'essere ulteriormente adattato alle caratteristiche dell'ADC il quale richiede, oltre ad un'ampiezza massima in ingresso di $1 V_{PP}$, una tensione di modo comune pari a $1,9 V$. A garantire questo sono suggerite due soluzioni, la prima delle quali è costituita da un trasformatore di segnale a due uscite con pari numero di spire, come riportato in Figura 4.17.

La seconda soluzione è fornita dall'amplificatore differenziale *AD8351ARMZ* della *Analog Device*[®], il quale permette il passaggio da single-ended a differenziale. La tensione di modo comune dell'uscita viene impostata tramite il piedino V_{OCM} e, come detto nella sezione del campionamento, essa è fornita dal pin V_{REF} dell'ADC. Il guadagno, dipendente dai valori delle resistenze R_{28} e R_{29} secondo i grafici forniti nel manuale, sarà regolato vicino all'unità in fase di montaggio dei componenti in modo da garantire una tensione massima differenziale di $1 V$ in ingresso all'ADC.

La rete formata dalle resistenze R_{61} ed R_{62} e dal transistor npn *Q1* garantiscono un clamping della tensione in ingresso all'amplificatore differenziale in modo da non compromettere il funzionamento dello stadio di ingresso

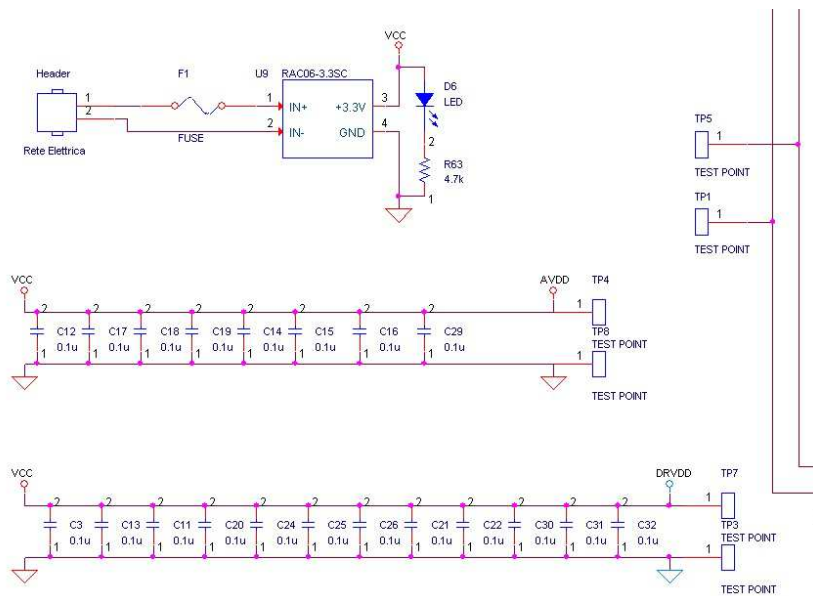


Figura 4.18: Parte di circuito che garantisce le linee di alimentazione digitale e analogica

dell'ADC, il quale in caso di tensioni inattese o di errori nella regolazione potrebbe subire un danneggiamento con conseguenti disagi dovuti alla necessità di sostituire il componente.

Le resistenze R_{40} , R_{41} , R_{36} , R_{37} sono state inserite poter essere sostituite con dei corto circuito o dei circuito aperto, scegliendo in questo modo se utilizzare la soluzione a trasformatore piuttosto di quella ad amplificatore operazionale.

Blocco di alimentazione

In Figura 4.18 viene riportata la parte di circuito che riguarda l'alimentazione. L'alimentatore utilizzato è il modello $RAC06 - C$ della $Recom^{\text{®}}$. La tensione in uscita è di $3,3V$ in continua e la potenza massima erogabile è di $6W$.

Il contributo totale di ADC ($439mW$), memoria FIFO ($165mW$), Latch ($500mW$), dei tre amplificatori operazionali $ADA4891 - 2$ ($34,65mW$), dell'amplificatore operazionale con uscita differenziale $AD8351$ ($320mW$), del generatore al quarzo ($208mW$), del traslatore di livello ($66mW$) e dei due multiplexer ($1W$) è di circa $2,73W$. Dal conteggio restano fuori le resistenze, il transistor Q_1 e i tre LED.

Resta fuori da questo conteggio il RPi in quanto avente una propria linea di alimentazione.

La scelta del modello di alimentatore è stata fatta tenendo conto dei consumi totali dei dispositivi e dei componenti del circuito e cercando di avere anche un margine di sicurezza, pertanto si è ritenuto che $6W$ fossero una soluzione accettabile.

Nello schema di Figura 4.18 si vede che in uscita alla parte di alimentazione che riceve la tensione di rete e attraverso l'alimentatore restituisce i $3,3V$ c'è un LED polarizzato con una resistenza da $4,7k\Omega$ che ne segnala il corretto funzionamento. La linea di alimentazione V_{CC} viene successivamente divisa in due parti che prendono rispettivamente il nome di $AVDD$ e $DRVDD$ con le rispettive masse $AGND$ e $DRGND$. Queste sono le due linee di alimentazione analogica e digitale richieste per il funzionamento ottimale dell'ADC. Il motivo del loro impiego è cercare di ridurre i disturbi che segnali di varie ampiezze e frequenze possono introdurre, ad esempio attraverso percorsi comuni sulle linee di massa, su diverse parti circuitali. A questo fine, durante la realizzazione circuitale verranno derivate due linee fisiche di alimentazione con due diversi piani di massa.

Alle due linee di alimentazione $AVDD$ e $DRVDD$ sono stati collegati dei condensatori da $0,1\mu F$, in particolare ne è stato collegato uno per ogni dispositivo presente nel circuito e, al momento della disposizione del layout per la realizzazione del circuito, verranno posizionati il più vicino possibile ai piedini di alimentazione del proprio dispositivo. La loro funzione è filtrare le ondulations sulle linee di alimentazione date da disturbi generati internamente o esternamente al circuito.

Blocco di controllo

In Figura 4.19 viene riportata parte di circuito con il microcontrollore *Raspberry Pi* modello B, un single-board computer basato su un System-on-a-chip (SoC) Broadcom BCM2835 con un processore $ARM1176JZF-S$ a $700MHz$, una GPU VideoCore IV e $512Megabyte$ di RAM. Il boot e la memoria non volatile sono invece affidati a una scheda SD. Il livello di tensione operativa delle GPIO è di $3,3V$ e, come è stato già detto, ha definito la tensione di lavoro del resto del circuito.

Delle 21 GPIO a disposizione, ne sono state utilizzate 8 per i dati in lettura dalla memoria, una per selezionare quale parola acquisire dai multiplexer durante la fase di lettura dalla memoria, una per l'eventuale clock dell'ADC, una per abilitare il generatore di clock al quarzo per l'ADC, una per il set del latch che abilita il \overline{WEN} , una per il clock di lettura dalla memoria ($RCLK$), una per l'abilitazione alla lettura dalla memoria (\overline{REN}), una per il reset della

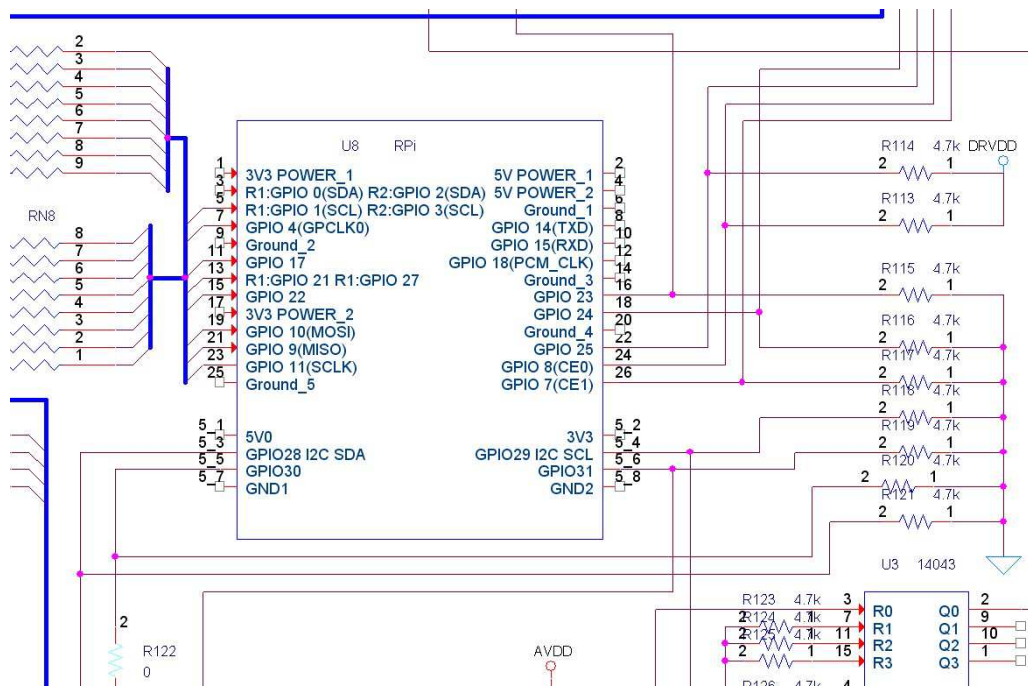


Figura 4.19: Parte di circuito nella quale è collocato il dispositivo *RPi* che opera il controllo

FIFO (\overline{RS}) e le ultime due per i flag di memoria piena ($\overline{FF}/\overline{TR}$) e memoria vuota ($\overline{EF}/\overline{OR}$).

Ciclo di acquisizione dei dati

Con riferimento alla Figura 4.20 vengono di seguito descritte le diverse fasi di funzionamento del ciclo del *RPi* di acquisizione e trasferimento dei dati.

- **Accensione e inizializzazione del circuito**

Nella prima delle tre fasi di funzionamento, individuata dai primi due blocchi dello schema (Accensione alimentazione e Set iniziale delle *GPIO*), le *GPIO* del *RPi* che hanno una funzione di controllo vengono settate.

Nel caso in cui si decida di controllare l'abilitazione del generatore di clock al quarzo, la rispettiva *GPIO* 30 verrà posta a valore logico 1.

La *GPIO* 28 per la scelta dei canali dei multiplexer può essere lasciata indeterminata in quanto il valore verrà assegnato ad ogni passo del ciclo di lettura dalla memoria.

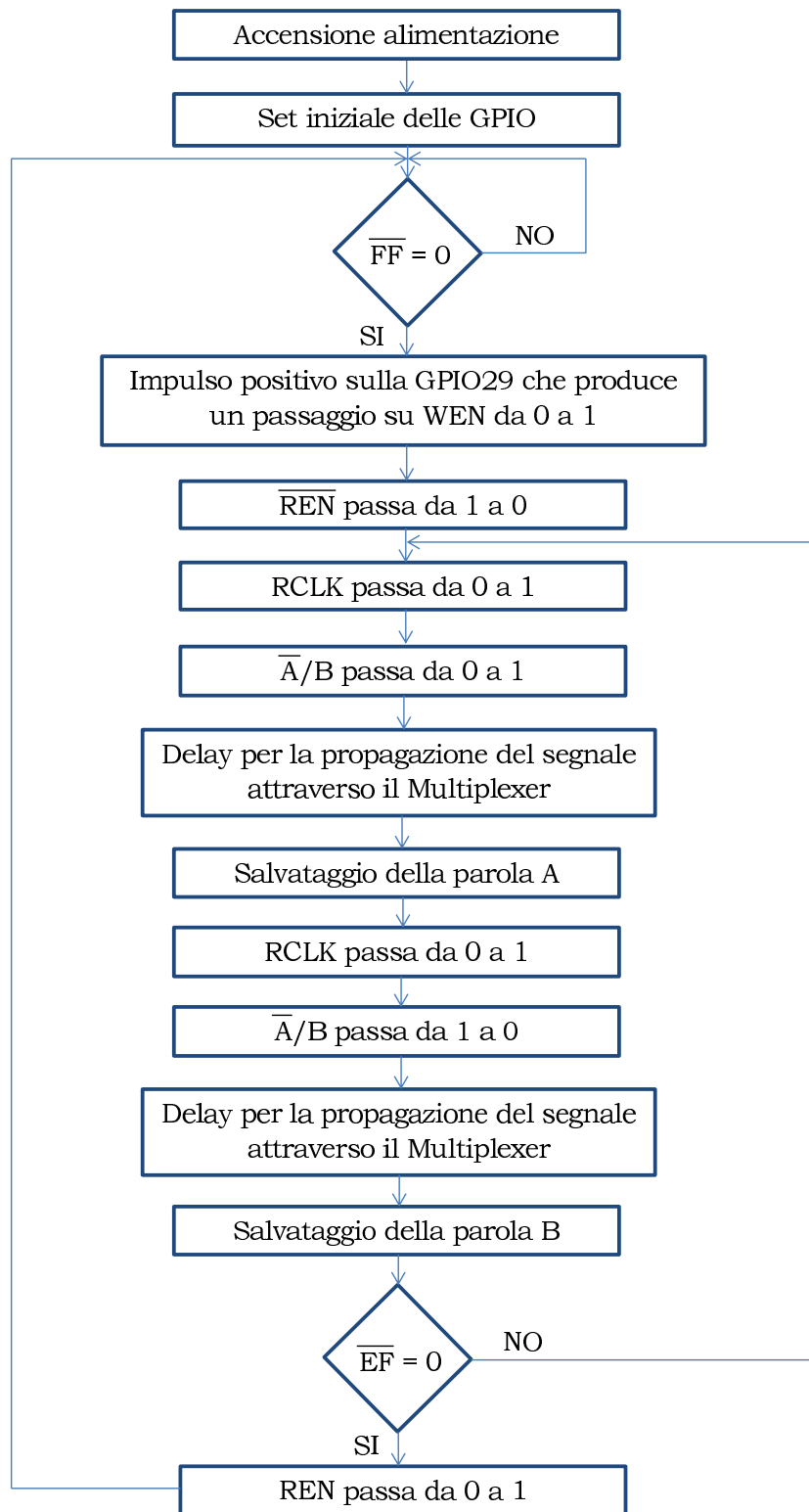


Figura 4.20: Schema di flusso del ciclo di acquisizione dati del RPi

Il pin di SET del latch, nella fase di accensione dell'alimentazione, riceve un impulso di tensione positivo che ha la funzione di settare l'uscita del latch al livello logico 1, in modo che anche il pin \overline{WEN} della FIFO si venga a trovare a livello logico 1 e quindi non sia abilitata la scrittura in memoria. La durata di questo impulso è nell'ordine di qualche costante di tempo relativa al partitore R_{57} e C_{27} :

$$\tau = R_{57} \cdot C_{27} = 100 \text{ k}\Omega \cdot 0,1 \mu\text{F} = 10 \text{ ms} \quad (4.5)$$

La *GPIO 29* connessa al piedino di SET del latch viene posta a livello logico 0, mentre la *GPIO 31* che serve in caso di malfunzionamento del generatore di clock per l'ADC viene posta a livello logico 0.

Gli ultimi due pin di controllo *GPIO 7* e *GPIO 8* del *RCLK* e \overline{REN} sono inizializzate ai livelli logici 0 e 1 rispettivamente, in quanto verranno attivate solamente durante la fase di lettura dalla memoria e salvataggio nel PC.

Per terminare la fase di inizializzazione, viene dato un impulso di reset della durata minima di 10 ns attraverso la *GPIO 25*, in seguito alla quale la memoria verrà impostata in modalità di funzionamento standard e pronta per l'acquisizione.

- **Fase di scrittura sulla memoria**

Una volta inizializzato, il circuito è pronto a salvare in memoria i campioni che vengono prodotti in uscita all'ADC. Il generatore di clock per l'ADC infatti è in funzione e quest'ultimo traduce in campioni il segnale presente in ingresso, che per il momento si attende essere nullo. Tuttavia fino a che la memoria non viene abilitata alla scrittura, non vi è salvataggio di dati.

Nello schema la seconda fase corrisponde al blocco di controllo sul valore assunto da \overline{FF} e al blocco di disabilitazione del \overline{WEN} . Non compaiono blocchi per l'abilitazione alla scrittura in memoria perchè il circuito autogestisce tali operazioni. In assenza di abilitazione alla lettura dalla memoria, la scrittura continua fino al completo riempimento della stessa, ovvero fino al passaggio di \overline{FF} dal valore logico 1 al valore logico 0.

Come è già stato detto, a dare l'abilitazione alla scrittura in memoria è il segnale di trigger proveniente dal laser che fa commutare il segnale di controllo \overline{WEN} (l'uscita del latch) dal valore logico 1 del set iniziale al valore logico 0.

- **Fase di lettura e salvataggio nel PC**

La terza e ultima fase inizia con l'abilitazione della lettura ponendo \overline{REN} al valore logico di 0, e prosegue con un ciclo di acquisizione ripetuto fino al completo svuotamento della memoria ($\overline{EF} = 0$). Tale ciclo inizia con il cambiamento di stato del $RCLK$ e la selezione della prima parola di 8 bit da acquisire attraverso il cambio di stato del segnale $\overline{A/B}$ che passano entrambi a livello logico 1. Il delay introdotto prima del salvataggio della parola serve a dare il tempo al segnale di passare attraverso i multiplexer e raggiungere le GPIO del RPi . Una volta salvata la prima parola, vengono fatti commutare i due segnali di $RCLK$ e $\overline{A/B}$ al livello logico 0, viene dato un delay per la propagazione attraverso i multiplexer e viene infine salvata la seconda parola. Al termine di queste operazioni viene fatto un controllo sullo stato della GPIO collegata al pin \overline{EF} della FIFO. In caso di memoria non vuota, il ciclo di lettura viene fatto riprendere dall'inizio, al punto nel quale il segnale $RCLK$ viene portato a livello logico alto. Nel caso in cui invece la memoria fosse vuota, il diagramma prevede il ritorno nella prima condizione di controllo, quella cioè sullo stato del \overline{FF} . In questo modo il sistema è pronto per una nuova acquisizione.

Dopo la definizione del ciclo di controllo del software, si è proceduto allo svolgimento di un test per valutare le prestazioni del RPi ed essere certi di poter acquisire in modalità di ripetizione a 10 *hz* del laser YAG980. Dallo schema di flusso è stato ricavato un programma (riportato in appendice in Figura ??) utilizzato per valutare i tempi di acquisizione e di trasmissione dei dati dalla memoria FIFO al PC. Tale programma implementa il loop interno di acquisizione dello schema di flusso di Figura 4.20, con la creazione di un file di testo nel quale vengono inseriti, in ordine, i campioni presenti agli ingressi. Per semplicità, le due parole di 8 bit che compongono la singola parola salvata nella memoria FIFO, sono state sostituite da una parola costante di 8 bit.

In Figura 4.20 viene riportata una schermata di acquisizione con l'oscilloscopio dell'andamento del segnale di RCLK durante un ciclo completo del programma. Sebbene i ritardi introdotti dal RPi non siano nè costanti nè prevedibili, nelle prove effettuate si è sempre osservata una durata totale inferiore ai 100 *ms* (l'immagine riportata in figura rappresenta uno dei casi peggiori) e pertanto si può considerare la frequenza di 10 *hz* di ripetizione del laser sufficientemente bassa per consentire le operazioni di salvataggio.

Oltre al controllo sulla durata dell'acquisizione completa è possibile stimare, in assenza di interruzioni, la durata del periodo del segnale RCLK, ovvero quanto tempo viene impiegato per far commutare il RCLK, abilitare

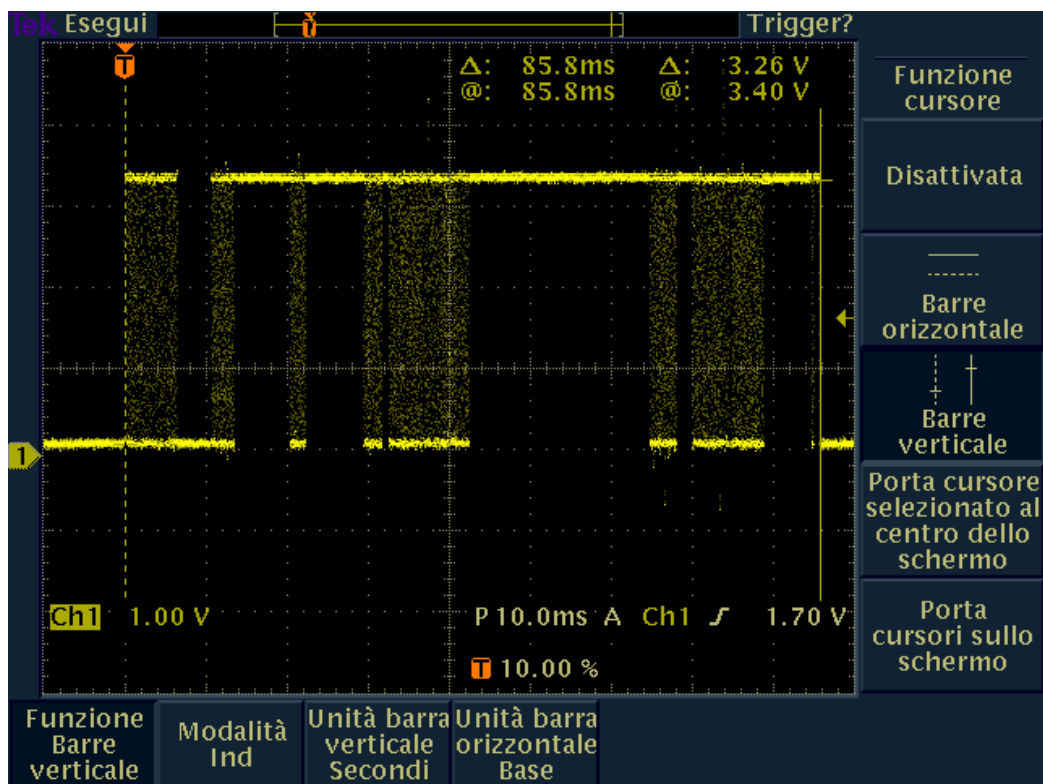


Figura 4.21: Test effettuato per valutare la durata del ciclo di lettura dalla memoria FIFO al PC

uno dei due ingressi dei multiplexer, salvare una parola di 8 bit e ripetere le stesse operazioni per l'altra parola da acquisire. Tale durata è di circa μs .

4.3.3 Conclusioni

Al fine di ridurre il tempo totale del ciclo di acquisizione possono essere considerate delle modifiche al software di gestione del *RPi*, in modo che il funzionamento del dispositivo non preveda controlli sulle periferiche o la gestione di altri processi in contemporanea all'esecuzione del programma.

Un secondo miglioramento, avente tuttavia un impatto minore del precedente, prevede la modifica del programma di acquisizione, e consiste nel sovrapporre temporalmente i cicli di scrittura e di lettura, facendo quindi partire le operazioni di lettura non appena la memoria abbia iniziato ad essere scritta. Ciò è possibile in quanto la memoria FIFO consente scrittura e lettura contemporanee e in modalità asincrone, inoltre è facilmente implementabile dal punto di vista software, in quanto è sufficiente vincolare l'inizio della fase di lettura alla condizione $\overline{EF} = 1$ anziché all'attuale $\overline{FF} = 0$.

Appendice A

Serie complete dei segnali relativi agli esperimenti di ablazione laser

A.0.4 Prove ablazione

Serie di segnali

- Serie 1 : 111[mJ]

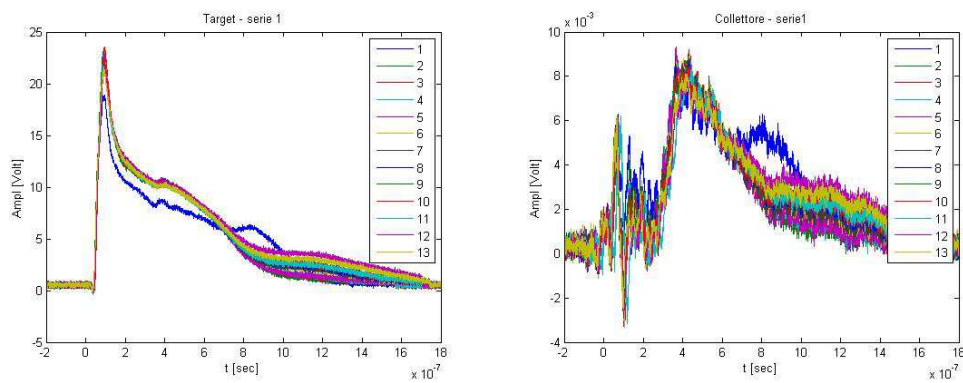


Figura A.1: didascalia

- Serie 3 : 111[mJ]

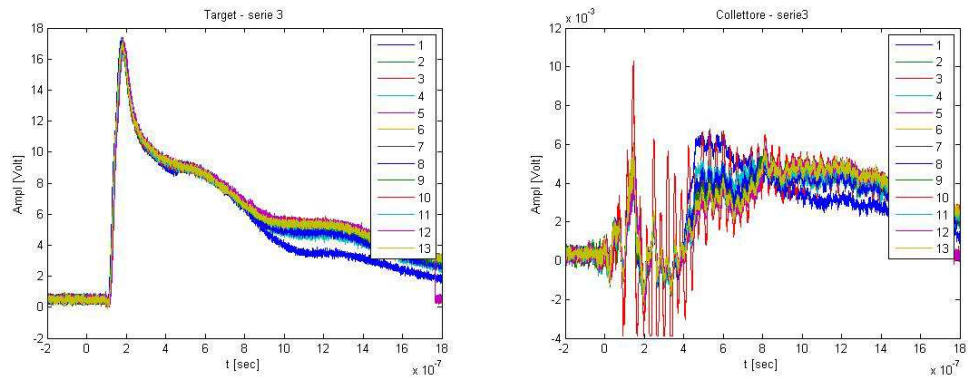


Figura A.2:

- Serie 4 : 355[mJ]

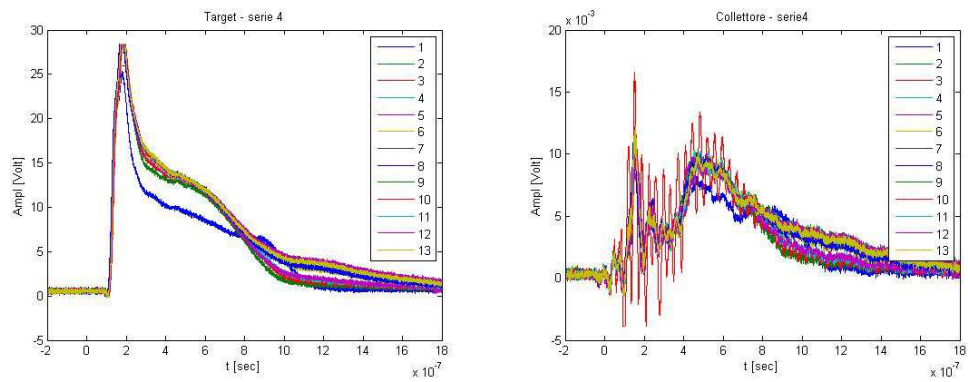


Figura A.3:

- Serie 5 : 328[mJ]

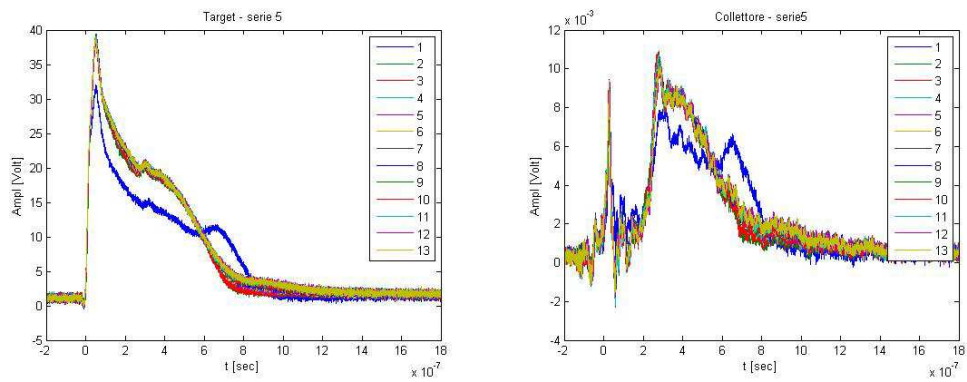


Figura A.4:

- Serie 6 : 568[mJ]

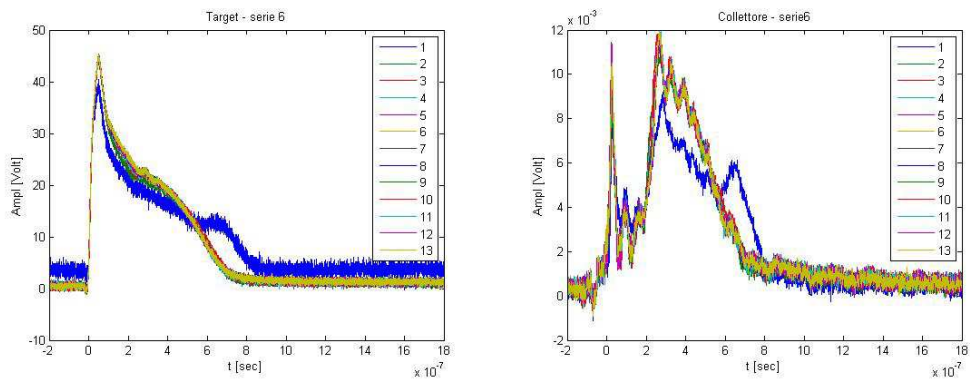


Figura A.5:

- Serie 7 : 1020[mJ]

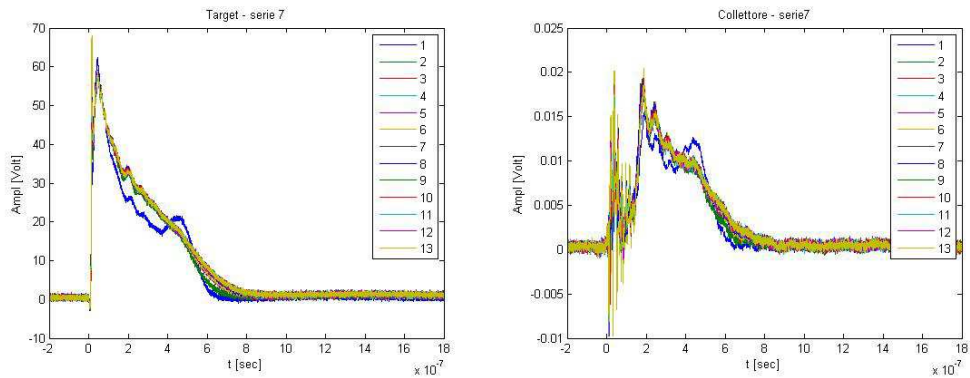


Figura A.6:

- Serie 8 : 33[mJ]

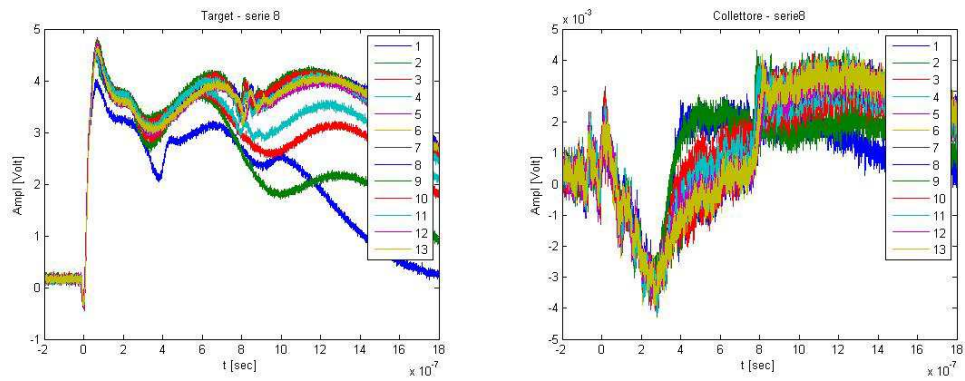


Figura A.7:

Tensioni massime su target e collettore

- Serie 1 : 111 mJ

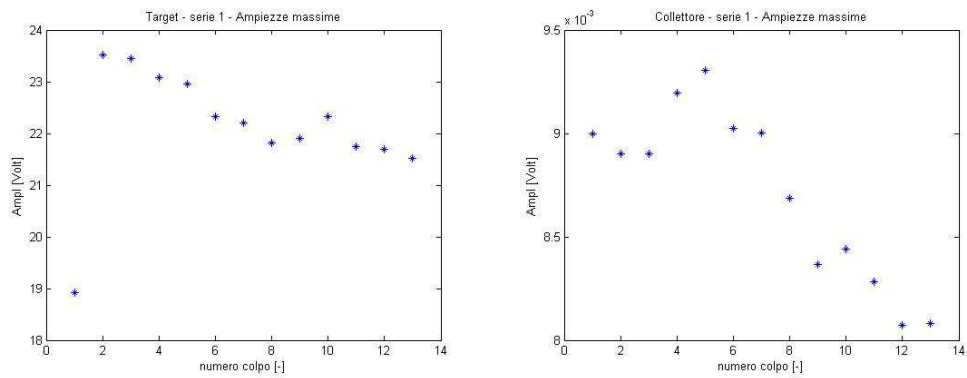


Figura A.8: Segnale raccolto sul collettore collegato all'oscilloscopio a $50\ \Omega$

- Serie 3 : $111\ mJ$

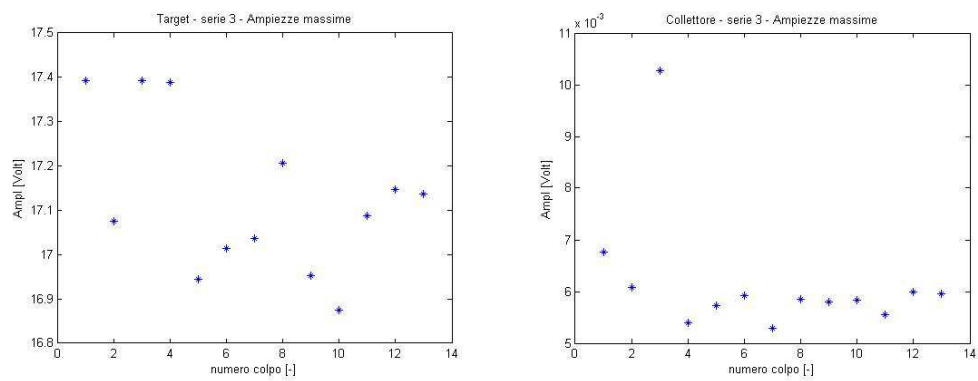


Figura A.9: Collettore

- Serie 4: $355\ mJ$

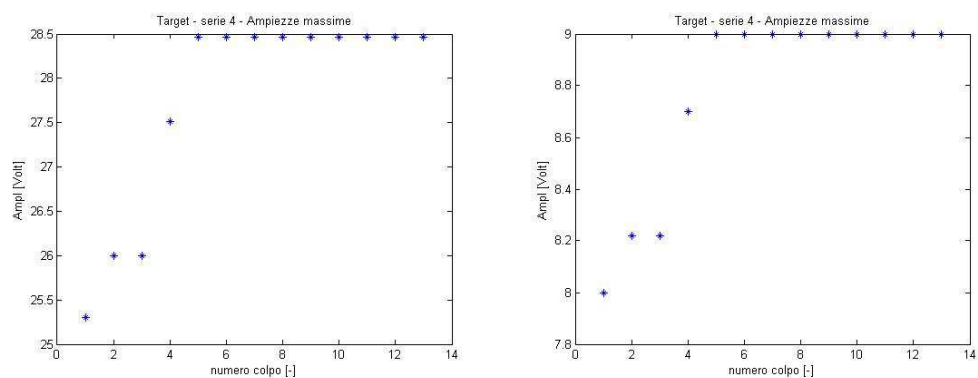


Figura A.10: Collettore

- Serie 5 : 328 mJ

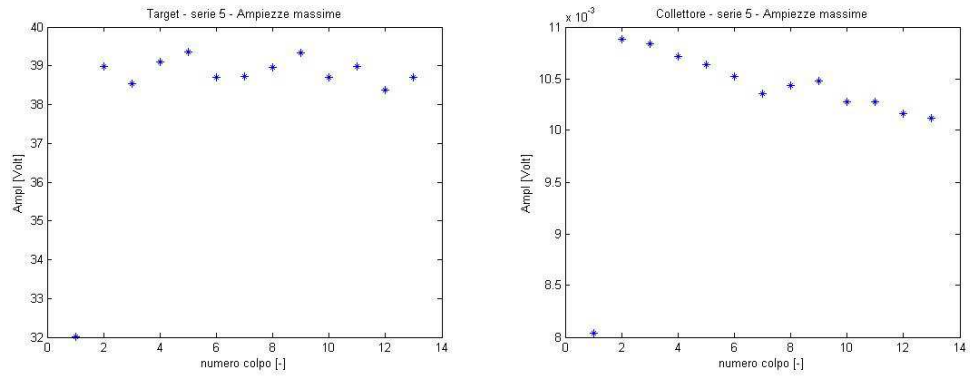


Figura A.11: Collettore

- Serie 6 : 568 mJ

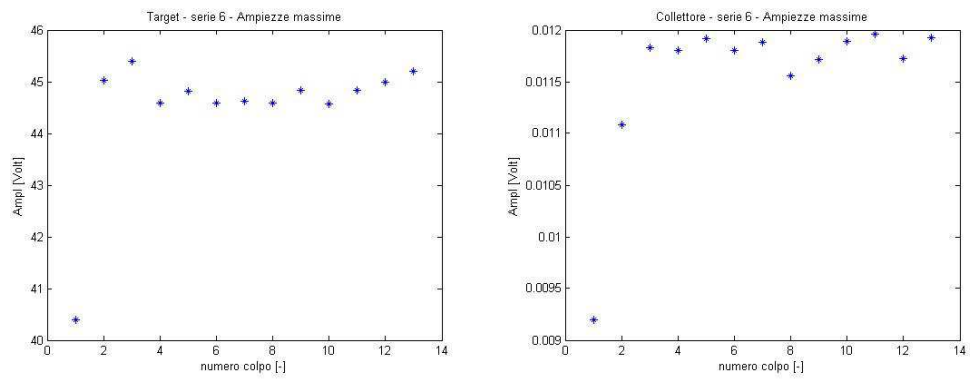


Figura A.12: Collettore

- Serie 7 : 1020 mJ

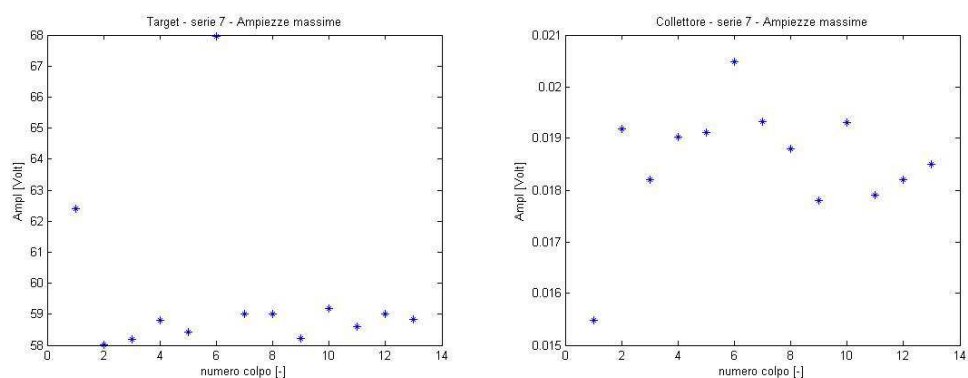


Figura A.13: Collettore

- Serie 8 : 33 *mJ*,

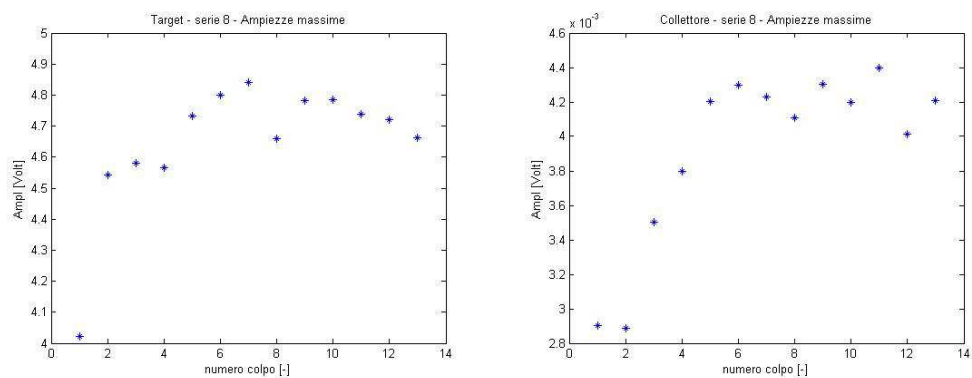


Figura A.14: Collettore

Stima della carica totale su target e collettore

- Serie 1 : 111 *mJ*

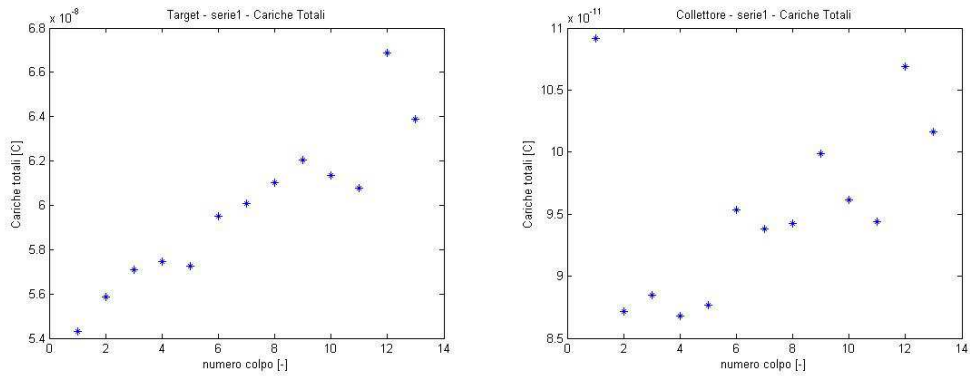


Figura A.15: Collettore

● Serie 3 : 111 mJ

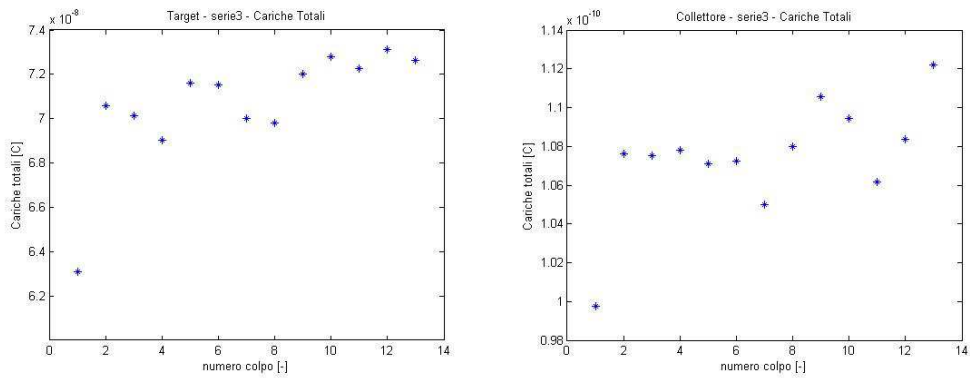


Figura A.16: Collettore

● Serie 4: 355 mJ

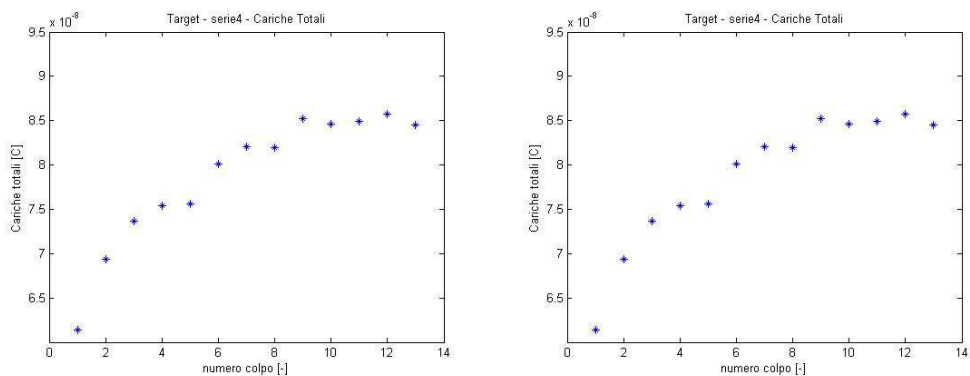


Figura A.17: Collettore

- Serie 5 : 328 *mJ*

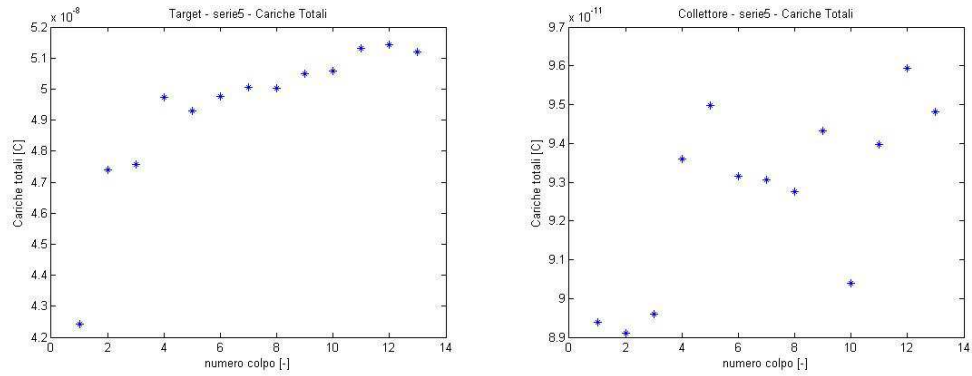


Figura A.18: Collettore

- Serie 6 : 568 *mJ*

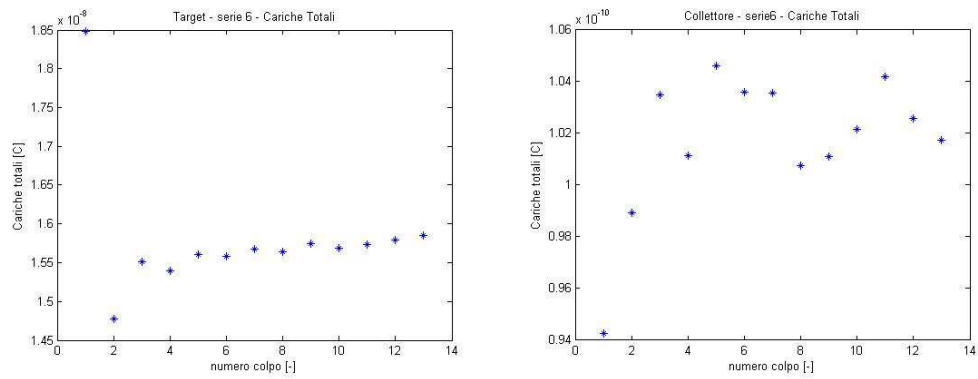


Figura A.19: Collettore

- Serie 7 : 1020 *mJ*

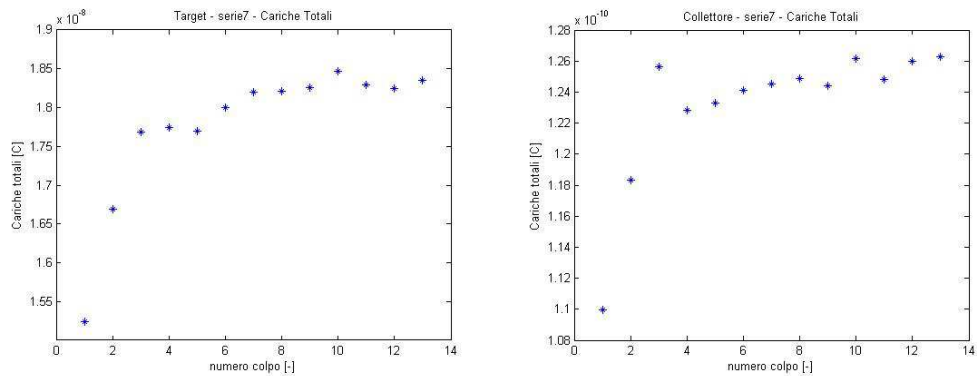


Figura A.20: Collettore

- Serie 8 : 33 mJ

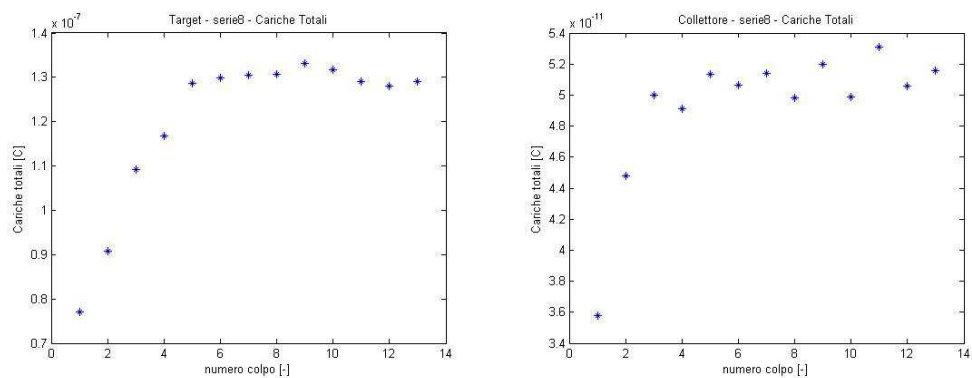


Figura A.21: Collettore

A.0.5 Prove ablazione con polarizzazione

Serie con energia e polarizzazione fisse

Serie 114mJ:

- Polarizzazione: 0V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB Carico 50Ω - Attenuazione 12dB

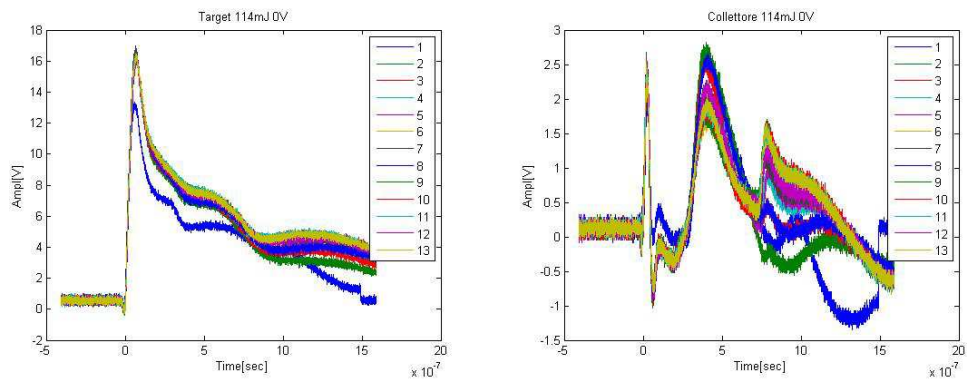


Figura A.22:

- Polarizzazione: $-20V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$

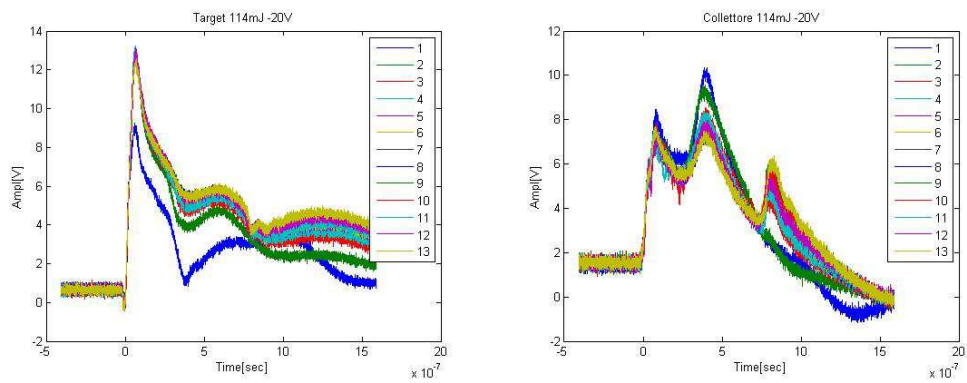


Figura A.23:

- Polarizzazione: $-40V$ Carico 25Ω Carico 25Ω

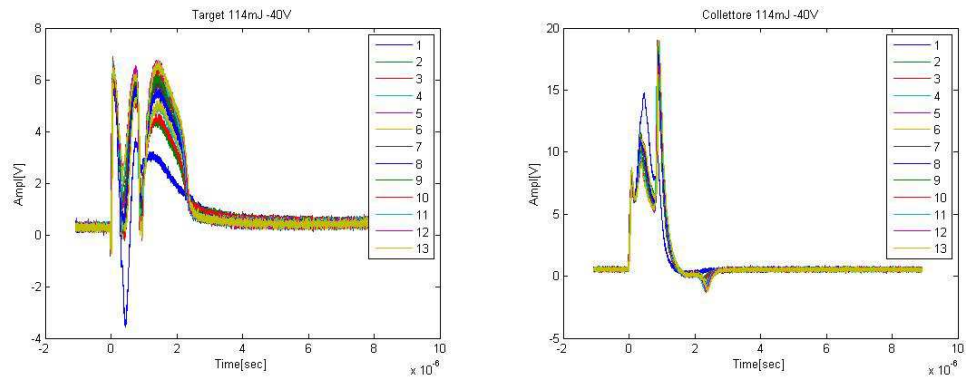


Figura A.24:

- Polarizzazione: $-80V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$

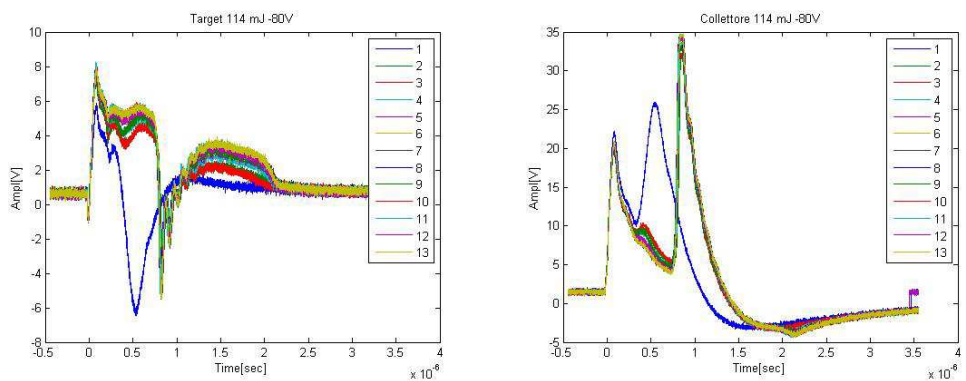


Figura A.25:

- Polarizzazione: $+20V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$

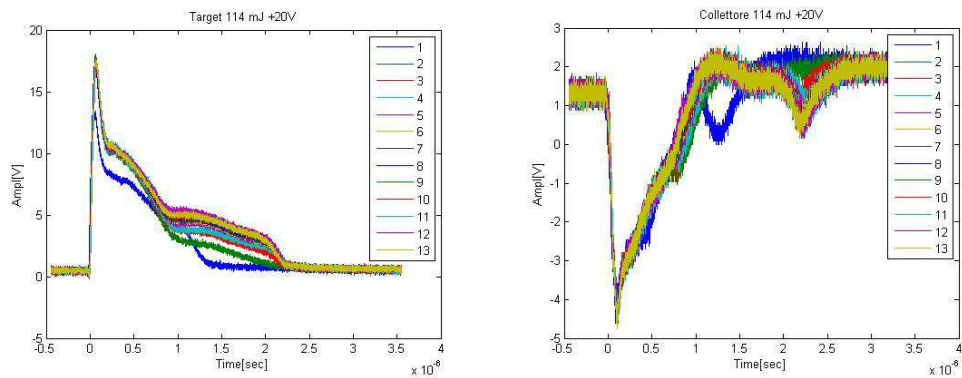


Figura A.26:

- Polarizzazione: +40V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB Carico 50Ω - Attenuazione 12dB

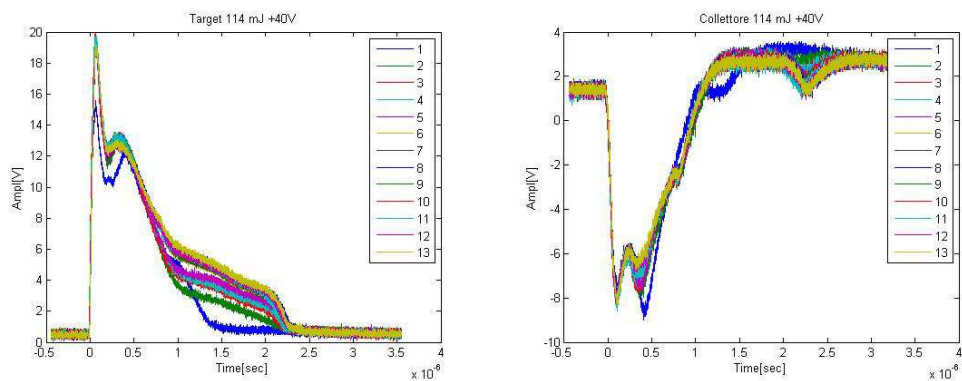


Figura A.27:

Serie 1000mJ:

- Polarizzazione: 0V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB + 6dB Carico 50Ω - Attenuazione 12dB

128 APPENDICE A. SERIE COMPLETE DEI SEGNALI RELATIVI AGLI ESPERIMENTI

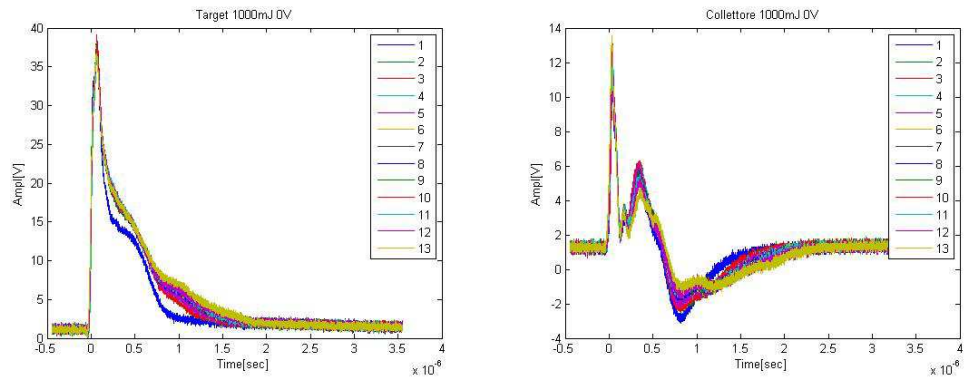


Figura A.28:

- Polarizzazione: $-20V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ + $6dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$

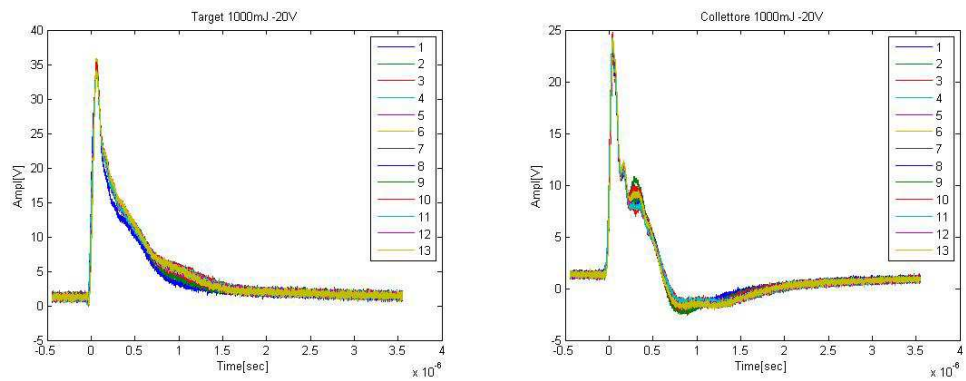


Figura A.29:

- Polarizzazione: $-40V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$

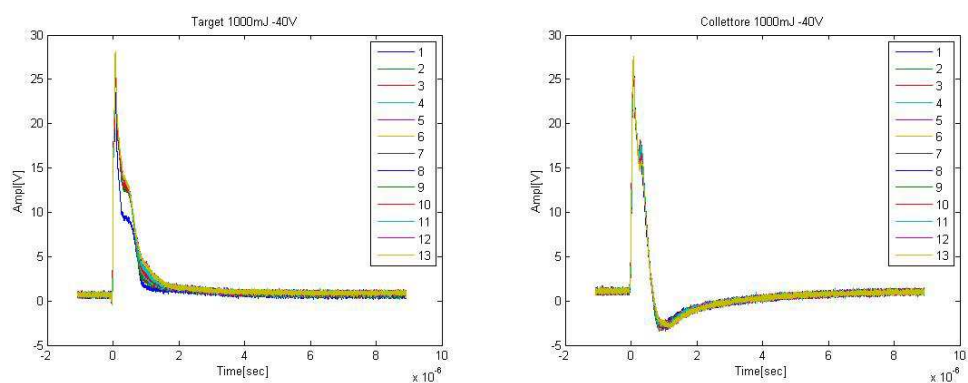


Figura A.30:

- Polarizzazione: $-80V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ + $6dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$ + $6dB$

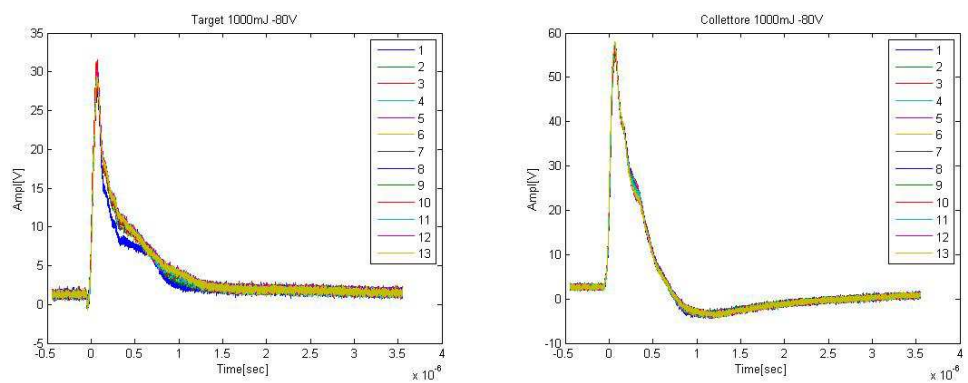


Figura A.31:

- Polarizzazione: $+20V$ Carico 50Ω - Attenuazione $10dB$ + $6dB$ Carico 50Ω - Attenuazione $12dB$ + $6dB$

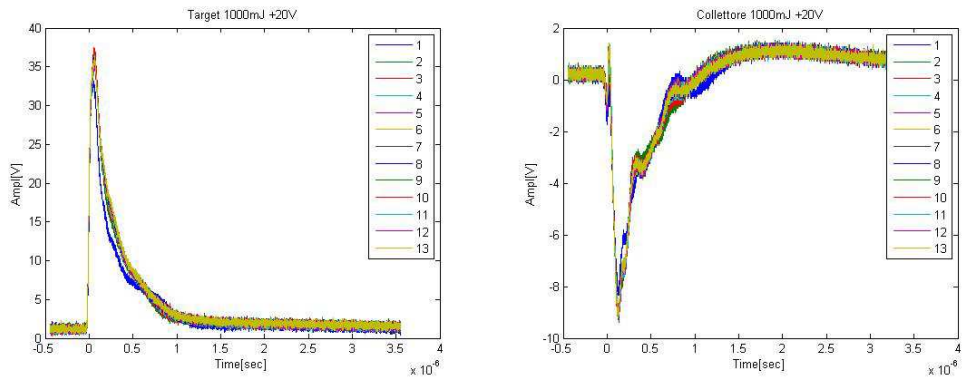


Figura A.32:

- Polarizzazione: +40V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB + 6dB Carico 50Ω - Attenuazione 12dB + 6dB

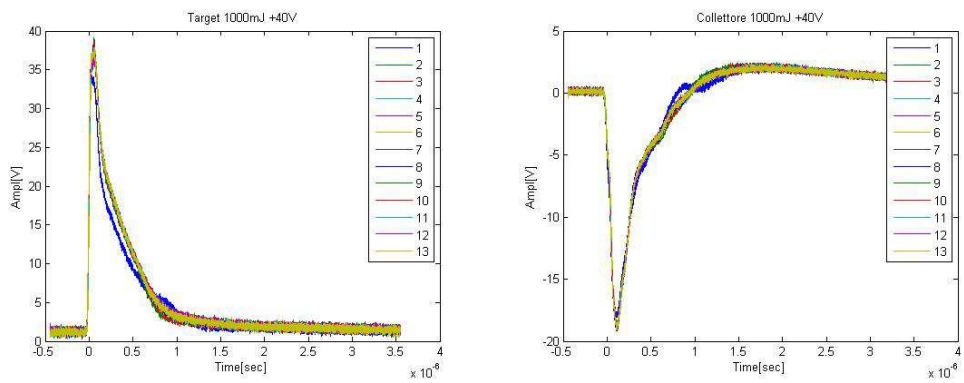


Figura A.33:

- Polarizzazione: +80V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB + 6dB Carico 50Ω - Attenuazione 12dB + 6dB

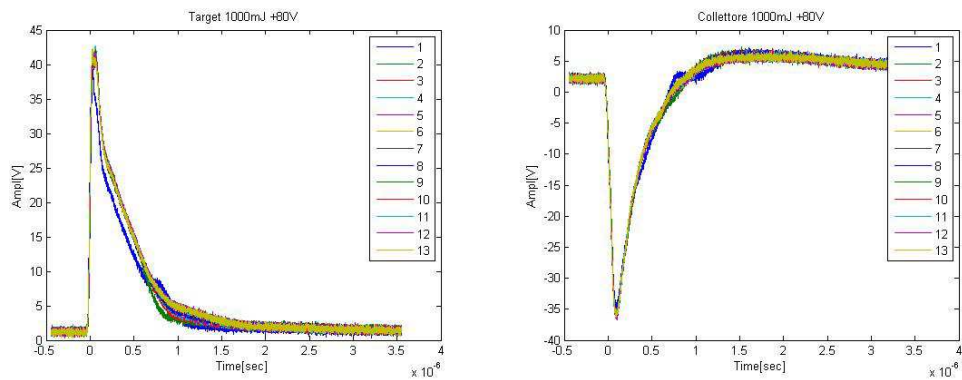


Figura A.34:

Serie 2000mJ:

- Polarizzazione: 0V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB + 6dB Carico 50Ω
- Attenuazione 12dB + 6dB

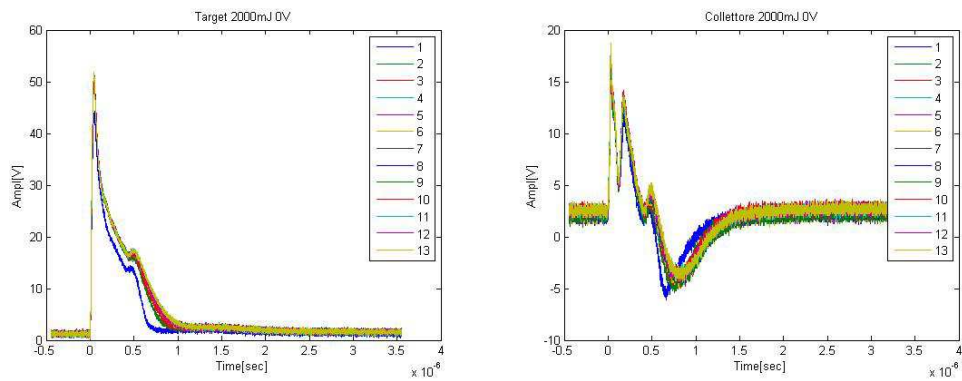


Figura A.35:

- Polarizzazione: -20V Carico 50Ω - Attenuazione 10dB + 6dB Carico 50Ω
50Ω - Attenuazione 12dB + 6dB

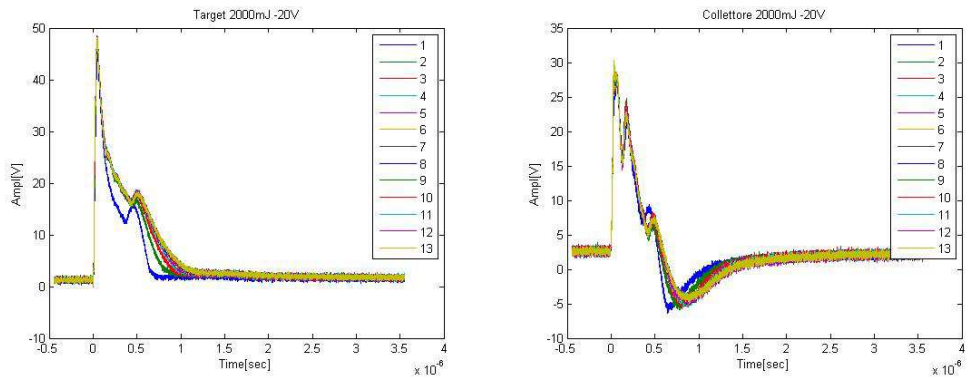


Figura A.36:

- Polarizzazione: $-40V$ Carico 25Ω - Attenuazione $12dB$ Carico 25Ω - Attenuazione $10dB$

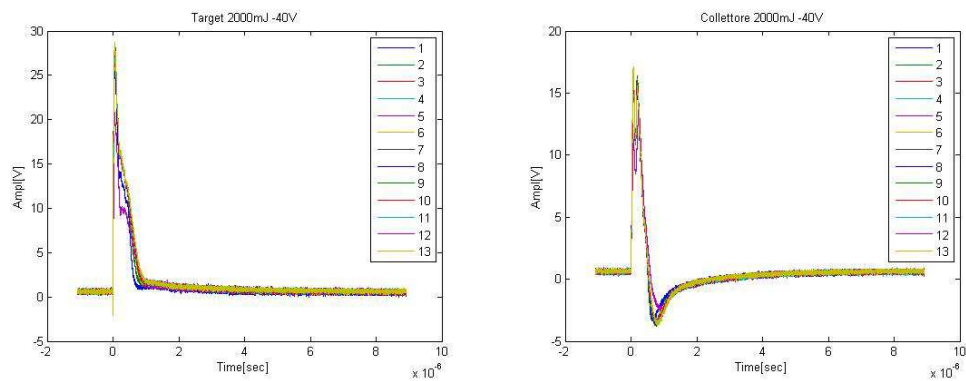


Figura A.37:

Confronto segnali prove ablazione e prove ablazione con polarizzazione

- Serie 3 $111mJ$ del 12 giugno contro serie $114mJ$ dell'11 luglio

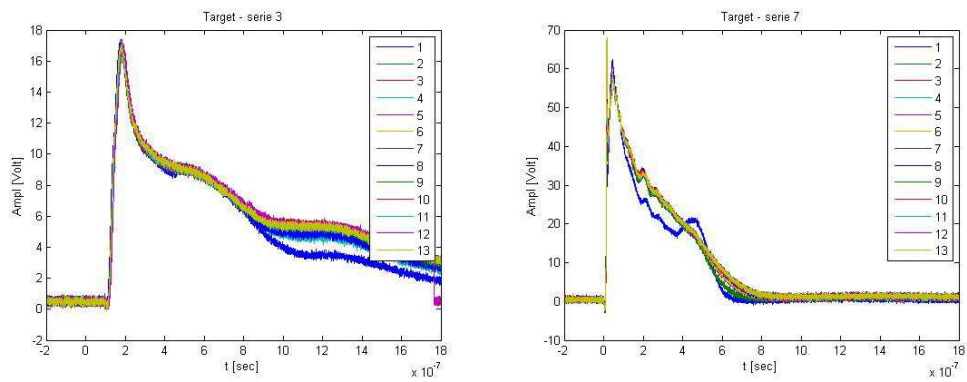


Figura A.38:

- Serie 7 1020mJ del 12 giugno contro serie 1000mJ dell'11 luglio

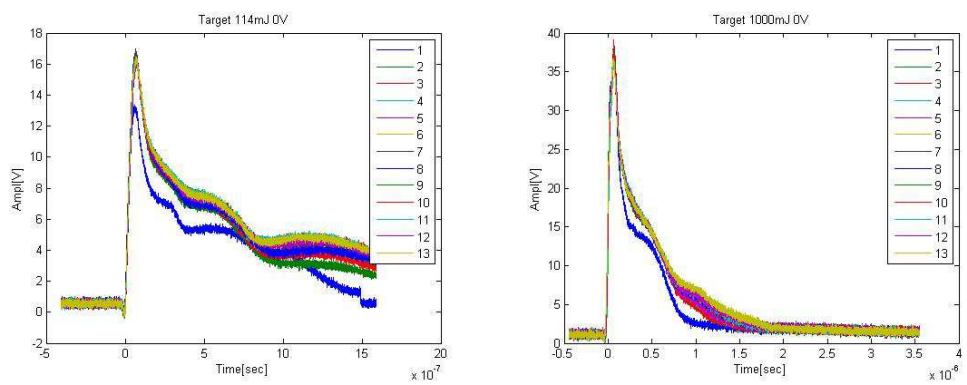


Figura A.39:

Appendice B

Circuito di test per il segnale del Tempo di Volo

Appendice C

Programma test ciclo di acquisizione del RPi

```
#include <bcm2835.h>
#include <stdio.h>

#define RPI_DATI_1 RPI_GPIO_P1_05
#define RPI_DATI_2 RPI_GPIO_P1_07
#define RPI_DATI_3 RPI_GPIO_P1_11
#define RPI_DATI_4 RPI_GPIO_P1_13
#define RPI_DATI_5 RPI_GPIO_P1_15
#define RPI_DATI_6 RPI_GPIO_P1_19
#define RPI_DATI_7 RPI_GPIO_P1_21
#define RPI_DATI_8 RPI_GPIO_P1_23

//#define FIFO_RS RPI_GPIO_P1_
#define FIFO_RCLK RPI_GPIO_P1_26
#define FIFO_REN RPI_GPIO_P1_24
#define FIFO_EF RPI_GPIO_P1_18
#define FIFO_FF RPI_GPIO_P1_16

#define MUX_AB RPI_GPIO_P1_22
//#define QUARZO_EN RPI_GPIO_P1_
//#define ADC_CLK RPI_GPIO_P1_
//#define LATCH_S0 RPI_GPIO_P1_

FILE *stream_FIFO;
const char *File_TOF = "TOF.txt";
uint8_t valore_pin;
```

138 APPENDICE C. PROGRAMMA TEST CICLO DI ACQUISIZIONE DEL RPI

```
unsigned int variabile;
unsigned int contatore;

int main(int argc, char **argv)
{
//bcm2835_set_debug(1);
if (!bcm2835_init())
return 1;

// inizializzazione dei pin del RPi come ingressi o uscite
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_1, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_2, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_3, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_4, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_5, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_6, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_7, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(RPI_DATI_8, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);

bcm2835_gpio_fsel(FIFO_EF, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(FIFO_FF, BCM2835_GPIO_FSEL_INPT);
bcm2835_gpio_fsel(FIFO_RCLK, BCM2835_GPIO_FSEL_OUTP);
bcm2835_gpio_fsel(FIFO_REN, BCM2835_GPIO_FSEL_OUTP);

bcm2835_gpio_fsel(MUX_AB, BCM2835_GPIO_FSEL_OUTP);

// Assegnazione dei Pull-up e Pull-down
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_1, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_2, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_3, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_4, BCM2835_GPIO_PUD_UP);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_5, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_6, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_7, BCM2835_GPIO_PUD_UP);
bcm2835_gpio_set_pud(RPI_DATI_8, BCM2835_GPIO_PUD_DOWN);
bcm2835_gpio_set_pud(FIFO_EF, BCM2835_GPIO_PUD_UP);

// FASE DI LETTURA DALLA FIFO

// apro un file che assegno allo stream 'stream_FIFO', se
// il file ancora non esiste viene creato
```

```
stream_FIFO = fopen(File_TOF, "w");

contatore = 0;

// inizio ciclo while

while(contatore<4097 && bcm2835_gpio_lev(FIFO_EF)==1)

{

// setto alto il RCLK
bcm2835_gpio_set(FIFO_RCLK);

// setto alto il pin A/B per il controllo del multiplexer
bcm2835_gpio_set(MUX_AB);

// salvo la prima parola
variabile = bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_8)+
2*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_7)+4*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_6)+
8*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_5)+16*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_4)+
32*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_3)+64*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_2)+
128*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_1);

fprintf(stream_FIFO,"%d\n",variabile);

// abbasso il RCLK
bcm2835_gpio_clr(FIFO_RCLK);

// setto basso il pin A/B per il controllo del multiplexer
bcm2835_gpio_clr(MUX_AB);

// salvo la seconda parola
variabile = bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_8)+
2*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_7)+4*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_6)+
8*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_5)+16*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_4)+
32*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_3)+64*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_2)+
128*bcm2835_gpio_lev(RPI_DATI_1);

fprintf(stream_FIFO,"%d\n",variabile);
```

140 *APPENDICE C. PROGRAMMA TEST CICLO DI ACQUISIZIONE DEL RPI*

```
contatore = contatore + 1;
```

```
}
```

```
fclose(stream_FIFO);
```

```
return 0;
```

```
}
```