

LA SORGENTE “DPP” DI RADIAZIONE NELL'ESTREMO ULTRAVIOLETTO A SCARICA ELETTRICA IN GAS RAREFATTO

Principi fisici, caratterizzazione ed ottimizzazione

LUCA MEZI, FRANCESCO FLORA

ENEA – Unità Tecnica Sviluppo di Applicazioni delle Radiazioni,
Laboratorio Sorgenti di Radiazione
Centro Ricerche Frascati, Roma



AGENZIA NAZIONALE PER LE NUOVE TECNOLOGIE,
L'ENERGIA E LO SVILUPPO ECONOMICO SOSTENIBILE

LA SORGENTE “DPP” DI RADIAZIONE NELL'ESTREMO ULTRAVIOLETTO A SCARICA ELETTRICA IN GAS RAREFATTO

Principi fisici, caratterizzazione ed ottimizzazione

LUCA MEZI, FRANCESCO FLORA

ENEA – Unità Tecnica Sviluppo di Applicazioni delle Radiazioni,
Laboratorio Sorgenti di Radiazione
Centro Ricerche Frascati, Roma

I Rapporti tecnici sono scaricabili in formato pdf dal sito web ENEA alla pagina
<http://www.enea.it/it/produzione-scientifica/rapporti-tecnici>

I contenuti tecnico-scientifici dei rapporti tecnici dell'ENEA rispecchiano l'opinione degli autori e non necessariamente quella dell'Agenzia.

The technical and scientific contents of these reports express the opinion of the authors but not necessarily the opinion of ENEA.

LA SORGENTE “DPP” DI RADIAZIONE NELL'ESTREMO ULTRAVIOLETTO A SCARICA ELETTRICA IN GAS RAREFATTO

Principi fisici, caratterizzazione ed ottimizzazione

LUCA MEZI, FRANCESCO FLORA

Sommario

In questo rapporto vengono descritti i lavori di installazione, miglioramento e caratterizzazione della sorgente di radiazione nell'estremo ultravioletto a scarica elettrica dell'ENEA (UTAPRAD-SOR). La sorgente, inizialmente progettata e realizzata in collaborazione tra l'ENEA ed il Dipartimento di Fisica dell'Università dell'Aquila, è stata trasferita all'ENEA (Frascati) nell'aprile 2010, priva, però, di molti componenti fondamentali. Per mettere in funzione la sorgente, non disponendo di fondi dedicati, è stato necessario riutilizzare, modificandoli opportunamente, materiali e dispositivi già presenti all'ENEA. Inoltre, per migliorare il funzionamento e le caratteristiche della sorgente, si è provveduto a modificarne radicalmente varie parti, affrontando diverse problematiche fisiche nell'analisi dei principi di funzionamento della sorgente. Attualmente la sorgente è operativa e le sue caratteristiche la rendono idonea per varie applicazioni. Con l'intento di fornire una prima base ad un eventuale futuro studente, in questo rapporto i principi fisici di funzionamento della sorgente e le problematiche affrontate sono stati trattati anche da un punto di vista didattico.

Parole chiave: Estremo UltraVioletto (EUV); Plasma prodotto tramite scarica elettrica; Effetto pinch; Circuiti in alta tensione.

Abstract

In this report we describe the installation, upgrade and characterisation of the ENEA (UTAPRAD-SOR) extreme-ultraviolet electric discharge source. In April 2010 the source, initially developed in the framework of a collaboration between ENEA and the Physics Department of the University of L'Aquila, has been transferred to ENEA (Frascati), but without many important components. To make the source working, having no dedicated funds, it was necessary to reutilise and properly modify materials and devices already present in ENEA. In order to improve some source features, several critical components of the source have been totally redesigned, analyzing the source working principles and solving various physical problems. Now the source is operating and, due to its characteristics, it is suitable for many applications. With the aim of giving a possible future student a starting point, in this report the source working principles and the scientific problems that we ran into, have been also didactically treated.

Keywords: Extreme UltraViolet (EUV); Discharge produced plasma (DPP); Pinch effect; High voltage circuits.

Indice

1	Introduzione	7
2	Considerazioni generali	9
2.1	Stima della temperatura ottimale del plasma	9
2.2	Calcolo della pressione ottimale di riempimento del capil- lare	10
2.3	Valutazione del flusso di gas necessario per l'alimentazione del capillare	14
3	Modifiche meccaniche	22
3.1	Descrizione generale dell'apparato e stima dell'induttanza del circuito di scarica	22
3.2	Connessione sorgente–cella da vuoto	23
3.3	Il sistema di iniezione del gas	24
4	Apparato di alimentazione elettrica e funzionamento della sorgente EUV	29
4.1	Alcune considerazioni sui thyatron	31
4.2	Principio di funzionamento di un tipico modulatore a thy- ratron	39
4.3	Schema elettrico generale della DPP	41
4.4	Cenni sulle spark–gap	45
4.5	La fase di carica risonante del condensatore a glycol	47
4.6	La preionizzazione	50
4.7	La scarica principale	52
4.8	Principio di funzionamento di un alimentatore HV di tipo generatore di corrente ed effetti sulla stabilità della DPP	55
5	Un modello semplificato di evoluzione dei parametri di scarica e del plasma	80
5.1	Simulazione della scarica principale	80
5.2	Simulazione della fase di preionizzazione	87
6	Risultati sperimentali	89
6.1	Caratterizzazione degli impulsi elettrici e dell'emissione EUV per diverse condizioni sperimentali	89
6.2	Stima dell'energia della radiazione EUV emessa dalla DPP e stabilità della sorgente	97

6.3	Dimensioni della sorgente EUV	103
6.4	Ulteriori caratterizzazioni basate sull'utilizzo di cristalli di fluoruro di litio	107
7	Conclusioni	118

1 Introduzione

Nell'ambito del progetto nazionale FIRB-EUVL (2003–2008), è stata realizzata presso l'Università dell'Aquila una sorgente di radiazione nell'Estremo Ultra-Violetto (EUV¹) a scarica elettrica in gas a bassa pressione [1]. La sorgente, progettata in collaborazione con l'ENEA di Frascati, ha largamente raggiunto, durante gli anni del sopra citato progetto, la potenza per cui era stata disegnata: 1 mW di emissione EUV su un angolo solido di 2π sr, in una banda di lunghezze d'onda λ tra 10 e 20 nm.

La finalità della sorgente era limitata ad un uso in metrologia a bassa potenza per ottiche adatte alla radiazione EUV e, fondamentalmente, per test di compatibilità tra le sorgenti EUV a scarica ed il sistema, brevettato da ENEA [2], di abbattimento dei detriti emessi dal plasma delle sorgenti EUV di tipo laser-plasma [3].

Terminato il progetto FIRB, dopo un periodo di inattività ed abbandono, ad Aprile 2010 la sorgente EUV a scarica, priva ormai di molti componenti fondamentali (alimentatori di alta tensione, pompe da vuoto, diagnostiche, controlli ecc.), è stata trasferita presso il Laboratorio Eccimeri (UTAPRAD-SOR) dell'ENEA di Frascati.

Questo laboratorio è impegnato da molti anni nello sviluppo ed applicazioni di sorgenti UV, EUV ed XUV². Nel corso degli anni si è sviluppata una stretta collaborazione con l'Università dell'Aquila, volta, oltre che alla spettroscopia nella regione del keV, anche ad attività di interesse biologico come la microscopia a contatto nella regione dei keV e nella finestra dell'acqua³ e allo sviluppo di questa ed altre importanti sorgenti EUV. Per vari anni è stata molto intensa la collaborazione volta allo sviluppo di un laser a scarica capillare [4–8] operante ad una lunghezza d'onda $\lambda = 46.9$ nm.

Nei laboratori dell'ENEA di Frascati (UTAPRAD-SOR), è stata svolta un'opera di installazione e ripristino della sorgente, modificandone varie parti per ottenere un importante incremento delle sue prestazioni, sia in termini di energia per impulso che in stabilità ed affidabilità. Questa attività è stata portata avanti in assenza di finanziamenti specifici, utilizzando materiali e dispositivi pre-esistenti nei laboratori ENEA, rimettendoli in funzione e, ove possibile, riadattandone le caratteristiche alle nuove esigenze della sorgente EUV a scarica.

¹EUV: regione spettrale i cui fotoni hanno energia $h\nu = 20 - 284$ eV (cioè fino alla soglia di assorbimento K del carbonio) e lunghezza d'onda $\lambda \simeq 4.4 - 62$ nm.

²XUV: regione spettrale i cui fotoni hanno energia $h\nu = 0.28 - 8.99$ keV (cioè fino alla soglia di assorbimento K del rame) e lunghezza d'onda $\lambda \simeq 0.14 - 4.4$ nm.

³Finestra dell'acqua: regione spettrale, compresa nell'intervallo XUV, i cui fotoni hanno energia $h\nu = 284 - 543$ eV (cioè tra la soglia di assorbimento K del carbonio e dell'ossigeno) e lunghezza d'onda $\lambda \simeq 2.3 - 4.4$ nm. In questa regione spettrale, l'alto assorbimento del carbonio unito al basso assorbimento dell'ossigeno, prevalentemente contenuto nell'acqua in cui l'idrogeno può considerarsi trasparente, consentono di ottenere immagini in trasmissione di campioni biologici ben contrastate.

Le prestazioni raggiunte dalla sorgente, da noi denominata “DPP”⁴ come di consueto in letteratura, consentono, ora, un suo utilizzo non più limitato alla metrologia, ma anche per il trattamento superficiale di materiali di interesse scientifico e tecnologico.

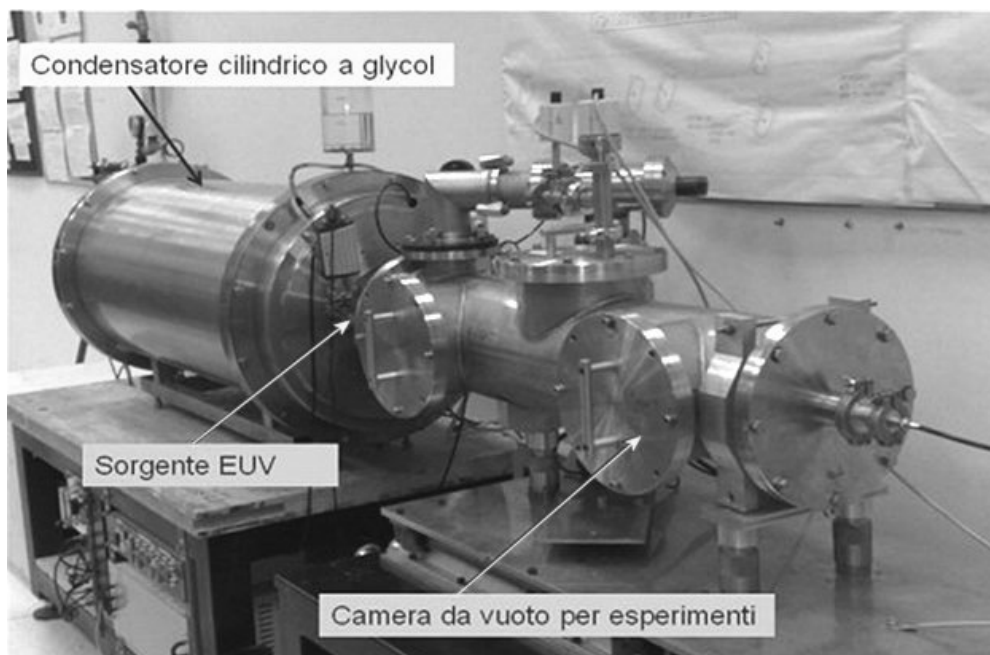


Figura 1. La sorgente “DPP” di radiazione EUV a scarica in gas rarefatto installata nel Laboratorio Eccimeri (UTAPRAD–SOR ENEA Frascati).

Lo scopo del presente rapporto è quello di descrivere i lavori di ripristino e di miglioramento svolti all’ENEA, la descrizione delle difficoltà incontrate ed i principi fisici che hanno portato al loro superamento. Alcuni argomenti sono stati affrontati anche da un punto di vista didattico, con l’intento di fornire una prima base di partenza ad un eventuale futuro studente impegnato in questo campo.

⁴DPP: dall’inglese Discharge Produced Plasma.

2 Considerazioni generali

Prima di entrare nel merito dell'argomento di questo lavoro, per comodità, in Tab. 1 riportiamo le costanti, con i loro rispettivi simboli e valori, che utilizzeremo nei capitoli seguenti.

Nome	Simbolo	Valore
Numero di Avogadro	N_A	$6.0221 \cdot 10^{23}$
Costante di Boltzmann	k	$1.38054 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$
Costante di Stefan-Boltzmann	σ	$5.6705 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$
Velocità della luce nel vuoto	c	$2.997925 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Costante di Planck	h	$6.6261 \cdot 10^{-34} \text{m} \cdot \text{s}$
Modulo carica elettrone	e	$1.6022 \cdot 10^{-19} \text{C}$
Unità di massa atomica	u.m.a.	$1.6605 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Permeabilità magnetica del vuoto	μ_0	$12.56637 \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}$
Costante dielettrica del vuoto	ε_0	$8.8542 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}$

Tabella 1. Costanti utilizzate in questo rapporto.

2.1 Stima della temperatura ottimale del plasma

Per avere una prima stima dell'ordine di grandezza dei parametri coinvolti, possiamo, inizialmente, supporre che la sorgente di radiazione EUV si comporti, approssimativamente, come un corpo nero. Sotto questa ipotesi semplificatrice, come è ben noto dalla legge di Wien:

$$T\lambda_{\max} \simeq 2.9 \cdot 10^6 \text{K} \cdot \text{nm}, \quad (2.1)$$

affinché un corpo nero emetta uno spettro piccato ad una lunghezza d'onda $\lambda_{\max}$ dell'ordine di 10 nm, è necessario che la sua temperatura T sia dell'ordine delle centinaia di migliaia di gradi, ovvero che il corpo si trovi allo stato di plasma [9].

Secondo la legge di Stefan–Boltzmann:

$$w_r = \sigma T^4, \quad (2.2)$$

dove σ è la costante di Stefan–Boltzmann (vedi Tab. 1 a pag. 9), ad una tale temperatura la potenza emessa per unità di superficie w_r è enorme, dell'ordine di decine di $\frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$.

In pratica, solo un laser opportunamente focalizzato o una intensa scarica elettrica possono fornire la potenza termica necessaria a controbilanciare quella emessa dal corpo radiante.

Ovviamente una simile potenza può essere mantenuta solo per tempi brevissimi, frazioni di μs , quindi una sorgente di radiazione EUV che emetta a simili lunghezze d'onda può funzionare solo in regime impulsato e con una dimensione del plasma irradiante dell'ordine di 1 mm^3 o meno.

Nelle sorgenti EUV a scarica, tipicamente, si produce un impulso di elevata corrente (dell'ordine di svariati kA) tra due elettrodi immersi in un gas a bassa pressione (dell'ordine di 1 mbar) e si sfrutta l'effetto di compressione magnetica indotto dalla corrente stessa, effetto pinch, per concentrare la potenza in un volume di gas sufficientemente piccolo. L'impulso di corrente viene prodotto facendo scaricare tra i due elettrodi l'energia contenuta in un condensatore caricato ad alta tensione (HV).

La regione di scarica può avere varie geometrie. Nel nostro caso specifico, z-pinch, gli elettrodi sono posti alle estremità di un tubo capillare isolante di allumina, avente un diametro interno $\Phi_{\text{cap}} = 3\text{ mm}$ ed una lunghezza $L_{\text{cap}} = 7\text{ mm}$.

2.2 Calcolo della pressione ottimale di riempimento del capillare

In Tab. 2 vengono riportati alcuni dati relativi allo xeno ed all'azoto che verranno utilizzati più volte nel seguito.

La potenza emessa da un plasma generato in un gas, quindi un plasma che può essere considerato in prima approssimazione otticamente sottile, è proporzionale al numero di eccitazioni e conseguenti diseccitazioni con emissione di fotoni per unità di tempo. Tale potenza è quindi proporzionale al numero di urti tra elettroni e ioni contenuti in esso, che a sua volta è proporzionale al prodotto tra la densità n_e degli elettroni e quella n_i degli ioni. Inoltre, secondo la relazione di Bennet [9]:

$$\bar{n}_i k T_i + \bar{n}_e k T_e = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi}, \quad (2.3)$$

Nome	Simbolo	xeno (Xe)	azoto (N ₂)
Massa molecolare (u.m.a.)		131.29	2 · 14.01
Massa molecolare (kg)	m	$2.18 \cdot 10^{-25}$	$4.65 \cdot 10^{-26}$
Diametro molecolare (cm)	d	$4.02 \cdot 10^{-8}$	$3.15 \cdot 10^{-8}$
Cammino libero medio (μm) ($T = 300\text{ K}$, $P = 1\text{ mbar}$)	l	57.7	93.9
Stato di ionizzazione medio ($T = 3 \cdot 10^5\text{ K}$)	Z	10	–
Coeff. di viscosità ($\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$) ($T = 300\text{ K}$)	η	22.26	16.74
Indice adiabatico	γ	$\frac{5}{3} \simeq 1.67$	$\frac{7}{5} = 1.40$
Velocità del suono (m/s) ($T = 300\text{ K}$)	v_s	177.9	353.1
Ugello sonico condiz. “choked”		$\frac{P_u}{P_d} > 2.05$	$\frac{P_u}{P_d} > 1.89$

Tabella 2. Alcuni dati riguardanti xeno ed azoto.

dove k è la costante di Boltzmann, μ_0 è la permeabilità magnetica del vuoto (vedi Tab. 1 a pag. 9), $\bar{n}_x$ ($x = \text{i, e}$) indica la densità (ionica o elettronica) lineare lungo la colonna di plasma, integrata cioè sulla sezione del plasma stesso, T_x ($x = \text{i, e}$) indica la temperatura (ionica o elettronica). Risulta quindi che entrambe le densità lineari ($\bar{n}_i$ e $\bar{n}_e$), fissata la temperatura T del plasma, sono proporzionali al quadrato della corrente di scarica I . Pertanto la potenza di radiazione EUV emessa dalla sorgente per unità di volume di plasma è, in prima approssimazione, proporzionale alla quarta potenza della corrente di scarica. È dunque di fondamentale importanza che i parametri del circuito di scarica siano tali da massimizzare la corrente.

Nel caso della nostra sorgente la capacità C_1 del condensatore che alimenta la scarica e l'induttanza L_1 del circuito di scarica, sono rispettivamente: $C_1 = 50\text{ nF}$ e $L_1 \simeq 115\text{ nH}$. Il modulatore realizzato per questa sorgente (vedi § 4.1, § 4.3 e § 4.5) può caricare il condensatore C_1 ad una tensione $V_1 \simeq 18\text{ kV}$ e, pertanto, la

corrente di scarica può raggiungere un valore massimo:

$$I_{\max} \simeq \frac{V_1}{\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}} \simeq 10 \text{ kA}. \quad (2.4)$$

Volendo raggiungere una temperatura ionica ed elettronica di circa 300000 K, ottimale per emettere a $\lambda \simeq 10 \text{ nm}$ (vedi (2.1)), e volendo usare come gas lo xeno (vedi Tab. 2) che ha un intenso spettro di righe di emissione con lunghezza d'onda compresa tra 10 e 20 nm, calcoliamo la pressione di gas a cui riempire il capillare. A questa temperatura lo stato di ionizzazione medio Z di questo gas è [10] $Z \simeq 10$, pertanto:

$$\bar{n}_e = Z\bar{n}_i \simeq 10\bar{n}_i. \quad (2.5)$$

Quindi, supponendo che all'equilibrio sia $T_i = T_e$, dalla relazione di Bennet (2.3) si ottiene che la densità lineare $\bar{n}$ a cui riempire il capillare prima della scarica è: $\bar{n} = \bar{n}_i \simeq 10^{15} \text{ atomi/cm}$. Considerato il diametro del capillare, a temperatura ambiente ($T = 300 \text{ K}$), questa densità lineare viene raggiunta ad una pressione di riempimento del gas di circa 0.6 mbar.

Mentre la corrente sale verso il suo valore massimo ($I_{\max} \simeq 10 \text{ kA}$), il campo magnetico B al bordo della colonna di plasma, secondo la legge di Biot-Savart, aumenta verso il valore:

$$B = \frac{\mu_0 I_{\max}}{\pi \Phi} \quad (2.6)$$

che dipende sia dalla corrente sia dal diametro della colonna di plasma. Supponendo per semplicità che la corrente abbia un profilo temporale di forma rettangolare, all'inizio della scarica, quando il plasma occupa l'intero capillare, si ha che $\Phi = \Phi_{\text{cap}}$. Sotto queste ipotesi, tramite la (2.6) si ottiene $B \simeq 1.3 \text{ T}$ e, conseguentemente, la pressione magnetica P_{mag} esercitata sulla periferia della colonna di plasma diventa:

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \simeq 7 \text{ bar}, \quad (2.7)$$

valore quattro ordini di grandezza superiore alla pressione iniziale del gas stimata in base alla relazione di Bennet (2.3). Questo innesca il processo di compressione magnetica (effetto pinch) sopra menzionato. Il processo di compressione non si arresta per effetto dell'aumento di densità del plasma, perché man mano che procede la compressione ed aumenta la densità, anche la pressione magnetica al bordo della colonna, a parità di corrente, aumenta nello stesso modo (2.6), dato che B è inversamente proporzionale al diametro Φ della colonna di plasma. Il processo si arresta, invece, per effetto dell'aumento della temperatura del plasma: quando la temperatura aumenta di tre ordini di grandezza, raggiungendo il valore di 300000 K e contemporaneamente Z sale a 10, le due pressioni si equilibrano e, soddisfatta la relazione di Bennet (2.3), il processo si arresta. Naturalmente,

in realtà, l'equilibrio viene raggiunto con un andamento non monotono della pressione e della temperatura del plasma che possono esibire, su tempi brevi, valori anche notevolmente diversi da quelli di equilibrio. Nella fase di discesa della corrente il plasma si riespande e si raffredda.

Per valutare la pressione a cui riempire il capillare, non basta però considerare solo quale pressione consenta, all'equilibrio, di raggiungere la temperatura desiderata, ma bisogna anche prevedere i tempi necessari per il raggiungimento di tale temperatura. Infatti, dovendo terminare la fase di compressione in un tempo minore di quello impiegato dalla corrente (τ) per raggiungere il suo massimo nella prima semi-onda:

$$\tau \simeq \frac{\pi}{2} \sqrt{L_1 C_1} \simeq 120 \text{ ns}, \quad (2.8)$$

la pressione magnetica deve non solo comprimere il gas, ma anche imprimere ad esso una elevata accelerazione verso l'asse del capillare.

Possiamo usare un modello estremamente semplificato per avere una prima stima, molto grossolana, dei tempi necessari alla compressione. In presenza di un gradiente radiale di pressione in un plasma cilindrico infinitamente esteso lungo l'asse del cilindro (asse z), la seconda legge della dinamica diventa:

$$-|J| \cdot |B| = a\rho + \frac{dP}{dr} \quad (2.9)$$

dove J è la densità di corrente; $-|J| \cdot |B|$ è la forza di Lorentz per unità di volume, negativa in quanto sempre diretta verso l'asse della colonna di plasma, agente complessivamente sugli ioni ed elettroni; a è l'accelerazione radiale locale del plasma; ρ è la densità del plasma e $\frac{dP}{dr}$ è il gradiente radiale della pressione del plasma, che, analogamente alla equazione di stato dei gas perfetti (vedi (2.16)), è legata alla densità ionica n_i ed a quella elettronica n_e da:

$$P = n_i k T_i + n_e k T_e. \quad (2.10)$$

Al termine del processo di compressione il termine dovuto al gradiente di pressione diviene dominante ed è quello che arresta il processo di compressione. In tale condizione la (2.10) è facilmente integrabile sulla sezione del plasma, ritrovando la relazione di Bennet (2.3), come vedremo nel § 5.1. Nella prima fase del processo di compressione, che peraltro dura per la maggior parte del processo stesso, dato che si parte da una pressione del gas molto minore di quella magnetica, il termine dovuto al gradiente di pressione è trascurabile. Per semplicità di calcolo possiamo assumere di avere una densità di corrente uniforme:

$$J = \frac{I}{\pi \left(\frac{\Phi}{2}\right)^2} \quad (2.11)$$

dove Φ è il diametro della colonna di plasma, approssimazione giustificata dal fatto che la resistività di un plasma secondo la formula di Spitzer dipende molto

debolmente dalla densità [9]. Ricordando la legge di Biot–Savart sopra menzionata ed assumendo, per semplicità, che la densità ρ del plasma sia uniforme ed inversamente proporzionale alla sezione della colonna:

$$\rho = \rho_0 \frac{\Phi_{\text{cap}}}{\Phi}, \quad (2.12)$$

dalla (2.9) si ottiene:

$$a = \frac{4\mu_0 I^2}{\pi^2 \rho_0 \Phi_{\text{cap}}^2} \frac{1}{\Phi}. \quad (2.13)$$

Ad esempio, per una pressione di riempimento $P_0 = 0.5 - 1$ mbar, quindi confrontabile con quella prevista dalla legge di Bennet, lo xeno avrebbe una densità iniziale $\rho_0 \simeq 2.6 - 5.3$ g/m³. Pertanto al bordo della colonna di plasma di diametro Φ_{cap} , per una corrente $I = 10$ kA si ha, inizialmente, una accelerazione radiale del plasma $a_0 = 3.6 - 7.2 \cdot 10^{11}$ m/s².

Senza integrare l'equazione differenziale (2.13), possiamo stimare grossolanamente il tempo t_c di compressione della colonna, assumendo che l'accelerazione rimanga costante ed uguale a quella iniziale. Questa ipotesi semplificativa è in accordo con la considerazione che la crescita dell'accelerazione al diminuire del diametro della colonna (2.13), è in realtà mitigata dall'aumento della densità al bordo del plasma. Infatti, all'interno della colonna il campo magnetico B e l'accelerazione a sono massimi sulla periferia del plasma: qui, allora, la densità aumenta più rapidamente che altrove, in contrasto con quanto assunto nella (2.12). In tale ipotesi si ha che il tempo per percorrere l'intero raggio del capillare è:

$$t_c = \sqrt{\frac{\Phi_{\text{cap}}}{a_0}} = 65 - 90 \text{ ns}. \quad (2.14)$$

Quindi, nel nostro caso, la pressione prevista dalla legge di Bennet porta ad avere tempi di compressione compatibili con il tempo τ di salita della corrente. Certamente valori di pressione minori di quelli dell'intervallo qui ipotizzato favorirebbero il processo di compressione, ma allo stesso tempo la bassa densità ridurrebbe l'emissione di radiazione EUV sia durante che al termine della compressione stessa. Va, quindi, ricercato sperimentalmente il miglior compromesso tra compressione ed emissione. Ulteriori e più approfondite considerazioni sul processo di compressione verranno descritte nel capitolo 5.

2.3 Valutazione del flusso di gas necessario per l'alimentazione del capillare

L'assorbimento della materia nella regione spettrale dell'EUV è così elevata che anche pressioni gassose dell'ordine di 1 mbar provocano un dimezzamento dell'intensità ogni pochi centimetri di propagazione [11], pertanto la radiazione EUV viene fatta propagare in vuoto, preferibilmente a pressioni inferiori a 10^{-3} mbar.

A tal fine, i due elettrodi di scarica, posti alle estremità del capillare, sono entrambi forati in asse così da consentire un flusso continuo del gas verso la camera da vuoto (vedi Fig. 2), dove il gas si espande e viene eliminato dalle pompe.

Short Z-pinch discharge EUV source

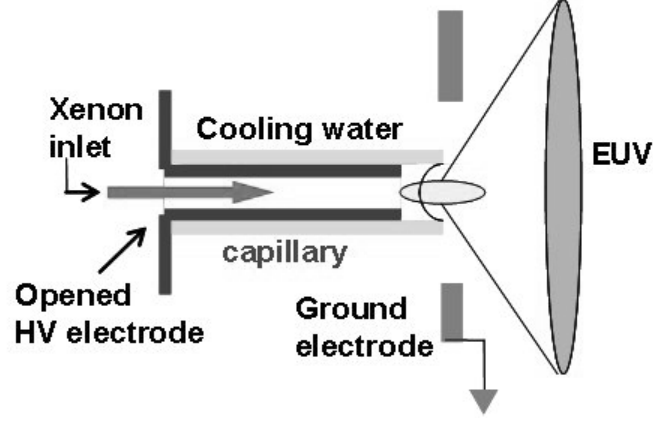


Figura 2. Schema di una sorgente di radiazione EUV di tipo z-pinch.

Con questa configurazione sperimentale, la pressione del gas è decrescente passando dall'elettrodo di iniezione (l'elettrodo di alta tensione) a quello di espulsione in vuoto, da cui fuoriesce anche la radiazione EUV. Stimiamo ora la pressione in ingresso ed in uscita al capillare in funzione del flusso di gas che lo alimenta.

Il cammino libero medio l delle molecole di un gas è dato da [12]:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \quad (2.15)$$

dove d è il diametro molecolare ed n è il numero di molecole per unità di volume. Dall'equazione di stato dei gas perfetti:

$$PV = NkT, \quad (2.16)$$

in cui N rappresenta il numero totale di molecole, k è la costante di Boltzmann (vedi § 2.2), P , V e T sono rispettivamente la pressione, il volume e la temperatura assoluta; la (2.15) diviene:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2} \cdot \frac{kT}{P}. \quad (2.17)$$

Supponendo ancora di utilizzare come gas lo xeno (vedi Tab. 2), si ottiene che, alla pressione $P \simeq 1$ mbar ed a temperatura ambiente ($T = 300$ K), $l \simeq 58 \mu\text{m}$.

In queste condizioni, visto che il numero di Knudsen N_K che nel nostro caso si esprime come:

$$N_K = \frac{l}{\Phi_{\text{cap}}} \ll 1, \quad (2.18)$$

risulta lecito considerare che il gas si trovi in un regime viscoso del moto [12]. Questa considerazione è pressoché indipendente dal tipo di gas che si considera, ad eccezione dell'elio e dell'idrogeno. Ad esempio nel caso dell'aria il diametro molecolare medio è $\bar{d} \simeq 3.75 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $l \simeq 66 \mu\text{m}$ [12] e quindi, in pratica, lo stesso valore di N_K .

Il coefficiente di viscosità η di un gas è dato da [12]:

$$\eta = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\pi d^2} \sqrt{\frac{mkT}{\pi}}, \quad (2.19)$$

dove m è la massa molecolare del gas. È interessante notare che η è, quindi, indipendente dalla pressione. Nel caso dello xeno (vedi Tab. 2), a temperatura ambiente, si ottiene: $\eta \simeq 22.3 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$.

Prima di passare al calcolo del flusso di gas nel capillare, può risultare utile svolgere alcune considerazioni introduttive. Esistono diversi modi di esprimere il flusso di un fluido in un condotto. Nel caso di fluidi incompressibili (liquidi) si usa prevalentemente il flusso volumetrico F_V (talvolta indicato anche con $\dot{V}$), detto anche “portata”. F_V esprime il volume di fluido che attraversa una certa sezione del condotto nell'unità di tempo e quindi è legato alla velocità media $\bar{v}$ del fluido sulla sezione S del condotto dalla relazione:

$$F_V = S\bar{v}, \quad (2.20)$$

costante lungo il condotto (legge di Leonardo) poiché la densità ρ di un liquido può considerarsi, con buona approssimazione, costante. Il flusso volumetrico si misura in (m^3/s) e per un condotto (tubo) a sezione circolare di diametro Φ_t la (2.20) diviene:

$$F_V = \frac{\pi}{4} \bar{v} \Phi_t^2. \quad (2.21)$$

Nel caso di fluidi comprimibili (gas) è poco significativo usare il flusso volumetrico perché, in base alle compressioni e/o espansioni del gas in funzione della pressione lungo il condotto, esso non è costante. Conviene allora usare il flusso di materia F , detto anche flusso di calore o semplicemente “flusso”, che ha le dimensioni di una potenza e rappresenta l'energia termica che il gas trasporta lungo il condotto nell'unità di tempo. F è legato ad F_V dalla relazione:

$$F = F_V P, \quad (2.22)$$

dove P è la pressione del gas nel punto, o meglio sezione, del condotto a cui si riferisce F . Se la temperatura T non varia lungo il condotto, anche F rimane costante.

Inoltre, sia per fluidi liquidi che per quelli gassosi, si utilizza spesso anche il flusso di massa, F_m (talvolta indicato anche con $\dot{m}$), che esprime la massa di fluido che attraversa una sezione del condotto nell'unità di tempo. F_m è costante lungo un condotto in regime stazionario ed è legato a F_V ed a F dalle seguenti relazioni:

$$F_m = F_V \rho \quad (2.23)$$

e

$$F_m = F \frac{\rho}{P}, \quad (2.24)$$

dove ρ , come già detto, è la densità del fluido. Il flusso di massa F_m si misura in (kg/s) e, nel caso di un gas, la (2.24) si può anche scrivere nella forma:

$$F_m = F \frac{m}{kT} \quad (2.25)$$

dove m , come già detto, rappresenta la massa molecolare del gas.

Per fluidi incomprimibili, in condizioni di flusso stazionario in una tubazione a sezione circolare avente una lunghezza molto maggiore del diametro, la perdita di carico, cioè la derivata della pressione lungo la direzione di propagazione z del fluido, è legata al numero di Reynolds (adimensionale) R dalla relazione:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\frac{1}{2}\rho\bar{v}^2}{\Phi_t} f(R), \quad (2.26)$$

dove $\frac{1}{2}\rho\bar{v}^2$ rappresenta la densità di energia cinetica del fluido,

$$R = \frac{\rho\bar{v}\Phi_t}{\eta} \quad (2.27)$$

e

$$f(R) = \begin{cases} \frac{64}{R} & R < R_c \text{ (regime laminare)} \\ \frac{0.32}{\sqrt[3]{R}} & R > R_c \text{ (regime turbolento)} \end{cases}, \quad (2.28)$$

in cui R_c è il così detto valore critico del numero di Reynolds, al di sopra del quale il moto del fluido passa dal regime laminare a quello turbolento. Il parametro R_c dipende da varie caratteristiche del condotto tra cui la rugosità delle superfici, il profilo di eventuali sporgenze o strozzature ecc. Tipicamente comunque risulta: $1000 < R_c < 4000$. Per $R < R_c$ (moto laminare) la (2.26) prende il nome di legge di Poiseuille, mentre per $R > R_c$ (moto turbolento) essa prende il nome di legge di Darcy–Weisbach. In Fig. 3 riportiamo la funzione $f(R)$, assumendo che sia $R_c = 3000$.

Il brusco incremento, circa un fattore due in questo esempio, del gradiente di pressione nella transizione da moto laminare a moto turbolento è dovuto al fatto che nel moto turbolento il profilo radiale della velocità del fluido su ogni sezione

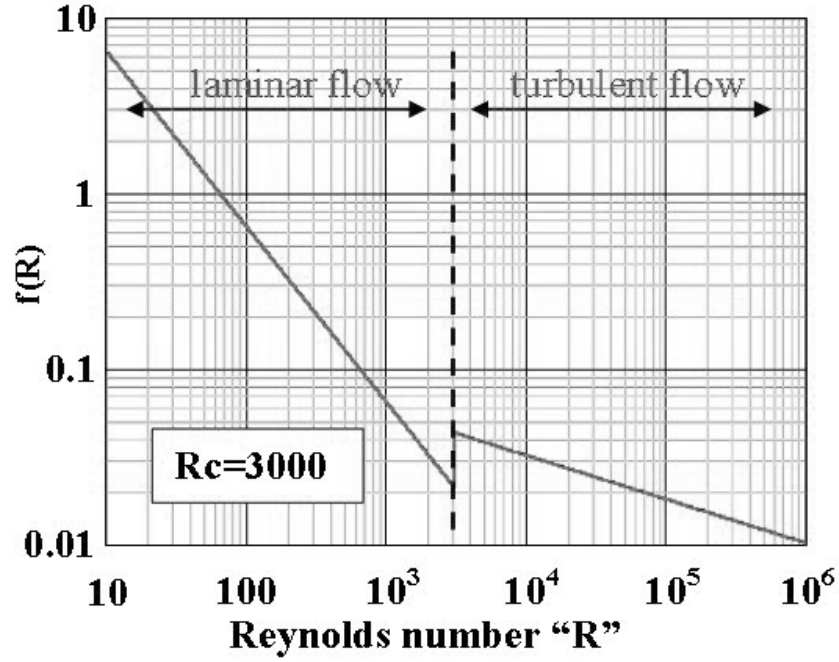


Figura 3. Funzione $f(R)$ (vedi (2.26–2.28)) al variare del numero di Reynolds R , assumendo $R_c = 3000$.

del condotto è molto più squadrato di quello parabolico che si ha per $R < R_c$. La maggiore velocità in prossimità delle pareti del condotto implica un notevole aumento delle perdite per attrito, quindi, a parità di flusso (cioè di numero di Reynolds), in regime turbolento la corrispondente caduta di pressione risulta più elevata rispetto a quella del regime laminare. Ad esempio, supponendo fissata la pressione all'uscita del condotto, il flusso cresce al crescere della pressione in ingresso, ma quando avviene la transizione da regime laminare a regime turbolento, per riuscire ad aumentare ancora, anche se di pochissimo, il flusso, si deve aumentare di molto la pressione in ingresso.

Inserendo le (2.21), (2.23) e (2.28) nella (2.26) si ottiene sia il numero di Reynolds che la derivata della pressione in funzione del flusso di massa:

$$R = \frac{\frac{4}{\pi} \cdot \frac{F_m}{\Phi_t}}{\eta} \quad (2.29)$$

e

$$\frac{dP}{dz} = \begin{cases} -\frac{32\eta}{\rho\Phi_t^3} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \frac{F_m}{\Phi_t} & R < R_c \text{ (regime laminare)} \\ -\frac{0.16\eta^{\frac{1}{4}}}{\rho\Phi_t^3} \cdot \left(\frac{4}{\pi} \cdot \frac{F_m}{\Phi_t}\right)^{\frac{7}{4}} & R > R_c \text{ (regime turbolento)} \end{cases} \quad (2.30)$$

Nel nostro caso, come vedremo più avanti, il flusso necessario per avere la corretta pressione all'ingresso del capillare è così basso da garantire l'instaurazione del regime laminare ($R < R_c$).

Volendo estendere la validità della legge di Poiseuille ((2.30) con $R < R_c$) al caso dei gas [12], possiamo assumere che la densità ρ sia proporzionale alla pressione P . Assumiamo, cioè, che la temperatura rimanga costante⁵. Sotto queste ipotesi la (2.30), tramite la (2.24), diviene:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{128\eta}{\pi\Phi_t^4} \cdot \frac{F}{P}. \quad (2.31)$$

Separando le variabili ed integrando si ha:

$$\frac{P_1^2 - P_2^2}{2} = \frac{128\eta}{\pi\Phi_t^4} (z_2 - z_1) F, \quad (2.32)$$

dove i pedici “1” e “2” denotano rispettivamente le variabili relative all'inizio ed alla fine del condotto, ritrovando la forma della legge di Poiseuille così come spesso riportata in letteratura per i gas [12].

Possiamo ora calcolare in modo approssimato il flusso F di gas nel nostro capillare:

$$P_1^2 - P_2^2 = \frac{256\eta L_{\text{cap}}}{\pi\Phi_{\text{cap}}^4} F, \quad (2.33)$$

dove Φ_{cap} e L_{cap} sono rispettivamente il diametro e la lunghezza del capillare, P_1 è la pressione all'elettrodo di alta tensione (ingresso gas) e P_2 è la pressione all'uscita del capillare.

Malgrado il capillare termini in una cella mantenuta in vuoto (vedi § 3.2 e § 3.3), la pressione P_2 , contrariamente a quanto “istintivamente”, forse, si sarebbe portati a fare, non può essere banalmente considerata nulla, poiché questo equivarrebbe a non porre un limite superiore alla velocità del gas in uscita al tubo capillare. Il gas, invece, non provenendo da un ugello supersonico (tipo De Laval) non può superare la velocità del suono nel gas stesso. Assumendo allora che il gas esca dal capillare proprio con tale velocità, in asse, tramite le (2.21) e (2.22) ci si rende conto che il valore finito della velocità del gas implica la presenza di una pressione non nulla sulla sezione di uscita del capillare.

La velocità v_s del suono in un gas perfetto è data da:

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma kT}{m}}, \quad (2.34)$$

⁵L'ipotesi che, a regime, la temperatura rimanga costante è consistente con il fatto che, nel nostro caso, quando la sorgente DPP funziona in frequenza di ripetizione (10 – 20 Hz), gli elettrodi e l'intero capillare di allumina si portano, dopo i primi colpi, ad una temperatura di equilibrio determinata, fondamentalmente, dal rapporto tra il flusso di calore che proviene dalle scariche e quello di raffreddamento del capillare stesso, flussi di calore notevolmente superiori a quello termico associato al gas, che risulta quindi trascurabile.

dove γ , detto anche indice adiabatico, è il rapporto tra il calore specifico a pressione costante c_P e quello a volume costante c_V del gas:

$$\gamma = \frac{c_P}{c_V} = \begin{cases} \frac{5}{3} \simeq 1.7 & (\text{gas monoatomico}) \\ \frac{7}{5} = 1.4 & (\text{gas biatomico}) \end{cases}. \quad (2.35)$$

Ad esempio, nel caso dello xeno a temperatura ambiente ($T = 300\text{ K}$), si ha: $v_s \simeq 178\text{ m/s}$.

Supponendo che il profilo parabolico della velocità del gas in funzione della distanza dall'asse del condotto, caratteristico del regime laminare previsto nella legge di Poiseuille, venga mantenuto anche sulla sezione di uscita del capillare, la velocità media $\bar{v}_2$ del gas in questo punto risulta:

$$\bar{v}_2 = \frac{1}{2}v_s \quad (2.36)$$

e quindi la pressione P_2 in uscita al capillare può essere espressa come:

$$P_2 = \frac{F}{\bar{v}_2 \frac{\pi}{4} \Phi_{\text{cap}}^2} = \frac{8F}{\sqrt{\frac{\gamma k T}{m}} \pi \Phi_{\text{cap}}^2}. \quad (2.37)$$

Pertanto la pressione P_2 risulta, in questo caso, proporzionale al flusso F di gas nel capillare. Con queste ipotesi la (2.33) diviene:

$$P_1^2 = \frac{256\eta L_{\text{cap}}}{\pi \Phi_{\text{cap}}^4} F + \frac{64m}{\gamma k T \pi^2 \Phi_{\text{cap}}^4} F^2 \quad (2.38)$$

che, esplicitata rispetto ad F , assume la forma:

$$F = \frac{\sqrt{B^2 + 4AP_1^2} - B}{2A}, \quad (2.39)$$

avendo posto

$$\begin{aligned} A &= \frac{64m}{\gamma k T \pi^2 \Phi_{\text{cap}}^4} \\ B &= \frac{256\eta L_{\text{cap}}}{\pi \Phi_{\text{cap}}^4}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

F è dunque il flusso di gas con cui si deve alimentare il capillare affinché la sua pressione in ingresso possa mantenersi al valore P_1 e, decrescendo lungo il capillare, arrivare al valore P_2 sulla sezione di uscita.

Si deve comunque tenere presente che la legge di Poiseuille è rigorosamente valida solo in completo regime laminare, per condotti aventi una lunghezza molto superiore al diametro. Nel nostro caso, essendo L_{cap} di poco superiore a Φ_{cap} ,

probabilmente il reale flusso è leggermente diverso da quello previsto tramite la (2.39) in quanto le perdite di carico potrebbero essere, in parte, incrementate rispetto a quanto previsto dalla (2.31), perché il moto del gas potrebbe divenire turbolento, o parzialmente turbolento, in prossimità della fine del capillare, ma, per semplicità, trascureremo questo effetto.

Per lo xenon, con una lunghezza del capillare $L_{\text{cap}} = 7 \text{ mm}$, se volessimo mantenere il gas ad una pressione di ingresso nel capillare $P_1 = 0.5 - 1 \text{ mbar}$, come discusso nel § 2.2, dovremmo immettere il gas (2.39) con un flusso $F = 0.013 - 0.039 \text{ m}^3 \cdot \text{Pa/s}$ a $T = 300 \text{ K}$ o, esprimendo il flusso in sccm⁶, unità molto usata nella pratica, $F \simeq 7 - 21 \text{ sccm}$, cioè $F \simeq 7 - 21 \text{ cm}^3 \cdot \text{atm/min}$, a $T = 273.16 \text{ K}$. La corrispondente pressione P_2 sulla sezione di uscita del capillare risulterebbe allora: $P_2 \simeq 0.2 - 0.6 \text{ mbar}$.

Sostituendo z al posto di L_{cap} nella (2.38) possiamo ottenere l'andamento della pressione lungo il capillare per i nostri due valori di pressione $P_1 = 0.5 - 1 \text{ mbar}$, ovvero per i due valori di flusso corrispondenti, come mostrato in Fig. 4. Dal grafico notiamo che la pressione varia in modo non lineare rispetto a z . La sua escursione massima è pari a circa $\pm 25\%$ rispetto al valor medio e quest'ultimo è pari circa all'80% del valore di ingresso (P_1).

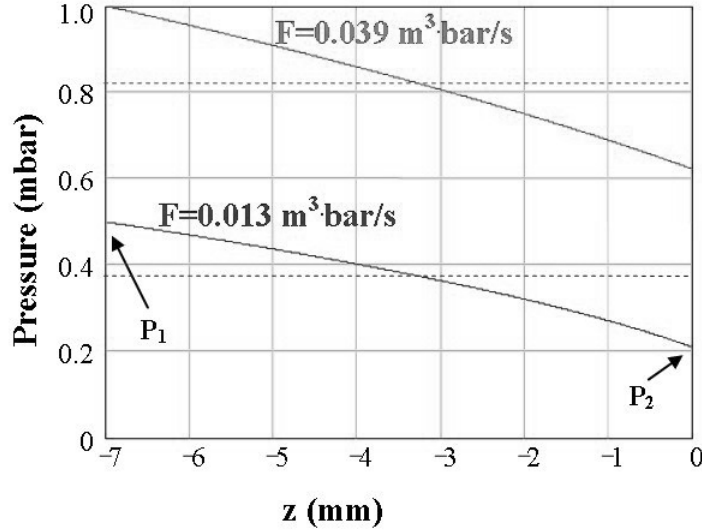


Figura 4. Pressione nel capillare ottenuta tramite la legge di Poiseuille (2.38) per i due valori di flusso tali da avere $P_1 = 1 \text{ mbar}$ e $P_1 = 0.5 \text{ mbar}$. Le rette tratteggiate indicano i corrispondenti valori medi di pressione.

Per concludere è importante notare che con i valori di flusso previsti, il numero di Reynold risulta molto minore di R_c , a legittimazione di quanto esposto sopra.

⁶SCCM o sccm: Standard Cubic Centimeter per Minute.

3 Modifiche meccaniche

3.1 Descrizione generale dell'apparato e stima dell'induttanza del circuito di scarica

Al fine di mantenere minima l'induttanza complessiva L_1 del circuito di scarica, in modo da massimizzare la corrente di scarica e, contemporaneamente, minimizzare il tempo di salita di quest'ultima (vedi (2.4) e (2.8)), la geometria del condensatore C_1 e delle sue connessioni agli elettrodi del tubo capillare di scarica sono state realizzate in geometria cilindrica, come mostrato in Fig. 5.

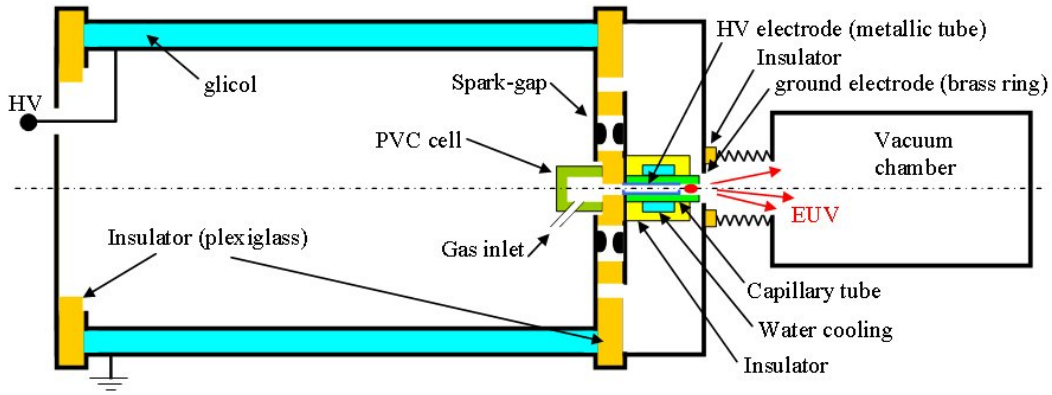


Figura 5. Sezione longitudinale della DPP. In basso a sinistra è indicato il punto in cui l'apparato è realmente connesso a massa.

Il dielettrico del condensatore cilindrico C_1 è un liquido (glycol) ad elevata costante dielettrica relativa ($\epsilon_r \simeq 40$), così che con una gap tra le armature coassiali di circa 1 cm, una lunghezza delle armature di circa 1 m ed un diametro del cilindro $\Phi_g \simeq 50$ cm, si raggiunge una capacità $C_1 = 50$ nF. La conducibilità, bassa, ma non nulla, del glycol introduce una resistenza parassita R_1 in parallelo a C_1 di circa 65Ω , valore comunque notevolmente superiore a quello che si sarebbe ottenuto usando come dielettrico acqua deionizzata. Quest'ultima, d'altro canto, avrebbe avuto il vantaggio di presentare una costante dielettrica relativa ancora più elevata ($\epsilon_r \simeq 80$). Il tempo di scarica spontanea $\tau_s = R_1 C_1 = 3.25 \mu\text{s}$ del condensatore cilindrico a glycol C_1 rimane, comunque, molto superiore alla durata $2\tau \simeq 240$ ns di una semi-onda di scarica del condensatore nel capillare.

L'armatura interna del condensatore C_1 , quella che viene portata ad alta tensione, è connessa all'elettrodo HV del capillare tramite una spark-gap, ovvero un interruttore veloce e comandabile per alta tensione (vedi § 4.4). Anche la spark-gap è realizzata in simmetria cilindrica, con una gap di circa 1 cm, un diametro medio degli elettrodi anulari $\Phi_{sg} \simeq 14$ cm ed una lunghezza longitudinale totale

$L_{\text{sg}} \simeq 4$ cm. Essa viene riempita di aria essiccata in flusso a pressione costante, ma regolabile per poter variare la tensione di funzionamento.

Come mostrato in Fig. 5, l'elettrodo di alta tensione del tubo di scarica, è costituito da un tubicino metallico (acciaio) di diametro esterno leggermente inferiore a $\Phi_{\text{cap}} = 3$ mm che si insinua nel tubo capillare di allumina per una lunghezza $L_a \simeq 8$ cm. Un cilindro di raccordo di diametro $\Phi_r = 25$ mm ed altezza $L_r = 25$ mm congiunge il tubicino alla piastra della spark-gap. La corrente di scarica, dopo aver formato una colonna di plasma lunga $L_{\text{cap}} \simeq 0.7$ cm, raggiunge, allargandosi, l'elettrodo di uscita del capillare e ritorna a massa, cioè all'armatura esterna di C_1 , tramite un cappellotto metallico, anch'esso a simmetria cilindrica e di diametro esterno Φ_g pari a quello del condensatore a glycol.

L'induttanza complessiva del circuito di scarica può essere vista come la serie dell'induttanza della spark-gap, di quella dovuta alla parte di tubo metallico, incluso il cilindro di raccordo, e di quella dovuta al plasma. Abbiamo dunque:

$$L_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[L_{\text{sg}} \ln \left(\frac{\Phi_g}{\Phi_{\text{sg}}} \right) + L_r \ln \left(\frac{\Phi_g}{\Phi_r} \right) + L_a \ln \left(\frac{\Phi_g}{\Phi_{\text{cap}}} \right) + L_{\text{cap}} \ln \left(\frac{\Phi_g}{\Phi} \right) \right], \quad (3.1)$$

dove $\Phi = \Phi(t)$ è il diametro della colonna di plasma. I quattro addendi della (3.1) sono dovuti rispettivamente alla spark-gap, al raccordo, al tubicino ed alla colonna di plasma. Essi valgono rispettivamente: 10 nH, 15 nH, 82 nH e 7–10 nH, assumendo che il diametro della colonna di plasma possa passare da $\Phi = \Phi_{\text{cap}}$ a $\Phi \simeq \frac{\Phi_{\text{cap}}}{10}$ al culmine della compressione magnetica (vedi capitolo 5). Il valore di $L_1 \simeq 114 - 117$ nH così stimato, risulta in ottimo accordo con quello stimato sperimentalmente a partire dal valore del periodo della corrente di scarica che è pari a $L_1 = 115$ nH.

3.2 Connessione sorgente–cella da vuoto

La sorgente è connessa ad una cella da vuoto tramite un soffietto elastico metallico che, originariamente, aveva un diametro di soli 4 cm. Al fine di ampliare l'angolo solido di radiazione utilizzabile, si è provveduto a sostituire la vecchia connessione con un soffietto da 10 cm di diametro e di 8 cm di lunghezza totale, modificando le flangiature sia sulla sorgente che sulla cella da vuoto. L'attuale cono di emissione utile ha, dunque, una semi-apertura di circa 32° , pari ad un angolo solido di 0.96 sr.

Al fine di evitare possibili rumori elettrici sul rivelatore di radiazione situato nella camera da vuoto e problemi agli altri dispositivi elettronici connessi alla cella da vuoto, come evidenziato nel periodo in cui la sorgente si trovava all'Aquila, è stato aggiunto un disaccoppiamento elettrico isolante, tra la sorgente ed il soffietto, come mostrato in Fig. 5. Per evitare eccessivi stress meccanici tra sorgente e cella da vuoto, ora potenzialmente aumentati dal maggior diametro del soffietto

di connessione, la cella da vuoto è stata montata su una slitta longitudinale a traslazione libera.

Avendo la cella da vuoto quasi tutte flangiature fuori standard, è stato necessario progettare e realizzare elementi di raccordo tra la cella stessa e le pompe da vuoto (turbo + rotativa) reperite nei laboratori ENEA. Al termine dei lavori, avendo installato una “vetusta”, ma funzionante, pompa turbomolecolare Elettro-Rava anni ‘70 da 200 l/s ed una altrettanto “antica” e robusta rotativa Officine Galileo da 40 m³/h, si è raggiunta una condizione nella quale il vuoto asintotico è inferiore a $5 \cdot 10^{-6}$ mbar, svariati ordini di grandezza inferiore alla pressione di esercizio del gas nel capillare stimata nel § 2.2 e quindi largamente sufficiente a garantire una elevata purezza del gas di alimentazione della sorgente. Iniettando nel capillare un flusso di xeno, compreso nell’intervallo stimato nel § 2.3, la pressione nella cella da vuoto rimane, grazie alle pompe, inferiore a $5 \cdot 10^{-3}$ mbar, quindi ancora due ordini di grandezza inferiore a quella che si ha nel capillare. L’elettronica anni ‘70 del controller della pompa turbo, infatti, ci ha dato la possibilità di modificare la soglia di spegnimento per autoprotezione sulla corrente assorbita dalla pompa, in modo da poter sopportare il flusso di xeno da eliminare e, contemporaneamente, evitare di sovraccaricare la pompa stessa.

3.3 Il sistema di iniezione del gas

Come menzionato in precedenza, il gas da iniettare nel capillare, solitamente xeno, raggiunge la regione di scarica attraverso l’elettrodo HV del capillare stesso, sfruttando la zona centrale della spark-gap. Una piccola cella di materiale isolante (PVC) consente la connessione tra il capillare ed il tubo che porta il gas (vedi Fig. 5).

Nella sua prima versione, quando la sorgente si trovava all’Aquila, il gas veniva iniettato direttamente a bassa pressione nella celletta di PVC tramite un rubinetto a spillo che, in pratica, consentiva di regolare il flusso immesso. Un sensore di pressione posto nelle vicinanze dell’elettrodo di massa del capillare, consentiva di avere un valore indicativo di riferimento, legato alla pressione media $\bar{P}$ del gas nel capillare da una relazione non banale ed ignota.

Questa configurazione, oltre ad impedire una stima di $\bar{P}$ tramite una relazione tipo (2.38), aveva la forte controindicazione di ridurre notevolmente il percorso di isolamento tra gli elettrodi della spark-gap, in quanto tutto il tratto in cui fluiva gas a bassa pressione, raggiungeva una bassissima tensione di break-down: alla pressione di circa 1 mbar, infatti, tutti i gas sono prossimi al minimo della curva di Paschen [13], dove la tensione di break-down è sempre di poche centinaia di Volt. Quando la sorgente è stata trasferita a Frascati, le guarnizioni tra la parte isolante della spark-gap e la celletta di PVC, risultavano perforate a causa delle scariche superficiali che erano avvenute durante il periodo aquilano. Al momento del trasferimento, il danno era ormai così elevato da impedire il raggiungimento di un vuoto sufficiente al funzionamento della sorgente stessa.

Dopo una attenta analisi del problema, si è scartata la soluzione di semplice modifica della parte centrale isolante della spark-gap perché essa, pur potendo evitare le scariche superficiali tra gli elettrodi della spark-gap, non avrebbe garantito l'assenza di scariche tra il capillare e la valvola a spillo (posta a massa) lungo il condotto che li collega. Infatti, sul ramo sinistro della curva di Paschen, cioè quello a basse pressioni, lunghi percorsi favoriscono le scariche anziché inibirle.

Si è preferito allora inserire un ugello di diametro opportuno in ingresso al tubicino di acciaio (vedi Fig. 5) che costituisce l'elettrodo HV del capillare, in modo che la pressione P_u del gas a monte dell'ugello rimanesse sempre superiore ad 1 bar. Il diametro dell'ugello deve consentire di ottenere i flussi valutati nel § 2.3 variando P_u in un intervallo accettabile.

Quando un ugello, per noi semplicemente un foro su un diaframma, collega un contenitore a pressione P_u ad un altro a pressione minore P_d , se [14]:

$$\frac{P_u}{P_d} > \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (3.2)$$

dove γ è definito dalla (2.35), la velocità del gas in uscita all'ugello raggiunge, in asse, la velocità v_s del suono (2.34) nel gas a monte dell'ugello, indipendentemente dal valore di P_d (condizione di limitazione di velocità sonica o “choked”).

Per lo xeno (vedi Tab. 2 a pag. 11) questa condizione si raggiunge quando $P_u > 2.1P_d$. Nel nostro caso la (3.2) è verificata largamente, visto che P_d è ordini di grandezza inferiore a P_u . In queste condizioni, in prima approssimazione, indicando con $\bar{v} < v_s$ la velocità media sulla sezione del foro, il flusso volumetrico F_V del gas attraverso un ugello di area A si esprime come:

$$F_V = A\bar{v} = \xi A \sqrt{\frac{\gamma kT}{m}}, \quad (3.3)$$

dove $\xi < 1$ è un coefficiente che permette di passare dal valore massimo della velocità in asse, al valore medio sulla sezione dell'ugello. Per un foro circolare di raggio $R = \sqrt{\frac{A}{\pi}}$, supponendo di poter scrivere il profilo radiale della velocità nella forma:

$$v(r) = v_s \psi(r), \quad (3.4)$$

ξ sarà espresso da:

$$\xi = \frac{2}{R^2} \int_0^R \psi(r) r dr. \quad (3.5)$$

Ad esempio, per un profilo parabolico $\psi(r) = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2$ come quello previsto della legge di Poiseuille ((2.30) con $R < R_c$) si ha che $\xi = \frac{1}{2}$.

Dall'equazione di stato dei gas perfetti (2.16) ed essendo:

$$\rho = m \frac{N}{V} = m \frac{P}{kT}, \quad (3.6)$$

dove m è la massa molecolare del gas, il flusso di massa $F_m = F_V \rho$ (vedi § 2.3, equazioni (2.20-2.25)) è dato da:

$$F_m = \xi A \sqrt{\gamma \rho P_u}. \quad (3.7)$$

In [14] viene discussa un'espressione accurata del flusso di massa, ottenendo:

$$F_m = C f(\gamma) A \sqrt{\rho P_u}, \quad (3.8)$$

dove C è un fattore costante che, per un foro circolare, vale $C \simeq 0.72$, mentre:

$$f(\gamma) = \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)}} = \begin{cases} 0.726 & \text{(gas monoatomico)} \\ 0.685 & \text{(gas biatomico)} \end{cases}. \quad (3.9)$$

Quindi, nel nostro caso, con buona approssimazione, possiamo esprimere il flusso di massa come segue:

$$F_m = \frac{1}{2} A \sqrt{\rho P_u}. \quad (3.10)$$

Il corrispondente flusso F di gas è allora:

$$F = F_V P_u = \frac{F_m}{\rho} P_u = \frac{1}{2} A P_u \sqrt{\frac{kT}{m}}. \quad (3.11)$$

Risulta quindi che il flusso F è, a temperatura costante, direttamente proporzionale alla pressione P_u a monte dell'ugello.

Nel nostro caso, l'intervallo utile di P_u è limitato verso il basso dalla necessità di non ridurre troppo la pressione a monte dell'ugello, per non rischiare scariche, mentre, verso l'alto, esso è limitato dalle caratteristiche costruttive dell'intero sistema di iniezione del gas.

In base alla (3.11), volendo avere un flusso pari a $F = 0.013 - 0.039 \text{ m}^3 \cdot \text{Pa/s}$, come stimato nel § 2.3 tramite la (2.39), utilizzando una pressione P_u a monte dell'ugello compresa tra 1 e 4 bar, è necessario che l'area A del foro dell'ugello sia equivalente a quella di un cerchio di circa $40 \mu\text{m}$ di diametro.

L'ugello è stato realizzato forando assialmente con una punta da trapano da circa $65 \mu\text{m}$ (il minimo disponibile) la testa di una vite di ottone precedentemente svuotata quasi per intero. In Fig. 6 viene mostrato l'ugello montato sull'elettrodo HV del capillare. Il foro è stato poi parzialmente occluso con un filo di tungsteno da $50 \mu\text{m}$ di diametro, bloccato ad un estremo.

La parte libera del foro che rimane ha, dunque, un'area equivalente a quella di un foro di circa $40 \mu\text{m}$ di diametro, ma la forma non circolare del foro potrebbe far differire lievemente il flusso reale rispetto a quello previsto dalla (3.11) tramite il fattore C .

Una misura sperimentale del flusso di xeno attraverso l'ugello, in funzione della pressione P_u , è stata ottenuta misurando la velocità di diminuzione della

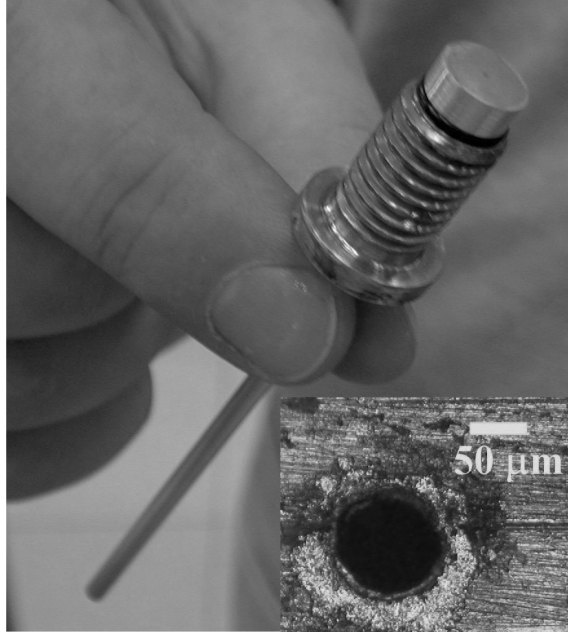


Figura 6. Foto dell'ugello montato sull'elettrodo HV del capillare. In basso a destra viene riportato un dettaglio del foro dell'ugello.

pressione a monte dell'ugello, quindi nella celletta di PVC e nel condotto che la collega al riduttore di pressione connesso alla bombola, di volume totale noto $V_u \simeq 55 \text{ cm}^3$, dopo aver chiuso, naturalmente, l'immissione di gas. Il flusso è stato quindi stimato come:

$$F = V_u \frac{dP_u}{dt}, \quad (3.12)$$

assumendo, quindi, costante la temperatura. Operativamente, per ogni valore $P_{u,j}$ di pressione, il corrispondente flusso F_j è stato stimato misurando il tempo impiegato dalla pressione per passare da $P_{u,j} + \frac{\Delta P_u}{2}$ a $P_{u,j} - \frac{\Delta P_u}{2}$, con $\Delta P_u = 0.1 \text{ bar}$. Il risultato è riportato in Fig. 7. L'errore sulla misura di P_u è circa $\pm 5 \text{ mbar}$ (dovuto al manometro utilizzato), mentre quello sulle misure temporali è stato stimato in circa $\pm 0.2 \text{ s}$.

Il risultato sperimentale è, dunque, in buon accordo con la (3.11): il flusso risulta proporzionale alla pressione a monte dell'ugello che alimenta il capillare e la costante di proporzionalità, individuata tramite la retta di best-fit mostrata in Fig. 7, equivale a quella di un foro circolare di circa $38 \mu\text{m}$ di diametro, valore molto vicino a quello aspettato.

In Fig. 7 sono riportate anche le corrispondenti pressioni P_1 e P_2 rispettivamente all'ingresso ed in uscita al capillare, secondo le (2.38) e (2.37).

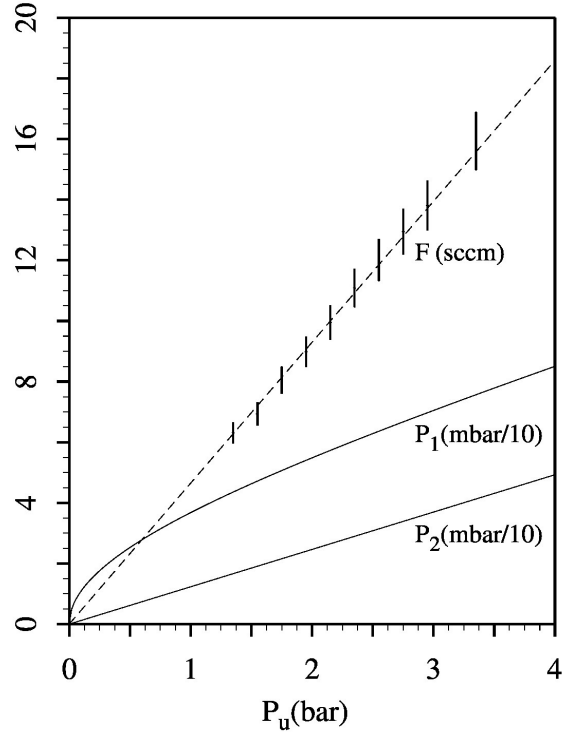


Figura 7. Flusso di xeno nel capillare in funzione della pressione P_u a monte dell'ugello e corrispondenti pressioni P_1 e P_2 rispettivamente all'ingresso ed all'uscita del capillare, stimate in base alle (2.38) e (2.37).

Il diametro equivalente dell'ugello installato ($38 \mu\text{m}$) è leggermente minore di quello inizialmente voluto, circa il 5% in meno. Inoltre la forma anomala del foro, come già detto, contribuisce ad una ulteriore piccola riduzione del flusso reale rispetto a quello teorico. Infatti, sperimentalmente, i flussi ottenuti sono circa del 10% inferiori a quelli valutati nel § 2.3. Sarebbe conveniente ed interessante poter disporre di alcuni ugelli con foro circolare e diversi diametri ($35, 40, 45 \mu\text{m}$), per poter arrivare ad una ottimizzazione più raffinata del sistema, anche se la loro sostituzione non è di semplice attuazione.

4 Apparato di alimentazione elettrica e funzionamento della sorgente EUV

Una volta trasferita a Frascati, la DPP è stata installata in una sala (sala Ianus) del Laboratorio Eccimeri (UTAPRAD-SOR) già utilizzata in passato per applicazioni con alta tensione. Tutti i sistemi di sicurezza necessari in questi casi, come ad esempio gli switch di abbattimento dell'alta tensione in caso di apertura porte, birilli di presenza in sala ecc., sono stati accuratamente ripristinati.



Figura 8. Ingresso della sala in cui è stata installata la DPP nei laboratori dell'ENEA di Frascati (UTAPRAD-SOR).

Quando la DPP è in funzione, tutte le operazioni necessarie vengono svolte da una consolle posizionata in sala controllo, dove arrivano i vari segnali da monitorare e da cui partono gli impulsi di controllo dei vari apparati. Sulla consolle si trova il master-trigger e vari cassette di ritardo regolabile per gestire al meglio la sorgente. Dalla consolle si tiene sotto controllo la pressione nella camera da vuoto e, tramite vari oscilloscopi veloci, si misurano tutti i parametri fondamentali dell'esperimento in corso.

Sia la consolle, la cui elettronica è stata realizzata in ENEA, che gli alimentatori HV, della ditta El.En., risalgono agli anni '80 e sono stati recuperati dalle attrezzature del laser ad eccimeri (XeCl) Ianus, ormai in disuso da oltre 10 anni. L'adattamento degli alimentatori HV di Ianus alla DPP ha richiesto un certo impegno. Sull'alimentatore utilizzato per la scarica principale della DPP è stato necessario apportare alcune modifiche circuitali per arrivare ad una buona sta-

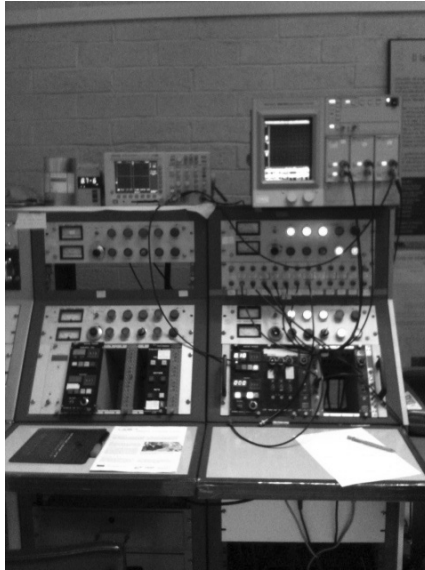


Figura 9. Consolle di comando della DPP.



Figura 10. Alimentatori HV della DPP.

bilità della sorgente EUV (vedi § 4.8), dopo averlo separato dal suo modulatore originario, eliminando tutta una serie di connessioni ed interlock tra i due rack previsti nella configurazione per Ianus. La modifica effettuata, concettualmente abbastanza semplice, è stata resa piuttosto complessa, da un punto di vista pra-

tico, dal dover lavorare su componenti immersi in olio, come spesso accade per gli apparati in alta tensione. Anche l'alimentatore utilizzato per la preionizzazione della DPP, prevedeva, nel caso di Ianus, un suo modulatore inserito nello stesso rack, che abbiamo dovuto escludere, prelevando l'alta tensione direttamente all'uscita dell'alimentatore.

Come vedremo nel § 4.3 e successivi, la DPP viene alimentata tramite due generatori di impulso ad alta tensione (modulatori) che si basano sull'utilizzo di un thyatron ciascuno. Pertanto, prima di passare alla descrizione dell'intero schema elettrico della sorgente, è opportuno esaminare il principio di funzionamento ed alcune caratteristiche dei thyatron, a cui è dedicato il prossimo paragrafo, per poi illustrare, nel § 4.2, come questo importante dispositivo sia inserito in un tipico modulatore.

4.1 Alcune considerazioni sui thyatron

Nonostante gli enormi progressi compiuti nel campo dei dispositivi a stato solido di potenza (IGBT), quando è necessario disporre di uno switch comandabile che, in aggiunta a pesanti richieste in termini di alta tensione applicabile ed elevata corrente tollerata, possa soddisfare anche stringenti requisiti di velocità ed affidabilità di commutazione, la scelta risulta ancora praticamente obbligata: un thyatron.

I thyatron [15] sono, appunto, interruttori veloci e comandabili per alte tensioni costituiti da un tubo a gas a bassa pressione (generalmente idrogeno, con una pressione $P = 0.5 - 1$ mbar) in cui si sfrutta il ramo sinistro della curva di Paschen [13].

Nel corso degli anni sono state sviluppate numerose tipologie di thyatron [16], anche molto complesse, per rispondere a differenti esigenze sia di natura scientifica che militare. Qui prenderemo in considerazione solo alcuni aspetti dei thyatron più semplici, come quelli impiegati nei modulatori della DPP.

Nei thyatron tipicamente si raggiungono densità di corrente di picco dell'ordine di $100 - 200$ A/cm². Questa è una delle ragioni per cui si trovano thyatron di dimensioni molto diverse: si va dai piccoli thyatron, poco più grandi di una valvola audio (tipo la KT88), adatti per tensioni di alcuni kV e correnti di picco di $50 - 100$ A, fino a thyatron che superano il mezzo metro di lunghezza ed i $15 - 20$ cm di diametro, per tensioni di $100 - 200$ kV e correnti di picco di decine di kA. Un thyatron, naturalmente, deve essere correttamente dimensionato al circuito in cui viene inserito. Si deve tenere presente che, fondamentalmente, è il circuito in cui il thyatron è inserito a determinare, ad esempio, la corrente che fluisce nel thyatron stesso. Quando un thyatron è in conduzione, infatti, la caduta di tensione su di esso è quasi indipendente dal valore della corrente che lo attraversa e, tipicamente, tale caduta è di circa un centinaio di Volt, valore molto basso se comparato a quello delle tensioni normalmente presenti in un circuito che impiega un thyatron al suo interno. I principali parametri che devono essere va-

lutati sono: massima tensione anodica, corrente di picco, corrente media, corrente rms, potenza e massima velocità di crescita della corrente tollerata dal thyatron. Quest'ultimo parametro è molto importante per la durata di un thyatron: in caso di superamento del valore dichiarato dal costruttore, la vita del dispositivo si riduce rapidamente. Come esempio, in Tab. 3 riportiamo alcune caratteristiche dei due thyatron ad idrogeno impiegati nei modulatori della DPP (vedi Fig. 14), due thyatron piuttosto piccoli, specialmente quello di preionizzazione.

	Thyatron della scarica principale	Thyatron della preionizzazione
Produttore	EG&G	ITT
Modello	8614/HY-5	5C22
Materiale involucro	ceramica	vetro
Tensione anodica max. (kV)	40	16
Tensione anodica min. (kV)	*	4.5
Corrente di picco max. (kA)	5.0	0.325
Corrente media max. (A)	8.0	0.2
Corrente rms max. (A)	125	6.3
Veloc. crescita corrente max. (kA/ μ s)	10	1.5
Tensione di trigger min. (kV)	1.3**	0.2
Filamento catodo	6.3 V, 30 A	6.3 $\pm$ 0.3 V, 9.6 – 11.2 A
Reservoir	4.5 $\pm$ 0.3 V, 10.4 – 11.6 A	in serie al filamento
Preriscaldamento (min)	15	10

* Non fornito. Sperimentalmente 6 – 7 kV.

** Sperimentalmente 0.6 kV sono sufficienti.

Tabella 3. Principali parametri dei due thyatron ad idrogeno (triodi) utilizzati nei modulatori della DPP.

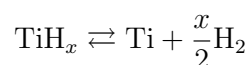
I thyatron più impiegati al giorno d'oggi sono, in genere, dei tetrodi. Essi hanno, cioè, oltre all'anodo ed al catodo, due griglie: una di comando ed una, fondamentalmente, di polarizzazione. Nel nostro caso i thyatron impiegati nei modulatori della DPP (vedi Tab. 3) sono semplici triodi. La seconda griglia dei tetrodi, posizionata tra catodo e griglia di comando e polarizzata ad una tensione negativa, non ha un ruolo concettuale fondamentale, se non quello di supportare la prima griglia nel contenimento degli elettroni emessi dal catodo termoionico mentre il thyatron è aperto e sottoposto all'alta tensione anodica.

In un thyatron di tipo triodo troviamo:

- l'anodo ad alta tensione positiva;

- il catodo termoionico, solitamente a massa, riscaldato da un filamento alimentato in alternata ed elettricamente isolato dal catodo stesso;
- una griglia di comando posta in vicinanza dell'anodo⁷ per sopportare alte differenze di potenziale rispetto a quest'ultimo. Come già accennato, infatti, in condizioni di bassa pressione un breve percorso implica una minore probabilità degli elettroni, che viaggiano nel gas, di incontrare e ionizzare nuovi atomi, ovvero consente maggiori tensioni di break-down.

La bassa pressione di gas all'interno di un thyatron è mantenuta al livello ottimale tramite un dispositivo termo-chimico riscaldato da una resistenza e detto reservoir, che assorbe o rilascia gas a seconda della sua temperatura che dipende dalla corrente I_r con cui viene riscaldato. Nei thyatron ad idrogeno il reservoir può contenere palladio caricato con idrogeno (idruro interstiziale) o, più frequentemente, è costituito da una pasticca di idruro di titanio [16–18], un composto polimerico non stechiometrico avente la seguente formula chimica generalizzata: TiH_x , dove $x(T, P) \leq 4$ è una funzione della temperatura T e della pressione P . A pressione atmosferica ed a temperatura ambiente $x \simeq 1.9$. Sempre a pressione atmosferica $x(T, (P = 1 \text{ atm}))$ cresce all'aumentare di T fino ad una certa temperatura $T_* \simeq 300^\circ\text{C}$, per poi decrescere ed annullarsi per $T \simeq 1000^\circ\text{C}$. Il rilascio o l'assorbimento di idrogeno secondo la reazione reversibile:



si sposta verso un equilibrio che dipende da P e da T , quindi anche dalla corrente I_r che, a sua volta, dipende dalla tensione di alimentazione del reservoir. I costruttori di thyatron, oltre al valore della tensione di alimentazione del filamento di riscaldamento del catodo⁸, forniscono il valore nominale della tensione di alimentazione del reservoir, nonché l'intervallo, in genere pari circa al 10% del valore nominale, in cui tale tensione può essere variata per la ricerca del livello ottimale di pressione nel thyatron. In questo intervallo al crescere della tensione di alimentazione, quindi anche di I_r , cresce il rilascio di idrogeno, il che comporta un aumento della pressione nel thyatron. Nei thyatron più piccoli spesso il reservoir è collegato in serie al filamento del catodo, come nel caso del thyatron

⁷Tipicamente il rapporto tra la distanza griglia catodo d_c e quella griglia anodo d_a vale: $\frac{d_c}{d_a} \simeq 20 - 25$.

⁸Il filamento di riscaldamento del catodo dei thyatron viene alimentato, generalmente, tramite un idoneo trasformatore a partire dalla tensione di rete (220 V efficaci) monofase. Tipicamente la tensione di alimentazione è di circa 6 V efficaci (molti thyatron richiedono 6.3 V) e la corrente di decine di Ampere. Anche il reservoir viene alimentato in alternata, ma, per consentirne una regolazione fine, oltre ad un reostato a bassa resistenza, spesso si sfrutta un trasformatore avente il secondario dotato di vari punti di prelievo a differente tensione, connesso tramite un commutatore. Nel caso del reservoir i valori di tensione e corrente sono generalmente un poco inferiori a quelli relativi al filamento del catodo.

di preionizzazione (vedi Tab. 3). La pressione dell'idrogeno deve essere sufficientemente alta da garantire che il thyatron riesca a chiudersi rapidamente quando riceve l'impulso di trigger, ma, allo stesso tempo, deve essere sufficientemente bassa da impedire il verificarsi di self break-down, cioè chiusure spontanee non volute a causa dell'alta tensione anodica applicata. Risulta quindi che il corretto funzionamento dell'intero dispositivo richiede che la tensione di alimentazione del reservoir sia regolata e mantenuta al valore ottimale che, però, risente dell'età e della storia passata del thyatron stesso.

La commutazione tra lo stato aperto e chiuso viene fatta avvenire applicando alla griglia di comando un impulso di tensione di alcune centinaia di Volt⁹. La tensione positiva dell'impulso di trigger sulla griglia, vista la notevole distanza griglia-catodo e la presenza degli elettroni emessi termoionicamente dal catodo, innesca facilmente una scarica tra griglia e catodo. Gli elettroni accelerati verso la griglia mentre essa è ancora a tensione positiva, l'attraversano, diffondendo nella zona griglia-anodo, dove innescano una scarica tra anodo e griglia che si congiunge poi con quella già presente tra griglia e catodo, dando luogo alla conduzione tra anodo e catodo. Questo unico plasma crea un vero e proprio partitore resistivo tra anodo, griglia e catodo, dove le due resistenze anodo-griglia e griglia-catodo sono proporzionali alle rispettive distanze e quindi la tensione sulla griglia viene portata a valori prossimi a quelli dell'anodo. Mentre la tensione anodica scende rapidamente, la griglia per un breve intervallo di tempo si porta a valori di tensione notevoli, come vedremo tra breve. In Fig. 11 viene mostrato l'impulso di trigger V_g fornito al thyatron del modulatore della scarica principale della DPP: a circuito aperto (curva a) e chiuso sulla griglia del thyatron a temperatura di funzionamento, ma senza tensione anodica (curva b). Il circuito di controllo (driver) del thyatron, in risposta ad un tipico impulso di trigger (5 – 10 V), fornisce un impulso di circa 600 V a circuito aperto che, come detto sopra, manda rapidamente in conduzione la zona griglia-catodo del thyatron (curva b). In Fig. 12 viene invece mostrata la tensione V_g sulla griglia dello stesso thyatron di Fig. 11 mentre sta andando in conduzione, per una tensione anodica di circa 15 kV. Sulla griglia troviamo un veloce impulso che, in questo caso, raggiunge circa i 2/3 della tensione anodica applicata, un impulso in grado di distruggere in pochi colpi il driver del thyatron, se non adeguatamente progettato.

I produttori di thyatron, volendo, forniscono anche ottimi driver per i loro dispositivi, ma, generalmente, ad un prezzo decisamente alto. Non è quindi infrequente che, chi magari ha già provveduto a realizzare l'intero apparato in cui inserire un thyatron, tenti anche di cimentarsi nell'auto costruzione del driver. Realizzare un driver efficiente ed affidabile per un thyatron non è però una cosa semplice ed è un argomento che esula dai limiti di questo lavoro. Accenniamo solamente che, nel progettare un driver per thyatron, solitamente vengono seguite

⁹Nel caso di thyatron tetrodi è buona norma che l'impulso di trigger venga riportato anche alla seconda griglia, per ridurre l'anode delay time.

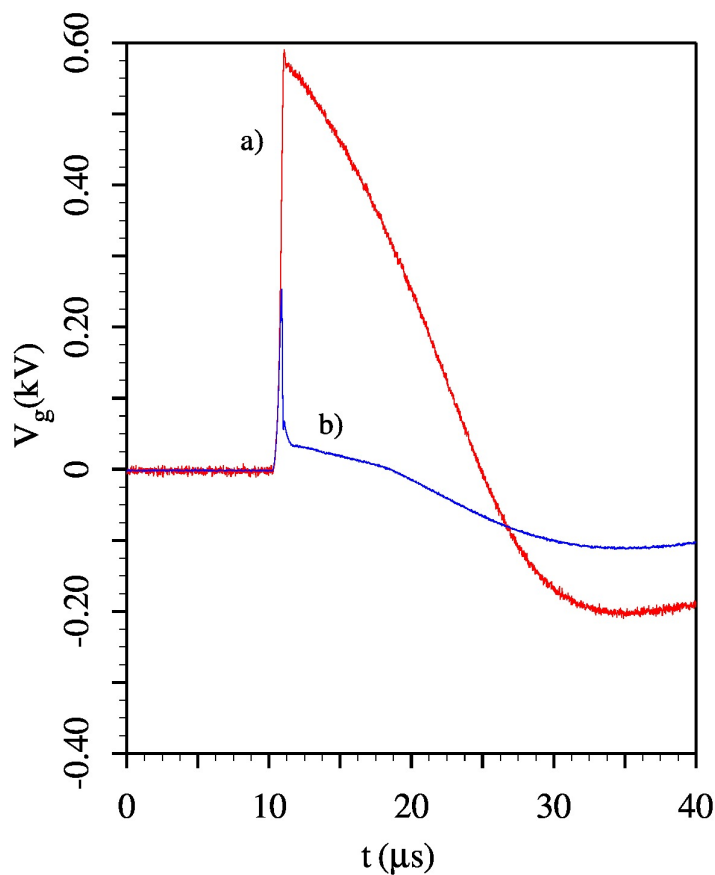


Figura 11. Impulso di trigger del thyatron del modulatore della scarica principale della DPP, a circuito aperto (curva a) e chiuso sulla griglia, con tensione anodica nulla (curva b).

due possibili filosofie. Una di queste affida prevalentemente alle caratteristiche speciali ed alla robustezza di componenti particolari, come ad esempio i krytron¹⁰ o altre valvole termoioniche a vuoto, il compito di resistere all'impulso di elevata tensione che si presenta sulla griglia di un thyatron mentre sta andando in conduzione (vedi Fig. 12). Nell'altra tecnica, più frequente nella pratica, vengono invece utilizzati componenti standard come gli SCR o gli IGBT, ma si sfrutta

¹⁰I krytron, per lungo tempo considerati materiale strategico, sono interruttori estremamente veloci (impiegano solo alcuni ns per passare da aperto a chiuso) per tensioni di svariati kV. Essi sono generalmente dei piccoli (tipicamente 1 – 3 cc) tetrodi a catodo freddo e riempiti con radon (radioattivo) a bassa pressione. La gestione di un krytron non presenta in genere grossi problemi. Infatti, con essi, vengono forniti anche degli appositi trasformatori toroidali in ferrite che, in risposta ad un impulso di trigger di una decina di Volt sul primario, presentano sul secondario il corretto impulso di griglia per mandare in conduzione il krytron.

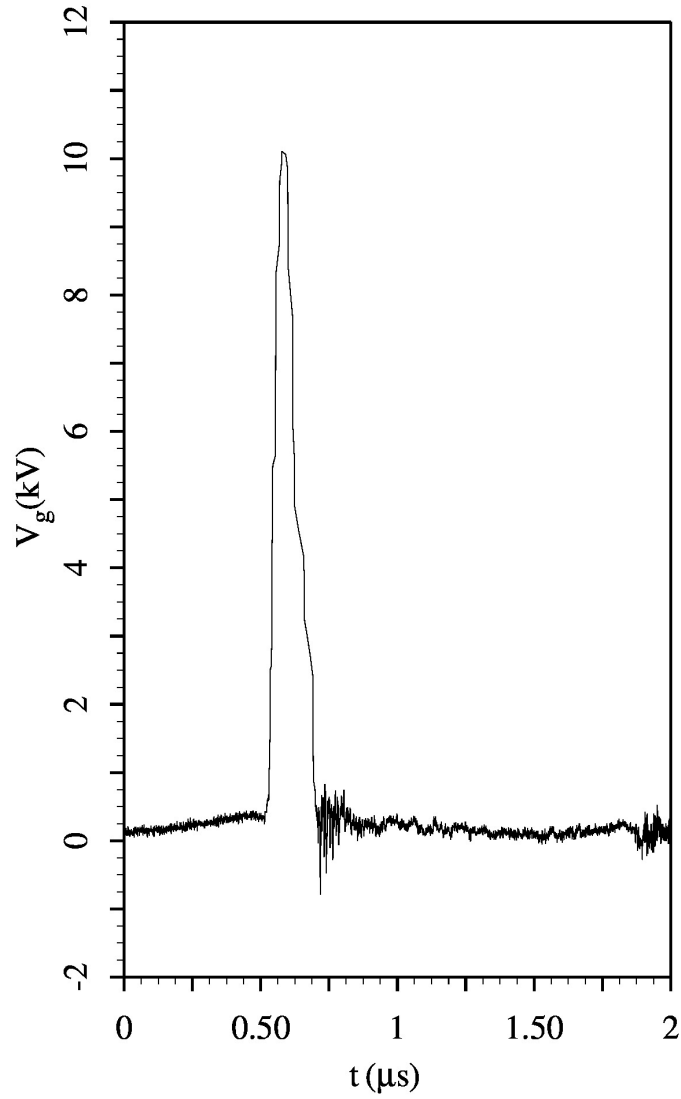


Figura 12. Tensione sulla griglia del thyatron del modulatore della scarica principale della DPP mentre sta andando in conduzione, per una tensione anodica di circa 15 kV.

un trasformatore, con adeguato isolamento tra primario e secondario, che, da un lato eleva la tensione dell'impulso generato dal driver verso il thyatron, mentre, dall'altro, riduce e filtra l'impulso di alta tensione “di ritorno” dalla griglia verso il driver.

Il ritardo (anode delay time) tra l'impulso di trigger alla griglia e la commu-

tazione aperto-chiuso di un thyatron è dell'ordine di alcune centinaia di ns, ma con una riproducibilità di pochi ns (basso jitter). La durata di questo intervallo di tempo, oltre che dallo specifico thyatron in questione, dipende dalla pressione del gas nel dispositivo ed anche debolmente dalle caratteristiche dell'impulso di trigger e dal valore della tensione anodica applicata. L'effettiva commutazione avviene comunque in una decina di ns sul finire di questo intervallo di latenza. La derivata della corrente in questa fase è potenzialmente enorme e, come già detto, deve essere il circuito in cui il thyatron è inserito a mantenerla nei limiti dichiarati dal costruttore. La notevole riproducibilità ed affidabilità che li caratterizza, rende i thyatron tra gli interruttori più veloci e versatili per alta tensione, sia in singolo impulso che in frequenza di ripetizione anche molto elevata. In quest'ultimo caso, però, si deve valutare attentamente il valor medio e quello rms della corrente che attraversa il thyatron; sono questi dei parametri su cui generalmente non si ha un ampissimo margine.

La commutazione inversa, da chiuso ad aperto, invece, non è comandabile: avviene spontaneamente quando la corrente che attraversa il thyatron tende a zero o, in alcuni casi, ad invertirsi leggermente, rimanendo sufficientemente bassa per un tempo sufficiente a far ricombinare buona parte del plasma prodotto nel dispositivo. Prima di poter far risalire l'alta tensione anodica, però, è necessario che tutti gli ioni prodotti nel gas si ricombinino, ripristinando le condizioni iniziali di completo isolamento tra anodo e catodo. Questo processo (recovery) richiede un certo tempo che dipende dalle caratteristiche di ogni singolo modello di thyatron. Tipicamente un recovery completo richiede tempi dell'ordine di una decina di μs . Per ridurre la durata di questo processo, spesso si polarizza, ad una tensione negativa di circa 50 – 100 V, la griglia di comando, confinando gli elettroni emessi dal catodo in una zona più definita. La durata del processo di ricombinazione, in ogni caso, decresce anche all'aumentare della pressione nel thyatron, regolabile tramite la tensione di alimentazione del reservoir. Per avere la certezza che il thyatron non vada in conduzione spontaneamente è quindi necessario che due impulsi successivi distino temporalmente più del tempo di recovery τ_r .

Vediamo ora come i vari parametri che caratterizzano la corrente che fluisce in un thyatron siano legati tra loro e come valutare i limiti da dover rispettare tramite un esempio semplice, ma simile a quanto discuteremo nel § 4.5.

Supponiamo che un thyatron, opportunamente comandato, venga attraversato da una sequenza di impulsi di corrente di ampiezza $\hat{I}$, durata τ_0 e con una frequenza di ripetizione ν_r . Supponiamo inoltre che ogni singolo impulso abbia un profilo sinusoidale, individuato dalla prima semionda positiva del seno. L'impulso n -esimo avrà cioè la seguente forma:

$$I_n(t) = \hat{I} \sin \left(\frac{\pi}{\tau_0} (t - t_n) \right), \quad (4.1)$$

dove

$$t_n = \frac{n-1}{\nu_r} \quad (4.2)$$

e

$$t_n \leq t \leq t_n + \tau_0. \quad (4.3)$$

La corrente di picco coincide con l'ampiezza $\hat{I}$ degli impulsi. La massima velocità di crescita della corrente si ha all'inizio di ogni impulso e vale:

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_{\max} = \frac{dI}{dt}(t_n) = \pi \frac{\hat{I}}{\tau_0}. \quad (4.4)$$

La corrente media $\bar{I}$ che fluisce nel thyatron può essere espressa come:

$$\bar{I} = \nu_r \tau_0 \frac{2}{\pi} \hat{I}, \quad (4.5)$$

mentre la corrente rms è:

$$I_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{\nu_r \tau_0}{2}} \hat{I}. \quad (4.6)$$

Inoltre, la distanza temporale τ_d tra la fine di un impulso e l'inizio del successivo, sarà data da:

$$\tau_d = \frac{1}{\nu_r} - \tau_0. \quad (4.7)$$

Come già detto, per evitare chiusure spontanee di un thyatron deve valere:

$$\tau_d > \tau_r. \quad (4.8)$$

Senza addentrarci oltre in eccessivi dettagli, ci sembra opportuno concludere il paragrafo sottolineando alcuni punti importanti:

1. in pratica, a meno di condizioni particolari [16], i thyatron possono lavorare solo con l'anodo a tensione positiva ed il catodo a massa, fondamentalmente a causa del circuito di riscaldamento di quest'ultimo;
2. un thyatron deve essere correttamente dimensionato al circuito in cui è inserito ed è il circuito stesso a determinare alcuni parametri fondamentali quali la corrente di picco ed il massimo valore della derivata della corrente, parametri che devono rientrare nelle specifiche del thyatron utilizzato;
3. ad eccezione di alcuni thyatron molto particolari [16], nel caso in cui la tensione sull'anodo diventasse negativa, si deve comunque evitare che essa superi, in valore assoluto, un certo limite che, tipicamente, è dell'ordine del 20 – 30% della massima tensione anodica diretta sopportata, per non danneggiare irreversibilmente l'anodo, a causa del conseguente intenso bombardamento ionico;

4. per il corretto funzionamento e la durata di un thyatron è fondamentale rispettare il tempo di preriscaldamento indicato dal costruttore prima del suo utilizzo;
5. l'impulsatore che fornisce il trigger alla griglia, va disegnato tenendo presente che esso deve poter sopportare il veloce impulso di alta tensione che, in fase di chiusura, si presenta sulla griglia, tensione paragonabile a quella anodica presente prima della commutazione (vedi Fig. 12).

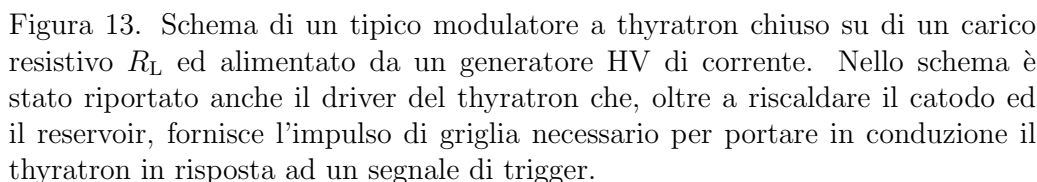
4.2 Principio di funzionamento di un tipico modulatore a thyatron

Come si è già detto, un modulatore è un impulsatore ad alta tensione. Esistono molti tipi di modulatori: a semplice condensatore, a linea formatrice, a carica risonante, LC-inversion, con o senza trasformatore di impulso ecc. Essi si differenziano sia per la loro configurazione circuitale che per le caratteristiche degli impulsi prodotti, ma sono quasi tutti accomunati dall'utilizzo di uno o più thyatron al loro interno. Qui, per questioni di spazio, esamineremo solamente il tipo di modulatore più semplice, quello a condensatore, che è impiegato nella DPP. Nonostante la sua semplicità, questo tipo di modulatore è comunque utilizzato molto frequentemente e presenta alcuni aspetti tipici dei circuiti ad alta tensione che conviene analizzare.

Come mostrato in Fig. 13, nella loro configurazione più semplice i modulatori che utilizzano un thyatron sono costituiti, fondamentalmente, da un condensatore per alta tensione C_0 , da una resistenza R_0 e, ovviamente, da un thyatron. Il condensatore C_0 ha un'armatura collegata all'anodo del thyatron e ad un generatore di corrente (o un generatore di tensione positiva tramite un'elevata resistenza), mentre l'altra armatura è connessa all'uscita del modulatore ed a massa tramite R_0 .

Il generatore di corrente che alimenta il modulatore viene realizzato in modo da emettere una corrente, quasi costante o impulsata, fino a quando non si raggiunge sul carico capacitivo dell'alimentatore la tensione impostata. Nel nostro caso (vedi § 4.8), gli alimentatori utilizzati per la DPP emettono una corrente impulsata avente un valore medio di alcune centinaia di mA. L'ampiezza degli impulsi di corrente, come è ragionevole aspettarsi, decresce al crescere della tensione sul carico dell'alimentatore, ma, in prima approssimazione, per il momento possiamo trascurare questo effetto.

Durante la lenta fase di carica del condensatore C_0 (tipicamente alcuni ms), lineare nel caso di corrente costante o a "gradini" quando la corrente di carica è impulsata, il thyatron è aperto e l'uscita del modulatore, chiusa sul suo carico R_L , è a tensione quasi nulla; tensione determinata dalla caduta provocata dalla corrente di carica sul parallelo tra R_0 e R_L (vedi Fig. 13). Quando, raggiunta la tensione voluta su C_0 , il thyatron viene mandato in conduzione (vedi § 4.1),



Quando il thyatron va in conduzione, l'uscita del generatore di corrente viene, in pratica, cortocircuitata, ma questo non comporta alcun problema: l'alimentatore continua a far passare la sua piccola corrente nominale attraverso il thyatron. Questo tipo di alimentatori, quindi, non teme il cortocircuito, ma, generalmente, si danneggia immediatamente e gravemente se fatto funzionare a circuito aperto, come vedremo nel § 4.8.

40

diviene molto elevata.

La configurazione circuitale discussa in questo paragrafo potrebbe forse risultare inutilmente contorta ad una prima osservazione, ma va sottolineato che, essa, garantisce al carico del modulatore di trovarsi normalmente con ambedue i terminali connessi a massa, direttamente o tramite R_0 . L'intero carico del modulatore, quindi, si trova sempre a tensione nulla o quasi nulla, mentre l'alta tensione lo raggiunge solo quando il thyatron va in conduzione e permane su di esso solo per il tempo previsto. In questo esempio la durata dell'impulso di alta tensione è, ovviamente, dell'ordine di $R_L C_0$. Questo tipo di ragionamenti è di importanza capitale per la sicurezza di un impianto in alta tensione, aspetto che deve sempre essere al primo posto nella progettazione e nella gestione di un impianto di questo genere.

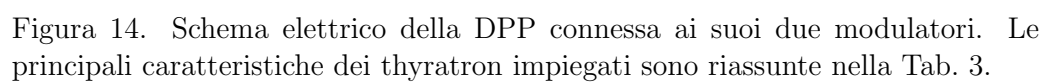
4.3 Schema elettrico generale della DPP

La DPP è alimentata da due modulatori a thyatron (vedi § 4.1) ambedue del tipo descritto nel paragrafo precedente: un modulatore è collegato direttamente all'elettrodo HV del capillare e produce un impulso di corrente di alcune decine di Ampere per una durata di alcuni μs , necessario per la preionizzazione del gas contenuto nel capillare prima della scarica principale; il secondo modulatore, invece, serve a caricare tramite un trasferimento di carica risonante, il condensatore a glycol C_1 che, successivamente, viene fatto scaricare nel capillare tramite una spark-gap (vedi § 4.4), già mostrato in Fig. 5, producendo una corrente di scarica principale di circa 10 kA di picco, con tempi dell'ordine di alcune centinaia di ns. Questo secondo modulatore ha anche l'importante funzione di generare l'impulso di trigger necessario per la commutazione aperto-chiuso della spark-gap.

In Fig. 14 viene riportato lo schema elettrico completo della sorgente con i due modulatori ad essa connessi.

Il thyatron del modulatore di preionizzazione, quando viene chiuso, si trova in serie al capillare ed è quindi attraversato dalla piccola corrente di preionizzazione ($\simeq 20$ A) limitata dalla resistenza $R_4 = 0.5$ k Ω . Il thyatron del modulatore della scarica principale, invece, oltre alla corrente che tramite C_4 entra nel cavo di trigger della spark-gap ($\simeq 300$ A di picco), viene attraversato solo dalla corrente di carica risonante del condensatore a glycol C_1 ($\simeq 2$ kA di picco). È la spark-gap a dover sopportare l'intera corrente di scarica di circa 10 kA di picco, essendo inserita nella maglia di scarica.

Alcuni elementi del circuito sono stati modificati rispetto al periodo aquilano della sorgente. La resistenza R_3 era di tipo elettrolitico (autocostruita). Per eliminare il notevole rischio di perdite della soluzione salina contenuta in R_3 nell'olio di isolamento, con evidenti problematiche di scariche nei modulatori, R_3 è stata sostituita con una resistenza per applicazioni HV a filo. L'induttanza parassita introdotta, infatti, non crea difficoltà in questo punto del circuito. Anche l'induttanza L_2 , che dà luogo alla carica risonante di C_1 dopo la chiusura del



thyatron del modulatore della scarica principale, è stata totalmente ricostruita, per ottimizzare il sincronismo tra il massimo di carica di C_1 e l'impulso di trigger alla spark-gap (vedi § 4.4 e § 4.5). Sono stati poi aggiunti: la resistenza R_2 , fondamentale per il corretto funzionamento del modulatore della scarica principale ed il condensatore C_4 , che limita la carica utilizzabile per l'impulso di trigger alla spark-gap, minimizzando le perdite. Queste modifiche hanno notevolmente migliorato la sicurezza ed il funzionamento dell'intero apparato.

Una notevole attenzione è stata rivolta al problema delle connessioni a massa. Come già detto nel § 3.2, la sorgente è stata isolata dalla cella da vuoto antistante. Le connessioni tra la sorgente ed i modulatori sono state realizzate, tramite brevi (circa 1.5 m) cavi coassiali RG-213, in modo da mantenere il più possibile la coassialità anche alle estremità dei cavi stessi, realizzando dei connettori ad hoc. I modulatori sono stati poi collegati a terra tramite un solo grosso conduttore. Tutti i cavi dei segnali provenienti dalla sorgente sono stati dotati di un toro di ferrite su cui descrivono alcune spire, per rendere induttiva la loro connessione a massa. Si è cercato quindi di eliminare ritorni di corrente a massa non previsti, così da abbattere il rumore elettromagnetico prodotto. Si è provveduto, inoltre, a schermare opportunamente con coperchi metallici tutte le parti in tensione, sia per ovvie ma importanti problematiche di sicurezza, che, ancora, per l'abbattimento del rumore elettromagnetico.

I due modulatori (vedi Fig. 15) sono montati in bagno d'olio in un unico contenitore, raffreddato tramite acqua circolante in una camicia esterna.

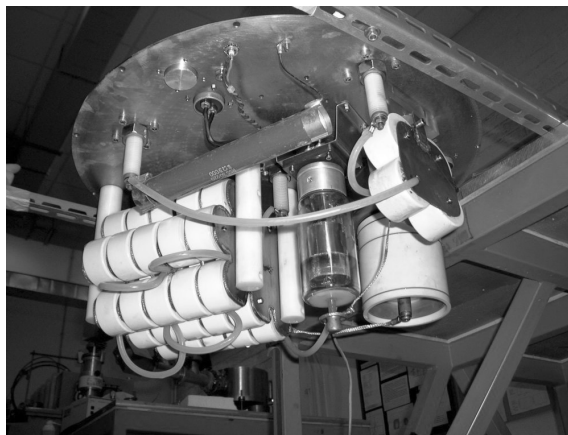


Figura 15. Foto dei modulatori della DPP, aperti per i lavori di miglioramento effettuati a Frascati. Sono riconoscibili: il thyatron di preionizzazione in vetro con a fianco il thyatron della scarica principale in ceramica; il condensatore C_3 da 10 nF costituito da 4 condensatori ceramici da 2.5 nF in parallelo (a destra); il condensatore C_2 da 100 nF costituito da 50 condensatori ceramici da 2.0 nF in parallelo (a sinistra); la resistenza R_3 da 3 k Ω (in alto).

I componenti circuitali per alte tensioni hanno generalmente aspetto, volume e terminali di connessione piuttosto diversi da quelli dei componenti per elettronica convenzionale. Ad esempio un tipico condensatore da 100 nF per elettronica convenzionale ha un volume inferiore ad un cc, mentre, nel caso di alte tensioni, un condensatore ceramico da 2.7 nF, con una tensione massima tollerata di 40 kV (come quelli della ditta TDK U.S.A. Co.) ha un volume di circa 110 cc e le sue connessioni vengono realizzate tramite fori filettati. Per realizzare i condensatori C_2 e C_3 , contenuti nei modulatori della DPP sono stati impiegati condensatori ceramici della ditta Murata Manufacturing Co. Ltd. In particolare C_3 , da 10 nF, è costituito da 4 condensatori da 2.5 nF in parallelo, mentre C_2 , da 100 nF, è formato da 50 condensatori da 2.0 nF in parallelo. Al fine di compattare C_2 in uno spazio ristretto, compatibile con le dimensioni del bidone dei modulatori, i 50 condensatori sono stati organizzati in 5 strati da 10, con 4 piastre metalliche interposte ed altre due agli estremi (vedi Fig. 15). Per ottenere il parallelo tra tutti i 50 condensatori è sufficiente connettere assieme le piastre di posto pari e, a formare l'altra armatura di C_2 , tutte quelle di posto dispari, analogamente allo schema ridotto di Fig. 16.

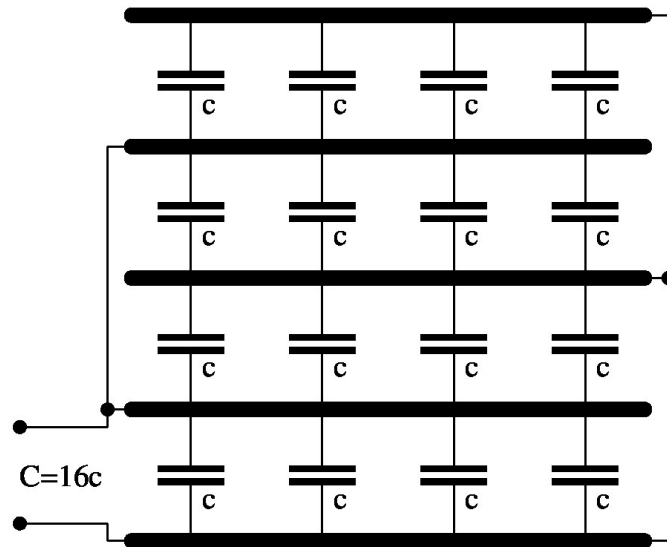


Figura 16. Schema compatto di connessione di condensatori in parallelo suddivisi su più strati.

4.4 Cenni sulle spark-gap

Anche le spark-gap (vedi figure 5 e 14) sono interruttori comandabili e molto veloci per alte tensioni. Esse hanno l'interessante caratteristica di non richiedere un riferimento a massa, come invece necessario per i thyatron, hanno un costo enormemente inferiore a quello dei thyatron ed è relativamente semplice realizzare autonomamente una spark-gap avente la geometria adatta ad uno scopo specifico, ma esse spesso presentano una certa criticità di funzionamento.

In pratica una spark-gap è costituita da due elettrodi affacciati e montati in un involucro isolante in cui si può immettere aria compressa¹¹. La pressione dell'aria, che normalmente viene fatta fluire sia per problematiche di raffreddamento sia di eliminazione di residui di varia natura, consente di variare la tensione di break-down tra gli elettrodi. Nelle spark-gap, contrariamente ai thyatron, la pressione interna è generalmente superiore a quella atmosferica e, quindi, si sfrutta il ramo destro della curva di Paschen: al crescere della pressione dell'aria nel dispositivo cresce anche la tensione di break-down.

La commutazione aperto-chiuso si innesca dando un impulso di alcuni kV ad un sistema, montato su uno dei due elettrodi, capace di generare una piccola ed intensa scarica elettrica locale (una scintilla) sulla faccia dell'elettrodo su cui è montato. La ionizzazione, inizialmente localizzata, si diffonde rapidamente, rompendo l'equilibrio e dando inizio ad una moltiplicazione a valanga che porta, in alcune decine di ns o meno, la spark-gap in conduzione, con una impedenza molto bassa, dell'ordine del $m\Omega$. L'impedenza finale della spark-gap è, naturalmente, funzione anche della geometria del dispositivo e della corrente che l'attraversa.

Frequentemente come dispositivo di innesco vengono utilizzate una o più candele per motore a scoppio. Quando la superficie degli elettrodi è molto estesa o la forma degli elettrodi è particolare, aumentare il numero delle candele utilizzate consente di avere una scarica più uniforme, ma si pone il problema cruciale del sincronismo tra le varie candele. Nel nostro caso viene utilizzata una sola candela per motonautica che genera una scarica a forma di corona circolare tra il suo elettrodo centrale ed un secondo elettrodo anulare circostante, approssimativamente sullo stesso piano ed in contatto elettrico con l'elettrodo su cui è montata la candela. La spark-gap utilizzata nella DPP funziona bene, ma, vista la geometria cilindrica del dispositivo e la forma a corone circolari degli elettrodi (vedi Fig. 5), forse potrebbe risultare conveniente portare il numero delle candele, ad esempio, a quattro, per una maggiore uniformità della scarica in essa.

Il punto di lavoro di una spark-gap deve essere ricercato con una certa attenzione: la pressione al suo interno deve consentire da un lato di evitare che la scarica parta autonomamente e, contemporaneamente, che il trigger riesca a far partire il processo a valanga che porta in conduzione la spark-gap. Infatti,

¹¹Esistono anche spark-gap che utilizzano altri fluidi, liquidi o gassosi, sigillate o in flusso. Le loro caratteristiche, pur di notevole interesse in varie applicazioni, non verranno trattate in questo ambito.

tipicamente, tra il valore di tensione di self break-down e quello minimo a cui si riesce a mandare in conduzione la spark-gap, tramite l'impulso di trigger, c'è una differenza di appena il 20 – 30%. Supponendo di voler lavorare con una tensione V_0 applicata agli elettrodi della spark-gap, un buon punto iniziale per la ricerca del punto di lavoro ottimale potrebbe essere quello di regolare la pressione dell'aria compressa in modo che la spark-gap vada in self break-down ad una tensione $V_1 \simeq 1.2 \cdot V_0$. A questo punto si controlla se l'impulso di trigger riesce a mandare in conduzione la spark-gap sottoposta alla tensione V_0 . Se la commutazione non avviene, la pressione è troppo elevata e deve essere ridotta gradualmente, senza però arrivare al punto di avere dei self break-down, naturalmente. Nel caso in cui il trigger non risulta in grado di far avvenire la commutazione e, allo stesso tempo, iniziano a presentarsi alcuni self break-down, si deve intervenire sull'impulsatore che genera l'impulso di trigger che, evidentemente, non rilascia una quantità sufficiente di energia. Se però la spark-gap non è nuova e non si riesce facilmente a trovare un buon punto di lavoro, prima di verificare l'impulsatore di trigger, è opportuno controllare che gli elettrodi non siano stati danneggiati dalle numerose scariche precedenti, fino alla formazione di punte localizzate che modificano drasticamente la tensione di break-down a parità di pressione. Nel caso di elettrodi rovinati è necessario rilavorarli o sostituirli completamente. Si deve comunque tenere presente che il punto di lavoro ottimale di una spark-gap dipende anche dalla frequenza di ripetizione a cui la si deve far funzionare. Diventa allora necessario trovare il giusto compromesso, come spesso accade.

Il tempo impiegato da una spark-gap per chiudersi presenta una certa variabilità statistica e dipende sia dal punto di lavoro, cioè da quanto si è prossimi al self break-down, sia dalla qualità dell'aria secca utilizzata. Per poter avere una operazione stabile, è fondamentale poter disporre di aria compressa ben essiccata e purificata. Quando la DPP è stata installata nei laboratori dell'ENEA di Frascati, si è dovuto infatti riattivare un essiccatore ad adsorbimento (con punto di rugiada nominale di -70°C) che era ormai in disuso da oltre 15 anni.

Anche nel caso delle spark-gap è impossibile comandare la commutazione dallo stato di conduzione a quello aperto mentre sta fluendo corrente. Il dispositivo si apre autonomamente quando la corrente che lo attraversa tende a zero e rimane sufficientemente bassa per un sufficiente intervallo di tempo. Grazie all'elevata pressione dell'aria compressa all'interno di una spark-gap, sempre superiore a quella atmosferica, il tempo di ricombinazione (recovery), cioè il tempo impiegato per ripristinare l'isolamento tra gli elettrodi, è sempre molto breve e, generalmente, trascurabile.

Se, come nel nostro caso e come spesso avviene, si desidera sfruttare la peculiarità principale delle spark-gap, cioè la possibilità di non dover riferire a massa nessuno dei suoi due elettrodi, l'impulso di trigger deve anch'esso avere la caratteristica di non richiedere il riferimento a massa. Questo può essere ottenuto in vari modi. Il più intuitivo, forse, è quello di sfruttare il disaccoppiamento tra primario e secondario di un trasformatore. In questo caso, però, si deve valutare

con attenzione l'isolamento del trasformatore e le caratteristiche dell'impulso in uscita ad esso. Un secondo metodo, quello da noi utilizzato, sfrutta l'induttanza verso massa della calza di un lungo cavo coassiale arrotolato, come mostrato in Fig. 14. L'impulso di trigger, che nel nostro caso viene generato dallo stesso modulatore che carica il condensatore C_1 della scarica principale (vedi Fig. 14), tramite la capacità C_4 entra in un cavo coassiale di lunghezza opportuna, alla fine del cavo raggiunge la candela ed avvia la scarica nella spark-gap. La calza di massa del cavo, al contempo, essendo arrotolata opportunamente, presenta una notevole induttanza (circa $300 - 400 \mu\text{H}$) che consente alla spark-gap di "volare" alla tensione di C_1 per un tempo sufficientemente lungo. Come vedremo in seguito, la lunghezza del cavo è tale che l'impulso di trigger arrivi alla spark-gap per farla commutare proprio quando C_1 ha raggiunto il massimo di tensione di carica. La capacità di disaccoppiamento C_4 , come già detto aggiunta qui a Frascati, consente di limitare le perdite sul cavo di trigger della spark-gap, facendo aumentare circa del 10% la corrente di picco della scarica principale.

4.5 La fase di carica risonante del condensatore a glycol

Il condensatore cilindrico a glycol C_1 da 50 nF (vedi Fig. 14) viene caricato tramite un trasferimento di carica risonante. Quando il thyatron del modulatore della scarica principale viene mandato in conduzione, il condensatore C_2 da 100 nF, come già discusso nel § 4.2, presenta in uscita al modulatore una tensione negativa pari in valore assoluto a quella di carica. Sempre con riferimento alla Fig. 14, tramite l'induttanza $L_2 \simeq 2.65 \mu\text{H}$, la carica accumulata in C_2 comincia a trasferirsi in C_1 .

Il meccanismo di carica risonante è molto comune negli impianti che coinvolgono alte tensioni impulsive, pertanto è utile discuterne alcuni aspetti.

Per comodità in Fig. 17 riportiamo un semplice schema di circuito a carica risonante a cui riferirci.

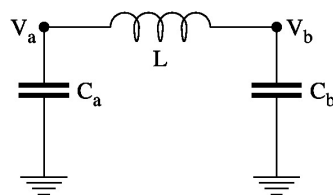


Figura 17. Circuito risonante di trasferimento di carica (ideale).

Indicando con $Q(t)$ la carica contenuta in C_a all'istante t , la corrente $I(t)$ che fluisce nel circuito si esprime come:

$$I(t) = -\frac{dQ}{dt} \quad (4.9)$$

e l'equazione del circuito, indicando con $Q_0 = V_0 C_a$ la carica iniziale $Q(0)$, è:

$$\frac{Q}{C_a} + L \frac{dI}{dt} = \frac{Q_0 - Q}{C_b}. \quad (4.10)$$

Ordinando e raccogliendo, la (4.10) può essere riscritta nella forma:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \omega^2 Q = \frac{Q_0}{LC_b}, \quad (4.11)$$

dove

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC_s}} \quad (4.12)$$

essendo

$$C_s = \frac{C_a C_b}{C_a + C_b} \quad (4.13)$$

la capacità serie tra C_a e C_b .

La soluzione [19,20] dell'equazione differenziale del secondo ordine lineare, non omogenea a coefficienti costanti (4.11), che tiene conto delle seguenti condizioni iniziali:

$$\begin{aligned} Q(0) &= Q_0 \\ \frac{dQ}{dt}(0) &= 0, \end{aligned} \quad (4.14)$$

è data da:

$$Q(t) = V_0 \frac{C_a}{C_a + C_b} [C_b \cos(\omega t) + C_a]. \quad (4.15)$$

La tensione V_a ai capi di C_a è allora:

$$V_a(t) = \frac{Q(t)}{C_a} = V_0 \left[\frac{C_b}{C_a + C_b} \cos(\omega t) + \frac{C_a}{C_a + C_b} \right]. \quad (4.16)$$

La corrente $I(t)$, in base alla (4.9) ed alla (4.15), risulta:

$$I(t) = \hat{I} \sin(\omega t), \quad (4.17)$$

dove la corrente di picco $\hat{I}$ è data da:

$$\hat{I} = V_0 C_a \left(\omega - \frac{1}{LC_b \omega} \right). \quad (4.18)$$

La tensione V_b ai capi di C_b è:

$$V_b(t) = \frac{Q_0 - Q}{C_b} = V_0 \frac{C_a}{C_a + C_b} [1 - \cos(\omega t)]. \quad (4.19)$$

Quando l'argomento del coseno $\omega t = \pi$, cioè:

$$t = t_0 = \pi \sqrt{L \frac{C_a C_b}{C_a + C_b}} \quad (4.20)$$

V_b raggiunge il suo massimo valore:

$$\hat{V}_b = V_b(t_0) = 2V_0 \frac{C_a}{C_a + C_b}. \quad (4.21)$$

Se $C_b < C_a$, si ha che $\hat{V}_b > V_0$. La corrente $I(t)$ assume il suo massimo valore a metà della salita di V_b , cioè $I(t)$ è massima per $t = \frac{t_0}{2}$.

Nel nostro caso: $C_a \equiv C_2 = 100 \text{ nF}$, $C_b \equiv C_1 = 50 \text{ nF}$, $L \equiv L_2 = 2.65 \mu\text{H}$ e per una tensione di carica di C_2 di 16 kV si ha (4.18) che $\hat{I} \simeq 1.8 \text{ kA}$, valore ben sopportato dal thyatron impiegato nel modulatore della scarica principale della DPP (vedi Tab. 3) anche aggiungendo la corrente di circa 300 A di picco che entra nel cavo di trigger della spark-gap (vedi Fig. 14). La velocità massima di crescita della corrente si ha all'inizio della carica risonante. Abbiamo:

$$\left(\frac{dI}{dt} \right)_{\max} = \frac{dI}{dt}(0) = \omega \hat{I} \simeq 6 \frac{\text{kA}}{\mu\text{s}}, \quad (4.22)$$

anch'essa entro i limiti del thyatron utilizzato.

In base alle (4.4 - 4.8) ad una frequenza di ripetizione di $10 - 20 \text{ Hz}$, valori a cui normalmente lavoriamo, si ha un ampio margine anche sulla corrente media e su quella rms. Inoltre non ci sono difficoltà per quanto riguarda il tempo di recovery del thyatron.

Indicando con V_1 la tensione di carica del condensatore a glycol C_1 abbiamo, in base ai calcoli effettuati su di un circuito risonante ideale:

$$\hat{V}_1 = \frac{4}{3} V_0. \quad (4.23)$$

Sperimentalmente, a causa della resistenza parassita R_1 e della capacità C_4 in serie all'impedenza del cavo coassiale di trigger della spark-gap (vedi Fig. 14), si è ottenuto un fattore pari a circa 1.20 invece di 1.33. Il fattore misurato è però in ottimo accordo con quello valutato tramite una simulazione del circuito reale effettuata con il noto codice numerico SPICE¹². L'accordo con le simulazioni

¹² Si è utilizzata la seguente versione del codice SPICE, installata su una Linux-box: NG-SPICE revision 21, written originally by Berkeley University, currently maintained by the NG-Spice Project. Copyright (C) 1985–1996, The Regents of the University of California, Copyright (C) 1999–2008 The NGSpice Project.

SPICE è molto importante poiché significa che il circuito della DPP è in buono stato e non avvengono scariche superficiali nascoste o perdite di altra natura.

Il tempo t_0 impiegato dal condensatore a glycol per arrivare al picco di tensione risulta $t_0 \simeq 935$ ns, compatibile con un valore di induttanza $L_2 \simeq 2.65 \mu\text{H}$, realizzata con nove spire di filo di rame smaltato su un cilindro di PVC di 4 cm di diametro avente sulla superficie laterale un solco elicoidale con passo di 1.6 cm per accogliere il filo.

Come accennato nel § 4.4, risulta fondamentale, per avere il massimo valore di corrente di scarica, che la spark-gap (Fig. 14) vada in conduzione quando C_1 è al massimo (in valore assoluto) di tensione. La lunghezza del cavo di disaccoppiamento è quindi cruciale. Il cavo utilizzato, avvolto su un grosso rocchetto inserito all'interno di C_1 , introduce un ritardo di $900 - 920$ ns che, considerando una ventina di ns impiegati dalla spark-gap ad andare in conduzione, porta la chiusura di quest'ultima proprio sul picco di carica di C_1 , a meno di un inevitabile jitter di una decina di ns.

La tensione V_1 sul condensatore a glycol è un parametro molto importante per il funzionamento della sorgente, quindi, per seguirla nella sua evoluzione temporale, è stato realizzato ed installato uno specifico probe di tensione (vedi § 6.1). In Fig. 18 viene riportata la curva di carica di C_1 misurata (curva continua). Sulla stessa figura sono riportate (a tratteggio) anche la tensione V_1 e la corrente I di carica di C_1 ottenute tramite SPICE. L'accordo tra le misure e le simulazioni è veramente ottimo, come già detto sopra. Si noti il brusco cambiamento nell'andamento di V_1 , sia teorico che misurato, quando chiude la spark-gap per dare luogo alla scarica principale. In realtà la tensione di carica di C_1 è negativa, ma per comodità di osservazione si è riportata la tensione cambiata di segno.

4.6 La preionizzazione

Nel circuito del modulatore di preionizzazione (vedi Fig. 14) la corrente viene limitata a poche decine di Ampere tramite la resistenza $R_4 = 500 \Omega$. Il condensatore $C_3 = 10$ nF di questo modulatore, caricato ad una tensione di circa $12 - 14$ kV, è in grado di fornire una corrente di preionizzazione $I_p \simeq 20$ A per un tempo $\tau_p = R_4 C_3$ di alcuni μs (condizioni ben tollerate dal thyatron utilizzato), sufficiente a scaldare il gas contenuto nel capillare ad una temperatura di circa $10000 - 30000$ K, pari a circa $1 - 3$ eV, in modo da creare in esso uno stato medio di ionizzazione $Z > 1$, con una corrispondente resistività di pochi mOhm·cm.

Infatti, la resistività ρ_e di un plasma è, in prima approssimazione, data dalla formula di Spitzer [9]:

$$\rho_e = B_{\text{res}} Z \frac{\ln(\Lambda)}{T_e^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.24)$$

dove, esprimendo la temperatura in eV, la costante B_{res} risulta:

$$B_{\text{res}} \simeq 5 \cdot 10^{-5} \text{ Ohm} \cdot \text{m} \cdot \text{eV}^{\frac{3}{2}}, \quad (4.25)$$

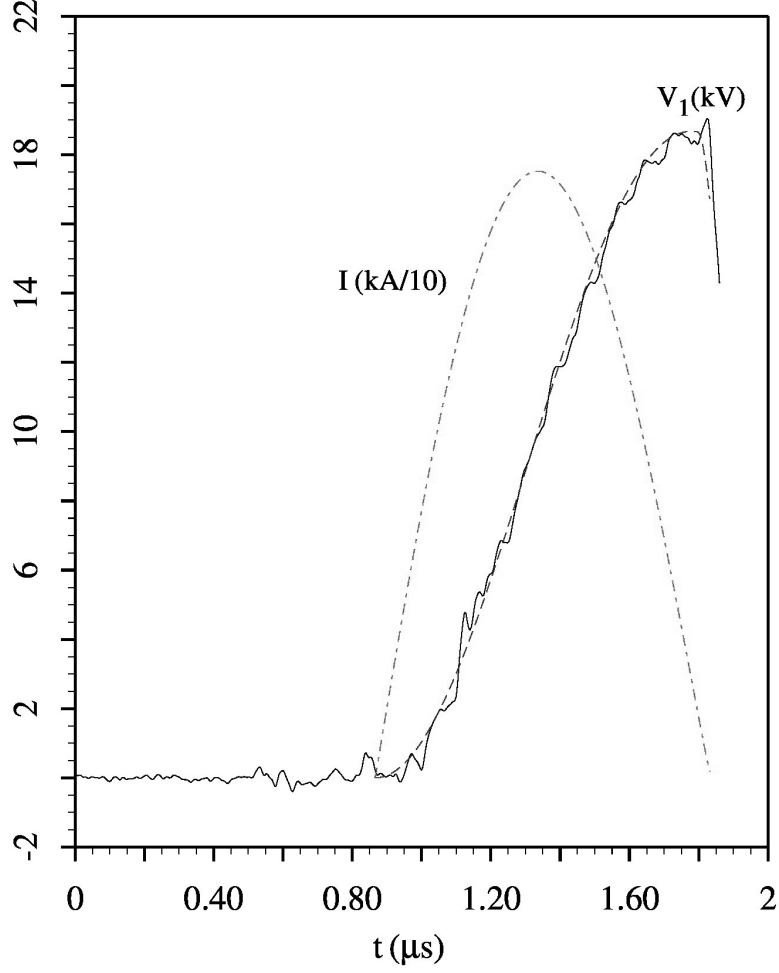


Figura 18. Carica risonante del condensatore a glycol C_1 per una tensione di carica di C_2 di 16 kV. La curva continua rappresenta la tensione V_1 misurata, mentre le curve tratteggiate sono state ottenute con SPICE e rappresentano la corrente I di carica di C_1 e la sua tensione. La spark-gap va in conduzione in corrispondenza del picco di tensione su C_1 . Per facilitare l'osservazione, la tensione su C_1 è stata cambiata di segno.

mentre il così detto logaritmo di Coulomb, $\ln(\Lambda)$, vale $\ln(\Lambda) \simeq 10$ ed è un parametro che per i tipici valori dei plasmi (densità elettronica $n_e = 10^{12} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ e temperatura elettronica $T_e = 1 - 10^4 \text{ eV}$) risulta quasi indipendente dalla densità e dalla temperatura del plasma [9]. La conseguente resistenza R_p

della colonna del plasma è quindi:

$$R_p = B_{\text{res}} Z \frac{\ln(\Lambda)}{T^{\frac{3}{2}}} \frac{L_{\text{cap}}}{\frac{\pi}{4} \Phi^2}, \quad (4.26)$$

dove, in questa prima fase di preionizzazione, il diametro Φ della colonna di plasma può essere considerato costante e pari a Φ_{cap} .

Supponiamo, ad esempio, di riempire il capillare fino ad una pressione $P = 1$ mbar a $T = 300$ K. La capacità termica a volume costante C_V del gas sarà, allora:

$$C_V = \frac{3}{2} knV = \frac{3}{2} \frac{PV}{T} = 3.5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{K}} = 4.0 \cdot 10^{-4} \frac{\text{J}}{\text{eV}}, \quad (4.27)$$

dove, come indicato precedentemente, n indica il numero di atomi per unità di volume e V è il volume del capillare. L'innalzamento della temperatura del gas, trascurando in questa prima fase della scarica la potenza termica trasferita al tubo capillare e quella riemessa dal gas per irraggiamento, può scriversi come:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_V} R_p I_p^2, \quad (4.28)$$

ovvero:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_V} B_{\text{res}} Z \frac{\ln(\Lambda)}{T^{\frac{3}{2}}} \frac{L_{\text{cap}}}{\frac{\pi}{4} \Phi_{\text{cap}}^2} I_p^2. \quad (4.29)$$

Se, per semplicità, si ipotizza che in questa fase di preionizzazione lo stato di ionizzazione medio Z del gas sia costante e che anche la corrente di preionizzazione I_p non vari, allora la (4.29) risulta facilmente integrabile. Si ottiene:

$$T(t) = \left(T_0^{\frac{5}{2}} + \frac{5}{2} \frac{B_{\text{res}} Z \ln(\Lambda)}{C_V} \frac{L_{\text{cap}}}{\frac{\pi}{4} \Phi_{\text{cap}}^2} I_p^2 t \right)^{\frac{2}{5}}. \quad (4.30)$$

Come si può notare in Fig. 19, secondo le approssimazioni fatte ed assumendo un valore di Z dell'ordine di $0.5 - 1$, risulta che un tempo di preionizzazione di $1 - 2 \mu\text{s}$ è sufficiente a far sì che la temperatura del plasma si porti a valori superiori ad 1 eV e che, conseguentemente, la resistenza della colonna di plasma scenda abbondantemente sotto ad 1 Ohm . Non va dimenticato che questo è, però, solamente un risultato qualitativo, date le pesanti semplificazioni introdotte.

Trascorso questo tempo di preionizzazione, la spark-gap viene mandata in conduzione ed ha inizio la fase di scarica principale. Nel § 5.2 discuteremo i risultati di una simulazione numerica della fase di preionizzazione a conferma di quanto esposto sopra.

4.7 La scarica principale

Dopo la preionizzazione, essendo ormai la resistenza R_p del plasma minore dell'impedenza critica R_c del circuito di scarica:

$$R_c = 2 \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \simeq 3 \Omega, \quad (4.31)$$

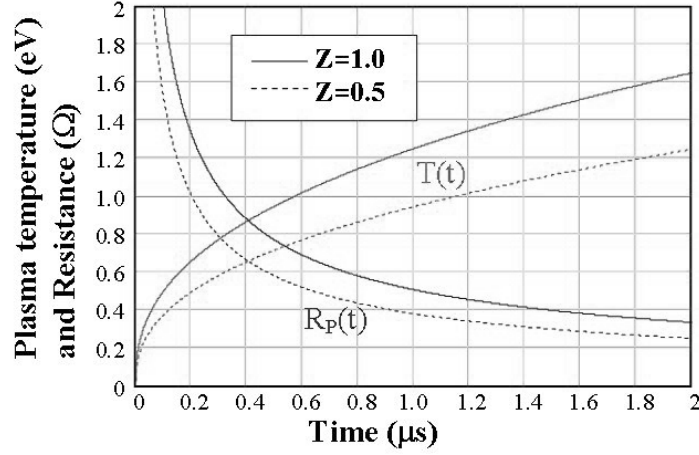


Figura 19. Evoluzione temporale della temperatura e della resistenza del plasma durante la fase di preionizzazione secondo le equazioni (4.30) e (4.26) rispettivamente, ipotizzando uno stato di ionizzazione media costante $Z = 1$ o $Z = 0.5$.

la scarica principale risulta oscillante, con un semiperiodo:

$$2\tau = \pi \sqrt{L_1 C_1} \simeq 240 \text{ ns}, \quad (4.32)$$

come già detto più volte in precedenza.

L'andamento temporale della resistenza del plasma è governato da diversi fattori contrastanti tra loro, come evidenziato dalla (4.26): da un lato l'ulteriore aumento di temperatura tende a far ridurre la resistenza, mentre, dall'altro, l'aumento dello stato di ionizzazione medio Z e, soprattutto, la riduzione del diametro Φ della colonna di plasma, provocata dall'effetto pinch, tendono a far aumentare la resistenza. Al termine della compressione, quando secondo la relazione di Bennet (2.3) la temperatura raggiunge il valore di circa 30 eV per una pressione iniziale di circa 0.5 mbar e Z cresce fino a $Z \simeq 10$, la resistenza viene determinata essenzialmente dal diametro finale raggiunto dalla colonna. Si noti che, qualora tale valore del diametro scendesse sotto a circa 0.3 mm, quindi meno di un decimo del diametro iniziale, allora secondo la (4.26) risulterebbe:

$$R_p > R_c, \quad (4.33)$$

considerando che questa transizione avviene in tempi molto minori di quelli dell'intero processo di compressione t_c del plasma, ovvero in tempi di pochi ns, e tenendo presente anche che questo coincide con il picco della corrente della scarica principale (come precedentemente stimato con la (2.14)), sul capillare potranno generarsi differenze di potenziale molto maggiori di quella a cui era stato caricato

il condensatore C_1 , dato che per effetto dell'induttanza L_1 la corrente tende a non variare in tempi così brevi.

Nel capitolo 5 vengono riportati e discussi i risultati di una simulazione numerica del processo di compressione del plasma e dei parametri di scarica, mentre il capitolo 6 è interamente dedicato alla presentazione ed all'analisi dei risultati sperimentali riguardanti la caratterizzazione e l'ottimizzazione della DPP. Per dare sin da ora un esempio di come evolvano i parametri della scarica, in Fig. 20 vengono mostrate alcune curve sperimentali relative ad un impulso di una sequenza di 40 colpi della DPP.

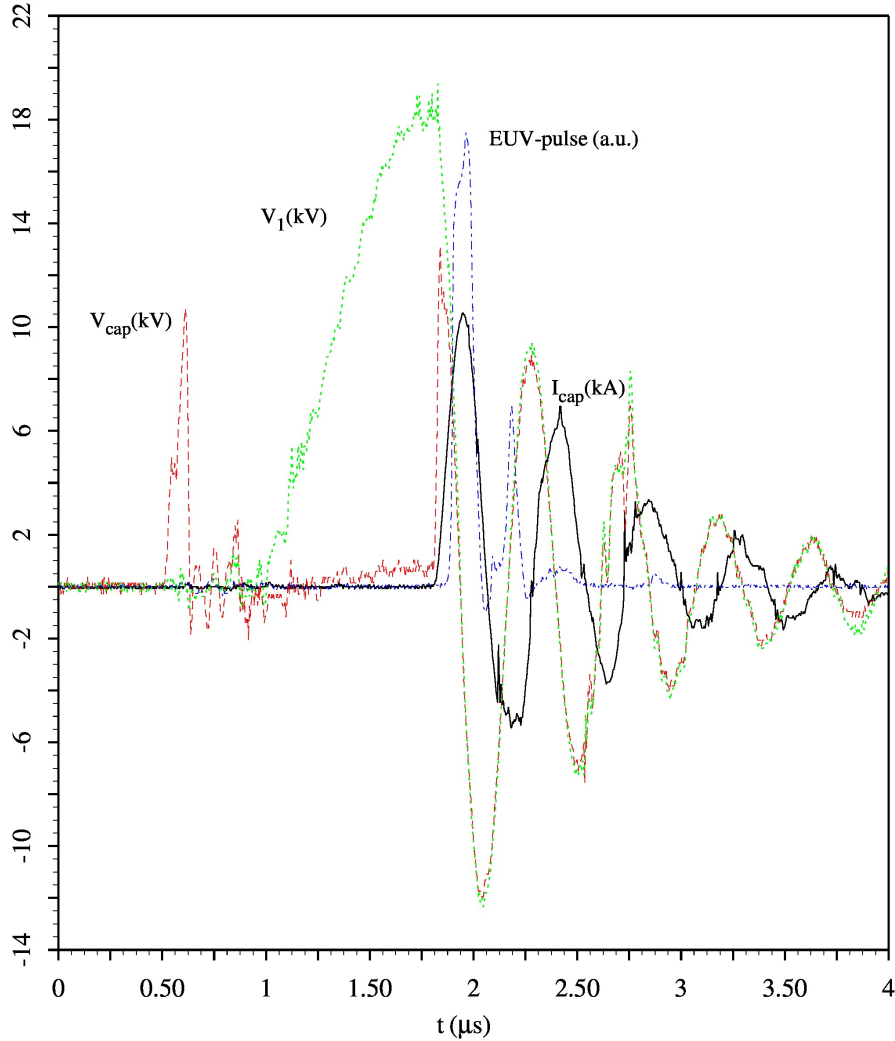


Figura 20. Curve sperimentali relative all'impulso numero 11 di una sequenza di 40 impulsi a 10 Hz.

La Fig. 20 riporta: la tensione V_{cap} dell'elettrodo HV del capillare (cambiata di

segno), la tensione V_1 di carica del condensatore a glycol C_1 (cambiata di segno), la corrente I_{cap} di scarica e l'impulso di radiazione EUV. Il primo picco di V_{cap} corrisponde all'inizio della fase di preionizzazione: come si può notare, malgrado la bassa pressione del gas nel capillare ($P \simeq 1$ mbar) sia prossima al minimo della curva di Paschen, a causa della rapida salita della tensione sul capillare è necessario che questa raggiunga svariati kV prima che si possa innescare il break-down. Dopo la salita della tensione V_1 sul condensatore C_1 , quando la spark-gap va in conduzione, ha inizio la fase di scarica principale. Come ci si aspetta, ora V_1 e V_{cap} vanno praticamente insieme. La corrente I_{cap} della scarica principale inizia a salire subito dopo la chiusura della spark-gap raggiungendo un primo massimo di 10.5 kA. Viene riportato anche l'impulso di radiazione EUV per mettere in luce la sua relazione di fase con la corrente. Nel § 6.1 verranno discusse più approfonditamente le misure effettuate sulle grandezze elettriche e sulla radiazione emessa dalla DPP.

4.8 Principio di funzionamento di un alimentatore HV di tipo generatore di corrente ed effetti sulla stabilità della DPP

La riproducibilità degli impulsi di radiazione emessi dalla sorgente, parametro fondamentale in molte applicazioni, dipende in modo alquanto critico dalla stabilità degli alimentatori HV utilizzati e, in particolare, dalla stabilità della tensione di carica del condensatore a glycol C_1 (vedi Fig. 14). Infatti, la corrente di picco della scarica principale risulta proporzionale a tale tensione (2.4) e, come visto nel § 2.2 (a pag. 11), la potenza di radiazione emessa per unità di volume al culmine della compressione radiale della colonna di plasma, dipende dalla quarta potenza della corrente di scarica.

Gli alimentatori HV utilizzati per la DPP sono dei generatori di corrente, come spesso avviene in questo tipo di applicazioni e come già indicato in Fig. 14. Infatti, per caricare il banco di condensatori presente nei modulatori, risulta conveniente utilizzare alimentatori HV che si comportino come generatori di corrente, poiché essi danno luogo ad una rampa di carica quasi lineare e, soprattutto, perché consentono un collegamento diretto verso i condensatori, mentre un generatore HV di tensione necessiterebbe di interporre una resistenza che limiti la corrente massima di carica e quella che fluisce quando il thyatron va in conduzione; resistenza su cui si dissiperebbe il 50% della potenza erogata dall'alimentatore, trascurando la sua resistenza interna. Un generatore di corrente $I(t)$, per poter salire in tensione, deve essere chiuso su un carico capacitivo C_L , in modo che, su di esso, la tensione V_L cresca con la carica accumulata in C_L secondo la relazione:

$$V_L(t) = V_L(0) + \frac{1}{C_L} \int_0^t I(t') dt'. \quad (4.34)$$

Come vedremo, un sistema di controllo arresta l'erogazione della corrente quando si raggiunge sul carico la tensione voluta. Quando l'alimentatore viene chiuso su un carico resistivo, la tensione raggiunta su di esso è data dalla caduta ohmica dovuta alla piccola corrente (100–500mA medi) emessa dall'alimentatore, purché essa non superi la massima tensione tollerata dal dispositivo. Al crescere del carico resistivo ci si avvicina al limite di circuito aperto, condizione non tollerata da questo tipo di alimentatori.

Avendo dovuto adattare alla DPP degli alimentatori che in passato venivano utilizzati per altri scopi (laser Ianus), discutiamo il loro principio di funzionamento in un certo dettaglio, per poi descrivere le modifiche effettuate ed i risultati ottenuti.

In Fig. 21 viene riportato lo schema di principio di un alimentatore HV del tipo usato per i modulatori della DPP, con particolare riferimento a quello della scarica principale. Dobbiamo sottolineare che, non essendo in possesso dello schema reale costruttivo dell'apparecchio, lo schema di Fig. 21 è stato dedotto dall'osservazione diretta del dispositivo e da alcune misure elettriche da noi effettuate su di esso. La disponibilità della ditta El. En. a fornirci alcuni particolari ancora reperibili su loro vecchi appunti, ci ha consentito di elaborare varie considerazioni e simulazioni numeriche del circuito di potenza. Mentre la parte in alta tensione riproduce fedelmente l'alimentatore El. En. in questione, l'elettronica di controllo è stata qui estremamente semplificata, sia per rendere lo schema immediatamente leggibile, sia perché, fondamentalmente, siamo interessati ad analizzare la sezione HV dell'alimentatore, parte su cui è stato necessario intervenire. L'elettronica di controllo proposta nello schema di Fig. 21, è quindi solo una delle molte possibili soluzioni. Il principale difetto dello schema proposto è quello di poter generare solo coppie di impulsi di ricarica e non anche singoli impulsi come avviene in realtà, ma questo non toglie validità a quanto discuteremo in seguito. L'utilizzo di ulteriori porte logiche, bistabili, operazionali e, soprattutto, di un trasformatore a due primari e quattro secondari per comandare le due coppie di SCR presenti nel dispositivo, consentirebbe uno schema più realistico ed efficiente. In ogni caso, per completezza, descriviamo brevemente anche il funzionamento dell'elettronica riportata in Fig. 21 a titolo di esempio.

Gli impulsi TTL (0; 5 V) ad onda quadra, prodotti da un generatore ad una opportuna frequenza ν_{SCR} , entrano in uno dei due ingressi di una porta logica AND. Nel secondo ingresso dell'AND arriva l'uscita di un comparatore che va a zero (logico) quando viene raggiunta o superata l'alta tensione voluta sul carico capacitivo connesso all'alimentatore. Il comparatore, infatti, ha sull'ingresso non invertente una tensione di riferimento, impostata con un potenziometro, proporzionale alla tensione che si desidera raggiungere in uscita, mentre, sull'ingresso invertente, vede la tensione presente in uscita all'alimentatore tramite un partitore di tensione ad alta impedenza. Il fattore di attenuazione del partitore (10^{-4}) è tale da rendere la tensione prelevata in uscita all'alimentatore, direttamente confrontabile con la tensione di riferimento. In uscita all'AND, quindi, ritrovia-

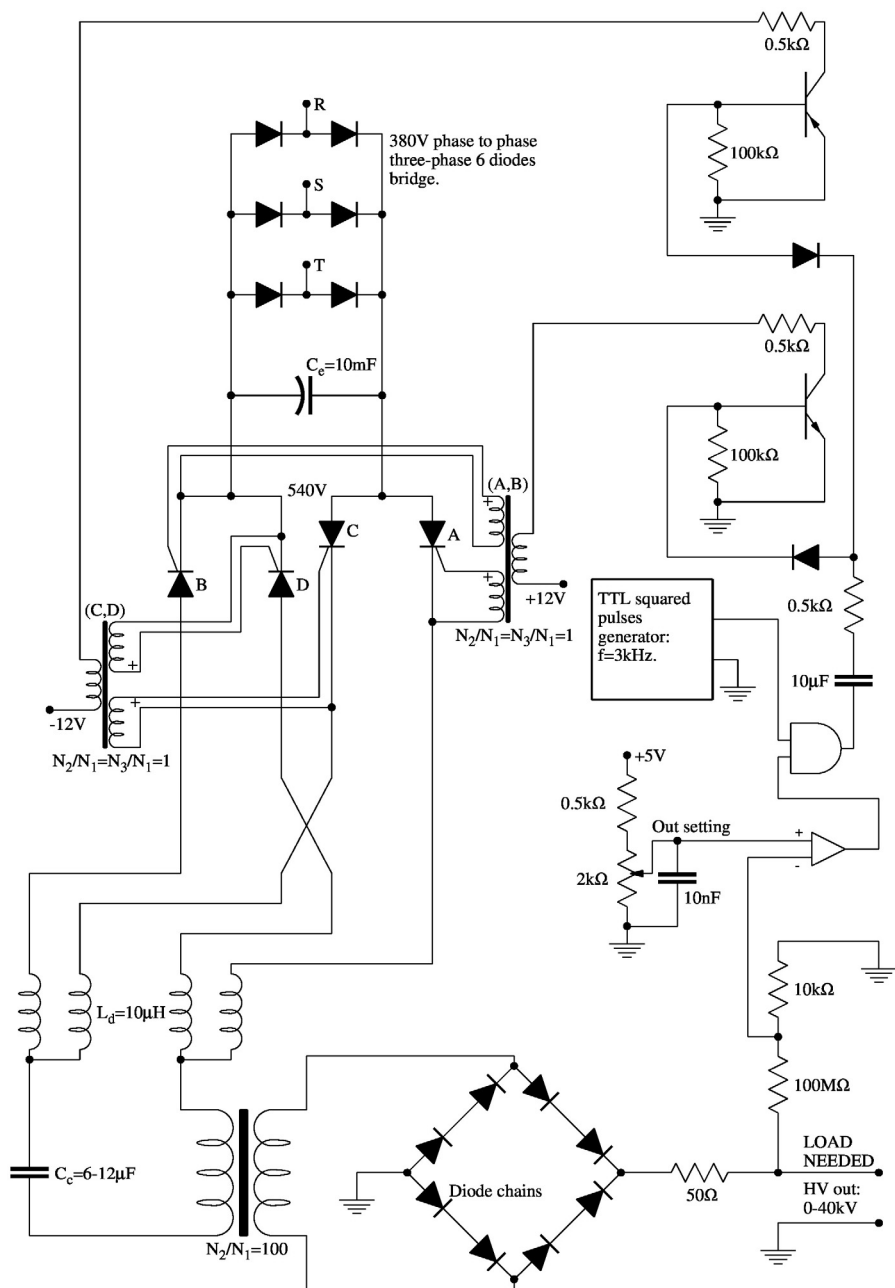


Figura 21. Schema di principio di un alimentatore HV di tipo generatore di corrente (i valori riportati sono indicativi).

mo gli impulsi TTL solo quando l'alimentatore deve ancora emettere corrente per raggiungere, in uscita, la tensione voluta. Tramite una capacità di disaccoppiamento, gli impulsi TTL vengono trasformati in un'onda quadra a valor medio nullo ($-2.5; 2.5$ V). La semionda positiva viene inviata con un diodo alla base di un transistor NPN, mentre quella negativa va alla base di un PNP tramite un secondo diodo orientato in verso opposto. L'ampiezza dei segnali che arrivano alla base dei transistor ($\pm 1.8 - 1.9$ V) è ancora in grado di pilotarli. I due transistor fungono da interruttori in serie al primario di due piccoli trasformatori a doppio secondario, utilizzati per fornire il segnale (floating) di controllo per quattro SCR di potenza, comandati a coppie (A,B) e (C,D) alternativamente. Gli SCR, infatti, devono essere comandati [21] tramite tensioni non riferite a massa, ma riferite al catodo del dispositivo. Questo problema viene risolto, appunto, tramite l'uso di trasformatori di disaccoppiamento, come mostrato in Fig. 21. I due transistor vanno in conduzione (saturazione) in modo alternato, consentendo il passaggio di un impulso di corrente nel primario del trasformatore corrispondente che viene alimentato tramite una tensione positiva (NPN) o negativa (PNP). I due secondari di ogni trasformatore sono collegati agli SCR di una stessa coppia, così che essi vadano in conduzione contemporaneamente, mentre le due coppie di SCR vengono mandate in conduzione in modo alternato. Con questo sistema di controllo semplificato, quindi, si fornisce agli SCR solo l'impulso di accensione sui rispettivi gate, supponendo il loro autospegnimento quando si annulla la corrente che li attraversa (vedi nota 13 a pag. 60). In ogni caso, quando i transistor si aprono (interdizione), sui secondari dei trasformatori si presenta un breve impulso negativo che favorisce lo spegnimento degli SCR.

Passiamo ora ad analizzare la parte di potenza del circuito. Come è noto, la trifase (R,S,T;N) normalmente distribuita nei laboratori, presenta circa 220 V efficaci fase-neutro e, quindi, $220 \cdot \sqrt{3} \simeq 380$ V efficaci fase-fase. Tramite un ponte a sei diodi (vedi Fig. 21 in alto a sinistra) è possibile caricare e mantenere un banco di condensatori elettrolitici C_e , di notevole capacità (10 mF), ad una tensione (trascurando le cadute sui diodi) $V_e = 380 \cdot \sqrt{2} \simeq 540$ V, picco della tensione fase-fase.

Con l'ausilio delle due coppie di SCR (A,B) e (C,D) sopra citate, mandate in conduzione alternativamente, viene fatta scaricare (in minima parte) C_e sulla serie composta dal primario di un trasformatore HV (in basso nello schema) e da un condensatore senza polarità (a carta-olio) $C_c = 6 - 12 \mu\text{F}$. In Fig. 22 viene riportata una foto della parte HV, normalmente immersa in olio, dell'alimentatore, da noi aperto per i lavori di adattamento alla DPP.

In serie ad ogni SCR troviamo anche un'induttanza $L_d \simeq 10 \mu\text{H}$ avvolta in aria o, per meglio dire, in olio. Queste induttanze (vedi Fig. 21 e Fig. 22) sono costituite da 16 spire affiancate, aventi un diametro medio di 6.5 cm e lunghezza della bobina pari, di nuovo, a 6.5 cm. Data la notevole corrente (centinaia di Ampere di picco) che fluisce in questa parte del circuito, le quattro induttanze sono state realizzate piegando di taglio una robusta piattina di rame resinata,

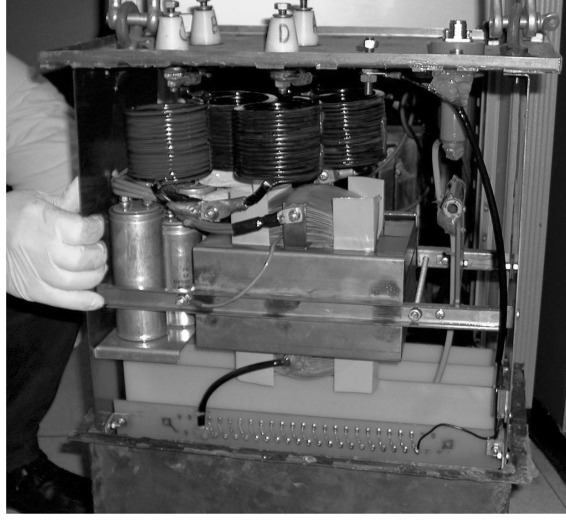


Figura 22. Foto della parte HV dell'alimentatore della scarica principale della DPP che, normalmente, rimane immersa in olio isolante. Sono visibili: i quattro connettori per i cavi che provengono dagli SCR (coni bianchi in alto a sinistra), le quattro induttanze L_d di disaccoppiamento (rosse, sotto i quattro connettori), i condensatori che costituiscono C_c (cilindri in alluminio a sinistra), il trasformatore HV a mantello con nucleo in ferrite (al centro), una delle quattro catene di diodi di raddrizzamento (serie su vetronite in basso) ed il connettore di uscita HV (in alto a destra).

con bordi stondati ed avente una sezione di circa $14 \times 4 \text{ mm}^2$. Il loro valore di induttanza è stato stimato tramite una valutazione numerica (prima formula di Laplace) del campo magnetico prodotto dalle eliche di rame e del corrispondente flusso concatenato. Queste quattro induttanze sono necessarie per evitare eccessive correnti sia nel primario del trasformatore HV, che negli SCR, soprattutto nella fase iniziale di carica del condensatore C_L in uscita all'alimentatore e quando l'alimentatore funziona con l'uscita in cortocircuito (vedi § 4.2). Le induttanze L_d sono inoltre fondamentali nell'evenienza che, su tempi molto brevi, le due coppie di SCR vengano a trovarsi per errore ambedue in conduzione, il che, in assenza di tali induttanze, porterebbe immediatamente in cortocircuito il condensatore elettrolitico C_e .

L'alternanza tra i due stati ((A,B)=on (C,D)=off) e ((A,B)=off (C,D)=on) delle coppie di SCR, produce una corrente oscillante nel primario del trasformatore ed i corrispondenti impulsi in uscita al secondario. Affinché l'alimentatore possa funzionare al meglio, il rapporto di trasformazione:

$$N = \frac{n_2}{n_1}, \quad (4.35)$$

dove n_1 è il numero di spire del primario del trasformatore utilizzato e n_2 quello del secondario, deve essere tale che la tensione sul secondario, a circuito aperto, sia notevolmente maggiore della massima tensione nominale dell'alimentatore. Gli impulsi sul secondario, opportunamente raddrizzati con delle catene di diodi in serie (per sopportare alte tensioni), collegate a formare un ponte di raddrizzamento, vanno a caricare il condensatore di carico in uscita tramite una resistenza ($50\ \Omega$). La frequenza ν_{SCR} di commutazione degli SCR, non potendo interrompere il circuito mentre sta ancora fluendo corrente a causa del principio di funzionamento degli SCR stessi, non può salire oltre un certo limite: è necessario infatti che C_c riesca a completare la sua carica prima di poter effettuare una nuova commutazione. È quindi importante valutare il periodo della carica semi-risonante di C_c attraverso le induttanze di disaccoppiamento L_d sopra menzionate ed il primario del trasformatore HV.

Supponiamo che C_e sia stato caricato alla sua tensione nominale $V_e = 540\text{ V}$ e che C_c sia totalmente scarico: $V_c = 0\text{ V}$. Supponiamo, inoltre, di mandare in conduzione per la prima volta la coppia (A,B) di SCR, essendo, quindi, (C,D) aperta. C_e inizia a scaricarsi caricando, in modo risonante (vedi § 4.5), ma con perdite, C_c fino ad una certa tensione $V_{c,1}$ limitata superiormente (4.21):

$$V_{c,1} \leq 2V_e, \quad (4.36)$$

essendo $C_c \ll C_e$. Completata la carica di C_c , la corrente che fluisce nel primario del trasformatore HV e negli SCR (A,B) si annulla. Supponiamo anche che la corrente non possa invertirsi a causa degli SCR che fungono da diodi. Gli SCR (A,B) vanno allora spontaneamente in off quando la corrente che li attraversa si azzerà, essendosi anche contemporaneamente annullato l'impulso di controllo sul loro gate¹³. Quando, a questo punto, va in conduzione la coppia (C,D) di SCR, nel primario del trasformatore HV fluisce corrente in verso opposto a prima, fino a quando C_c , non solo avrà invertito la sua polarità, ma la tensione su di esso arriverà ad un valore $V_{c,2}$ che, se ci si trova in condizioni di basso smorzamento, supera largamente, in valore assoluto, $V_{c,1}$. Completata ancora una volta la carica di C_c , (C,D) si apre e (A,B) torna in conduzione e così via, con frequenza ν_{SCR} ($2 - 5\text{ kHz}$) fissata.

Per avere un valore di riferimento, valutiamo la resistenza critica del circuito che costituisce la maglia del primario del trasformatore HV. Trascurando capacità

¹³ Lo spegnimento degli SCR [21], in effetti, verrebbe favorito notevolmente da una tensione negativa, rispetto al loro catodo, sul gate di controllo. Questa tensione di polarizzazione negativa ridurrebbe il tempo di ricombinazione dei portatori di carica nelle zone ad alto drogaggio degli SCR; tempo in cui questo tipo di dispositivo è, in effetti, fuori controllo: oltre a poter ripartire in conduzione spontaneamente per l'applicazione di una tensione diretta (anodo-catodo) anche piccola, gli SCR possono anche lasciar passare una corrente inversa, sebbene presentando una resistenza serie crescente, fino alla completa ricombinazione dei portatori di carica. Per semplicità, supporremo sia l'autospegnimento degli SCR che un loro effetto diodo istantaneo. Per evitare questo tipo di problemi, al giorno d'oggi gli SCR sono stati ormai soppiantati quasi completamente dai più affidabili IGBT.

parassite di varia natura (capacità tra primario e secondario, capacità dei singoli avvolgimenti ecc.), la capacità equivalente è data dalla serie composta da C_e , da C_c e da C_L riportata al primario, ovvero $N^2 C_L$. Dato che, come vedremo, $N \simeq 100$ ed essendo nel nostro caso specifico $C_L \equiv C_2 = 100\text{nF}$ (vedi Fig. 14), con ottima approssimazione la capacità risultante è pari a C_c . L'induttanza minima è $2L_d$, quando il trasformatore è chiuso su un carico non induttivo ed ipotizzando un flusso disperso molto basso o nullo. In queste condizioni la resistenza critica R_c risulta:

$$R_c = 2\sqrt{\frac{2L_d}{C_c}} \simeq \begin{cases} 3.7\ \Omega & (C_c = 6\ \mu\text{F}) \\ 2.6\ \Omega & (C_c = 12\ \mu\text{F}) \end{cases} \quad (4.37)$$

ed il tempo minimo $\mathcal{T}_{\min}$ impiegato da C_c per completare una sua inversione di polarità è:

$$\mathcal{T}_{\min} = \pi\sqrt{2L_d C_c} \simeq \begin{cases} 35\ \mu\text{s} & (C_c = 6\ \mu\text{F}) \\ 49\ \mu\text{s} & (C_c = 12\ \mu\text{F}) \end{cases} \quad (4.38)$$

Se le perdite resistive R_p nella maglia che contiene il primario del trasformatore sono basse rispetto a R_c , il modulo della tensione V_c tende ad aumentare ad ogni commutazione, perché l'inversione di polarità provocata dall'alternanza delle coppie di SCR, modifica le condizioni iniziali della carica risonante e può essere riguardata come un termine forzante in fase con le oscillazioni proprie del circuito. D'altro canto, il condensatore C_c , utilizzato nell'alimentatore, ha una sua tensione massima tollerata (1.5 kV), tensione che verrebbe superata in poche commutazioni in condizioni di basse perdite. A secondario aperto, ad esempio, il primario del trasformatore si riduce, in pratica, ad una induttanza che comporta un notevole aumento del valore di R_c e, in assenza di un termine resistivo sufficiente, la tensione V_c su C_c supererebbe rapidamente il valore massimo tollerato e la corrente nella maglia del primario arriverebbe, in breve tempo, a distruggere gli SCR. Risulta quindi evidente che questa è senz'altro una delle principali cause di guasto dell'alimentatore se fatto funzionare a circuito aperto, per non parlare dell'eccessiva tensione sui diodi di raddrizzamento ecc. Se invece, nella maglia del primario supponiamo l'esistenza di un termine resistivo R_p di valore prossimo a R_c , le oscillazioni risultano smorzate e la tensione V_c rimane limitata e definita dall'equilibrio tra perdite e termine forzante.

Per visualizzare l'andamento delle principali grandezze elettriche che caratterizzano il circuito di potenza dell'alimentatore e comprenderne la dipendenza dai più importanti parametri del circuito, abbiamo effettuato una simulazione della sezione HV dell'alimentatore, integrando numericamente le equazioni che lo rappresentano. L'integrazione numerica è stata eseguita utilizzando un algoritmo di Runge-Kutta al quarto ordine con passo adattivo [22], implementato in FORTRAN su un PC con sistema operativo Linux. Contrariamente a quanto spesso viene fatto, non abbiamo utilizzato il circuito equivalente di un trasfor-

matore visto dal primario [21], ma si è preferito lavorare con le equazioni che derivano direttamente da quelle di maglia. In questo modo sarebbe stato forse più complesso tenere conto di termini parassiti, ma la fisica del sistema ci sembra più “concreta”.

Indicando con I_1 la corrente nella maglia del primario e con I_2 quella nella maglia del secondario, possiamo esprimere le equazioni del circuito come segue:

$$\begin{aligned}
\pm V_e - V_c &= R_p I_1 + (2L_d + L_p) \frac{dI_1}{dt} - M \frac{dI_2}{dt} \\
M \frac{dI_1}{dt} - L_s \frac{dI_2}{dt} &= R_s I_2 \pm V_L \\
V_e(t) &= V_e(0) - \frac{1}{C_e} \int_0^t \pm I_1(t') dt' \\
V_c(t) &= V_c(0) + \frac{1}{C_c} \int_0^t I_1(t') dt' \\
V_L(t) &= V_L(0) + \frac{1}{C_L} \int_0^t |I_2(t')| dt'
\end{aligned} \tag{4.39}$$

dove L_d , come già detto, indica ciascuna delle induttanze in serie agli SCR, R_p rappresenta la resistenza serie nella maglia del primario, L_p è l'induttanza del primario del trasformatore, M è la mutua induzione tra primario e secondario, L_s è l'induttanza del secondario, R_s è la resistenza serie nella maglia del secondario ed i segni $+$ o $-$ si riferiscono, rispettivamente, al caso in cui è in conduzione la coppia di SCR (A,B) o (C,D). Il valore assoluto presente nella quarta equazione del sistema (4.39) è stato introdotto per tener conto dell'effetto del ponte di raddrizzamento.

Poiché in un trasformatore con rapporto di trasformazione N la corrente che fluisce nel secondario è:

$$I_2 \simeq \frac{1}{N} I_1, \tag{4.40}$$

le condizioni iniziali del sistema (4.39) sono esprimibili nel seguente modo:

$$\begin{aligned}
I_1(0) &= 0 \\
\frac{dI_1}{dt}(0) &= \frac{V_e(0) - V_c(0)}{2L_d + L_p - \frac{M}{N}} \\
I_2(0) &= 0 \\
\frac{dI_2}{dt}(0) &= \frac{1}{N} \cdot \frac{dI_1}{dt}(0).
\end{aligned} \tag{4.41}$$

Da un punto di vista strettamente matematico, le (4.41) sono ineccepibili, ma, da un punto di vista fisico, si deve tenere presente che, fino a quando non si realizza una effettiva variazione di flusso del campo magnetico nel trasformatore, il

secondario è privo di qualsiasi forza elettromotrice, indotta o preesistente. Anche una eventuale carica iniziale in C_L non avrebbe alcun effetto a causa del ponte di raddrizzamento. In base a questo ragionamento, le condizioni iniziali dovrebbero allora essere scritte come:

$$\begin{aligned} I_1(0) &= 0 \\ \frac{dI_1}{dt}(0) &= \frac{V_e(0) - V_c(0)}{2L_d + L_p} \\ I_2(0) &= 0 \\ \frac{dI_2}{dt}(0) &= 0. \end{aligned} \tag{4.42}$$

Fortunatamente, la soluzione numerica del sistema (4.39) in pratica non cambia se si utilizzano le condizioni iniziali “matematiche” (4.41) o quelle “fisiche” (4.42): in pochi passi di integrazione (alcuni μs) le due soluzioni corrispondenti convergono sulla stessa traiettoria nello spazio delle fasi $\left(I_1, \frac{dI_1}{dt}; I_2, \frac{dI_2}{dt}\right)$.

Nella simulazione la commutazione degli SCR viene quindi introdotta invertendo i segni in (4.39) come sopra illustrato, mentre l’effetto diodo degli SCR è stato implementato impedendo ad I_1 di invertirsi in ogni intervallo di tempo compreso tra una commutazione e la successiva. Inoltre, in aggiunta alle cadute di tensione sui numerosi diodi presenti nel circuito reale, abbiamo trascurato la ricarica di C_e da parte della trifase, visto che, su tempi di alcuni ms, C_e si scarica in modo trascurabile.

Detta $\mathcal{R}$ la riluttanza del circuito magnetico equivalente del trasformatore, valgono le seguenti relazioni:

$$L_p = \frac{n_1^2}{\mathcal{R}}, \tag{4.43}$$

$$L_s = N^2 L_p = \frac{n_2^2}{\mathcal{R}}, \tag{4.44}$$

$$M = \eta \sqrt{L_p L_s} = \eta \frac{n_1 n_2}{\mathcal{R}}, \tag{4.45}$$

dove η , che in un trasformatore ideale vale 1, è un fattore < 1 che tiene conto del flusso disperso.

Il trasformatore HV utilizzato nell’alimentatore è stato realizzato utilizzando delle ferriti contenenti nickel e zinco (N27) della Epcos [23]. Alle frequenze di alcuni kHz, infatti, le ferriti in genere comportano minori perdite rispetto ai lamierini in ferro-silicio a grani orientati normalmente utilizzati nei trasformatori a bassa frequenza (50 Hz). Il ciclo di isteresi delle ferriti, infatti, è di solito molto stretto, ma il campo B_s di saturazione risulta minore di quello del ferro puro (ARMCO) [24] e di quello di alcune leghe magnetiche speciali (VACOFLUX, VITROVAC, VITROPERM ecc.) [25]. Per le ferriti, spesso, la temperatura T_C

di Curie è piuttosto bassa, ma, nel nostro caso, $T_C \simeq 220^\circ\text{C}$ [23], quindi la dissipazione termica del trasformatore non è un aspetto particolarmente critico. La Epcos fornisce blocchi di ferrite di varie forme e dimensioni. In particolare sono disponibili blocchi a forma di “U” (U93), come mostrato in Fig. 23.

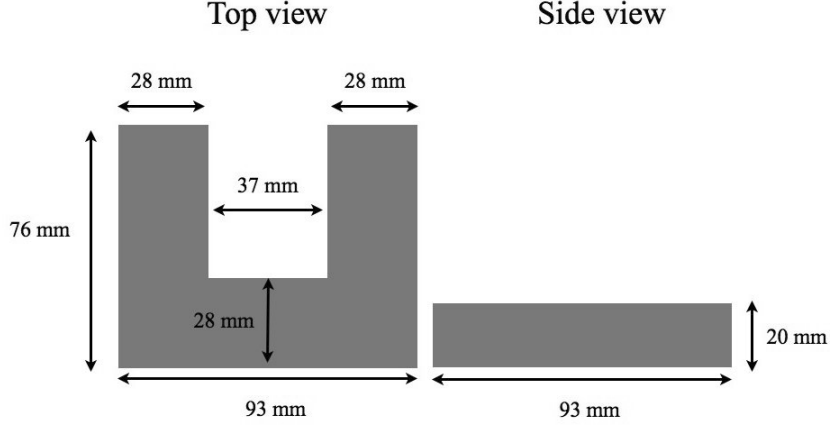


Figura 23. Blocco di ferrite Epcos (N27 U93) utilizzato per comporre il nucleo del trasformatore HV dell’alimentatore della scarica principale della DPP. Si notino le dimensioni evidenziate del pezzo a forma di “U”.

Il nucleo del trasformatore HV dell’alimentatore si compone di 12 blocchi di ferrite (N27 U93) disposti in 3 strati uguali da 4 pezzi. Uno strato da 4, come mostrato in Fig. 24, costituisce l’elemento di base del nucleo di un trasformatore a mantello. Gli strati ulteriori servono per aumentare la sezione del circuito magnetico, per diminuire il campo magnetico a parità di flusso. La disposizione a mantello è molto conveniente in un trasformatore perché riduce al minimo il flusso disperso tra gli avvolgimenti che, in questa configurazione, sono concentrici e disposti sullo stesso ramo del circuito magnetico. Il circuito magnetico equivalente, comunque, può essere trattato come se il trasformatore fosse formato da 6 tori rettangolari sovrapposti e composti, ognuno, solo da 2 “U”.

In Fig. 25 riportiamo la curva $B - H$, dove B indica il campo magnetico (induzione magnetica) in Tesla e H l’intensità di campo magnetico in A·spire/m, di prima magnetizzazione della ferrite utilizzata [23]. Dal grafico di Fig. 25 si stima un campo B_s di saturazione (prima del ginocchio) di circa 0.4 T e la permeabilità magnetica relativa μ_r vale circa 1800 nella zona utile.

La sezione S_f del circuito magnetico equivalente (vedi Fig. 23 e Fig. 24) risulta essere:

$$S_f = 2 \cdot 28 \cdot 3 \cdot 20 = 3360 \text{ mm}^2 \quad (4.46)$$

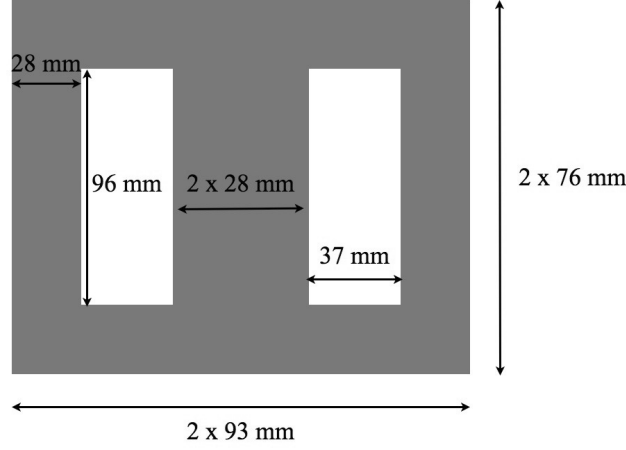


Figura 24. Quattro blocchi di ferrite Epcos (N27 U93) disposti a comporre il nucleo di un trasformatore a mantello.

e la sua lunghezza¹⁴ L_f vale:

$$L_f = 2(93 - 28) + 2(2 \cdot 76 - 28) = 378 \text{ mm.} \quad (4.47)$$

Tra i blocchi di ferrite sono stati interposti dei foglietti di Mylar da 0.15 mm di spessore, sia tra i 3 strati di 4 blocchi che tra le giunzioni dei rami delle “U”. Questo equivale a dire che, nel circuito magnetico, è stato introdotto un piccolo traferro di lunghezza $L_{tf} = 2 \cdot 0.15 = 0.3 \text{ mm}$, di cui si deve tener conto nel calcolo della riluttanza $\mathcal{R}$ complessiva e nella valutazione di H lungo il circuito magnetico. Il traferro contrasta la saturazione di B nel nucleo, ma aumenta in qualche misura il flusso disperso lungo il circuito magnetico.

I dati in nostro possesso sul trasformatore e su altri particolari dell'alimentatore sono, purtroppo, un poco frammentari: come abbiamo visto, conosciamo bene il materiale che costituisce il nucleo del trasformatore, ma, ad esempio, non abbiamo dati certi sul numero di spire, sulle caratteristiche degli avvolgimenti, sugli SCR ecc. Per costruire un modello coerente, non potendo effettuare tutte le misure elettriche e meccaniche necessarie, abbiamo svolto molte prove numeriche con parametri diversi, fino ad arrivare ad una configurazione capace di avvicinarsi in modo ragionevole ai dati sperimentali che discuteremo nel seguito.

¹⁴In [23] per la lunghezza di un circuito magnetico formato da 2 blocchi ad U uniti a formare un toro rettangolare, si dichiara un valore: $L_f = 354 \text{ mm}$ che, probabilmente, tiene conto anche della distribuzione del campo magnetico lungo il percorso. Visto che il valore dichiarato in [23] e quello valutato come percorso medio sul toro differiscono solo del 6–7%, utilizzeremo il valore da noi calcolato (4.47) per una questione di coerenza nei calcoli.

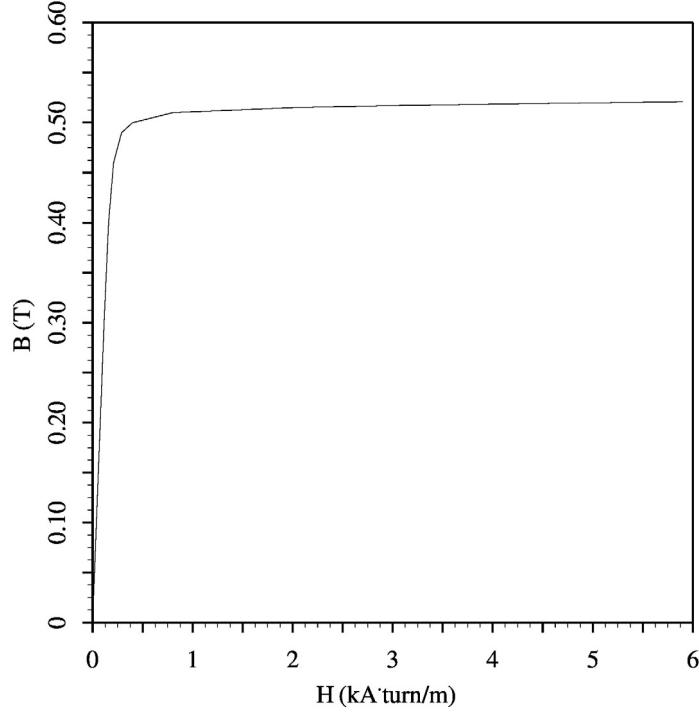


Figura 25. Curva $B-H$ di prima magnetizzazione della ferrite Epcos (N27 U93) utilizzata per il nucleo del trasformatore HV dell'alimentatore della scarica principale della DPP.

Naturalmente i parametri da cui siamo partiti sono stati scelti in modo che fossero plausibili, coerenti tra loro e compatibili con l'alimentatore sotto vari punti di vista: geometrico, meccanico ed elettrico. In base a tali simulazioni stabiliamo che il trasformatore ha un rapporto di trasformazione $N = 100$, il primario formato da $n_1 = 5$ spire, il secondario composto da $n_2 = Nn_1 = 500$ spire e fissiamo $\eta = 0.99$.

Nel calcolo della riluttanza $\mathcal{R}$ del circuito magnetico equivalente del trasformatore, la sezione S_{tf} relativa al traferro è stata aumentata per tenere conto, almeno in parte, del flusso disperso in questa zona:

$$S_{\text{tf}} = \pi \left(L_{\text{tf}} + \sqrt{\frac{S_{\text{f}}}{\pi}} \right)^2 \simeq 3422 \text{ mm}^2, \quad (4.48)$$

aggiungendo, cioè, al raggio equivalente della sezione della ferrite l'ampiezza del traferro stesso. Per $\mu_{\text{r}} = 1768$ (vedi Fig. 25), abbiamo:

$$\mathcal{R} = \frac{L_{\text{f}}}{\mu_0 \mu_{\text{r}} S_{\text{f}}} + \frac{L_{\text{tf}}}{\mu_0 S_{\text{tf}}} \simeq 1.21 \cdot 10^4 \text{ H}^{-1}. \quad (4.49)$$

Dalle (4.43–4.45) e dai valori stabiliti per n_1 , n_2 ed η , otteniamo: $L_p \simeq 2.07 \text{ mH}$, $L_s \simeq 20.7 \text{ H}$ ed $M \simeq 205 \text{ mH}$.

Gli avvolgimenti del trasformatore, nonostante il nucleo sia rettangolare, hanno sezione circolare (vedi Fig. 22). Il primario, realizzato con una piattina di rame simile a quella delle induttanze L_d , ma piegata di piatto, presenta una resistenza serie trascurabile. L'elica di rame è isolata dalla ferrite che presenta una resistività elevata ma finita ($3 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ a temperatura ambiente) [23], tramite alcuni giri di un foglio di Mylar (0.3 mm di spessore) che ricopre tutta la colonna centrale del nucleo a mantello. Il secondario può essere pensato come costituito da $n_2 = 500$ spire di filo di rame smaltato (doppio smalto), avente un diametro di 0.8 mm , largamente sufficiente per le correnti di circa $1 - 2 \text{ A}$ di picco che passano nel secondario. I 5 strati da 100 spire devono essere separati tra loro da alcuni giri di Mylar e l'isolamento tra primario e secondario viene assicurato da qualche ulteriore giro. Longitudinalmente il Mylar deve ricoprire l'intero spazio disponibile (96 mm), mentre il rame del secondario utilizza solo circa 80 mm , lasciando quindi, approssimativamente, 8 mm per parte, sufficienti a garantire l'isolamento in olio per le tensioni in gioco ($30 - 40 \text{ kV}$ al massimo). Trasversalmente l'intero avvolgimento (primario + secondario) così preparato, arriva ad occupare circa $28 - 29 \text{ mm}$ dei 37 mm disponibili (vedi Fig. 23 e Fig. 24) e può essere bloccato con degli appositi spessori isolanti. La lunghezza del filo impiegato per realizzare il secondario risulta di circa 162 m e la sua resistenza vale quindi circa 6 Ohm .

La resistenza R_s , presente nella maglia del secondario, è la somma della resistenza del filo dell'avvolgimento, della resistenza da 50 Ohm posta in uscita all'alimentatore (vedi Fig. 21) e della resistenza dovuta ai numerosi diodi delle catene di raddrizzamento. Fissiamo per R_s un valore indicativo di 60 Ohm . Il valore di R_s non è comunque particolarmente critico poiché esso viene riportato al primario diviso per N^2 . Dato l'elevato valore di N , questa resistenza ha un ruolo marginale nella dinamica del circuito.

Un aspetto molto importante da tenere costantemente presente nei calcoli della simulazione numerica basata sul sistema (4.39), è la verifica che il campo magnetico nel nucleo del trasformatore non saturi. Sia al primario che al secondario vale la legge di Faraday–Neumann:

$$\Delta V = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (4.50)$$

dove ΔV è la differenza di potenziale ai capi dell'avvolgimento e Φ è il flusso del campo magnetico B sulla sezione del circuito magnetico. Al primario, ad esempio, tralasciando i segni, visto che siamo interessati solo all'ampiezza del campo magnetico e non al suo verso, la (4.50) diventa:

$$\frac{\Delta V}{n_1 S_f} = \frac{dB}{dt}. \quad (4.51)$$

Nel caso di impulsi rettangolari di ampiezza $\hat{V}$ e durata $\mathcal{T}$, si ottiene la nota relazione:

$$B(\mathcal{T}) - B(0) = \frac{\hat{V}\mathcal{T}}{n_1 S_f}, \quad (4.52)$$

spesso usata per valutare la saturazione del campo magnetico nel nucleo di un trasformatore d'impulso, o per calcolare come far saturare il nucleo di un'induttanza o di un trasformatore a nucleo saturabile. Nel nostro caso specifico, possiamo invece porre la (4.51) nella forma:

$$\frac{1}{n_1 S_f} \left(L_p \frac{dI_1}{dt} - M \frac{dI_2}{dt} \right) = \frac{dB}{dt}. \quad (4.53)$$

Integrando e ponendo $B(0) = 0$ abbiamo:

$$B(t) = \frac{1}{n_1 S_f} (L_p I_1(t) - M I_2(t)). \quad (4.54)$$

Affiancando la (4.54) alle equazioni del sistema (4.39), è facile controllare, passo dopo passo, che l'induzione magnetica B non superi mai il campo di saturazione B_s nell'intero intervallo di integrazione. Risulta anche possibile arricchire il modello numerico valutando anche l'intensità H del campo magnetico nel trasformatore (nella ferrite e nel traferro) come funzione delle correnti I_1 e I_2 . Tramite la curva di Fig. 25, è poi possibile ricavare dinamicamente la permeabilità magnetica $\mu(H)$ del nucleo:

$$\mu(H) = \frac{dB}{dH} \quad (4.55)$$

e, conseguentemente, la riluttanza, le induttanze ecc. In questo modo, però, la simulazione si appesantisce notevolmente ed i suoi risultati, visto che lavoriamo in una zona abbastanza lontana dalla saturazione, non differiscono in modo significativo da quelli ottenuti a $\mu = \mu_r \mu_0$ fissato. Pertanto nel seguito ci riferiremo alla simulazione semplificata, a parametri magnetici costanti.

Le perdite dovute al materiale utilizzato per il circuito magnetico di un trasformatore (isteresi e correnti parassite di Foucault) vengono spesso date come perdite per unità di volume del nucleo ferromagnetico. Le perdite per isteresi crescono linearmente con la frequenza delle correnti che fluiscono negli avvolgimenti del trasformatore, mentre le perdite dovute alle correnti parassite crescono con la frequenza al quadrato, almeno nel ferro. Per i trasformatori aventi il nucleo composto da lamierini in ferro o in ferro-silicio, non è difficile trovare in letteratura le leggi precise di variazione delle perdite nel nucleo in funzione della frequenza, dell'ampiezza del campo magnetico di picco, dello spessore dei lamierini utilizzati e della temperatura. Per quanto riguarda le ferriti, invece, gli andamenti sono più complessi e non è banale esprimerli con leggi semplici, anche a causa della pesante influenza della temperatura sulle caratteristiche magnetiche del materiale. Generalmente è comunque possibile trovare grafici di misure sperimentali, tabelle

riassuntive ecc. La ditta che realizza le ferriti impiegate nel trasformatore HV dell'alimentatore, fornisce vari grafici delle perdite del materiale N27 in funzione della frequenza per diversi valori della temperatura e del campo magnetico di picco. Ad esempio: ad una frequenza di 5 kHz (prossima alla tipica frequenza di commutazione degli SCR), con un campo di picco $B_{\max} = 100 \text{ mT}$ e ad una temperatura $T = 100^\circ\text{C}$, le perdite nel materiale N27 U93 valgono circa 0.6 W per blocco, mentre a $T = 20^\circ\text{C}$ (a parità degli altri parametri) le perdite valgono circa 1.2 W per blocco [23]. Il campo magnetico massimo raggiunto nelle simulazioni che si avvicinano ai dati sperimentali, non supera i 100 mT ed a $\nu_{\text{SCR}} \simeq 5 \text{ kHz}$ possiamo stimare una perdita minore di 2 W per blocco, corrispondente ad una perdita inferiore a 25 W nell'intero nucleo. La resistenza del primario è trascurabile, mentre, come abbiamo visto, il secondario ha una resistenza di circa 6 Ohm e I_2 ha un valore di picco di circa 1–2 A. Globalmente quindi possiamo dire che il nostro trasformatore deve dissipare meno di 50 W. Poiché esso è immerso in olio ed il bidone, che ha un volume di circa 50 l, ha anche un sistema di raffreddamento ad acqua, siamo largamente in condizioni di sicurezza, anche considerando la dissipazione nell'olio da parte della resistenza da 50 Ohm in uscita all'alimentatore (circa 200 W). Per tanto non tratteremo il calcolo preciso della dissipazione termica.

Avendo discusso tutti i parametri necessari per la simulazione, esclusa la resistenza R_p , passiamo ad analizzare alcuni risultati che dipendono fortemente proprio dal valore di questa resistenza. R_p infatti, come abbiamo visto, ha un ruolo fondamentale perché influenza il comportamento dell'intero circuito, determinando il regime delle oscillazioni nella maglia del primario. Vogliamo ad esempio confrontare l'evoluzione temporale delle tensioni e delle correnti nel caso in cui R_p sia prossima ad R_c ($R_p = 3.0 \text{ Ohm}$), in cui ci si aspetta un significativo smorzamento delle oscillazioni, con il caso in cui R_p sia molto minore ($R_p = 0.6 \text{ Ohm}$) in cui, invece, si ha un'amplificazione dell'ampiezza delle oscillazioni, almeno fino a quando la tensione sul carico non si avvicina a quella massima raggiungibile.

In Fig. 26 riportiamo i risultati della simulazione effettuata con $R_p = 0.6 \text{ Ohm}$, $C_c = 6 \mu\text{F}$ e $C_L = 100 \text{ nF}$. Come previsto le oscillazioni di I_1 e di V_c non vengono smorzate a sufficienza ed i loro valori di picco crescono quindi in maniera eccessiva. Conseguentemente gli incrementi di tensione sul carico C_L sono inizialmente di ampiezza progressivamente crescente, fino a quando la tensione V_L non inizia ad avvicinarsi a quella massima possibile, ovvero a circa NV_e . Dobbiamo sottolineare che questo esempio è irrealizzabile in pratica: viene superato, infatti, sia il limite di tensione sul condensatore C_c sia il limite di corrente tollerata dagli SCR, mentre il campo magnetico nel trasformatore ($B_{\max} \simeq 320 \text{ mT}$) si mantiene sotto il campo di saturazione, pur avvicinandosi abbastanza ad esso.

In Fig. 27, invece, vengono riportati i risultati della simulazione effettuata con $R_p = 3.0 \text{ Ohm}$ e lasciando inalterati gli altri parametri. Ora R_p è di poco inferiore ad R_c e, grazie allo smorzamento che ne consegue, in questo secondo

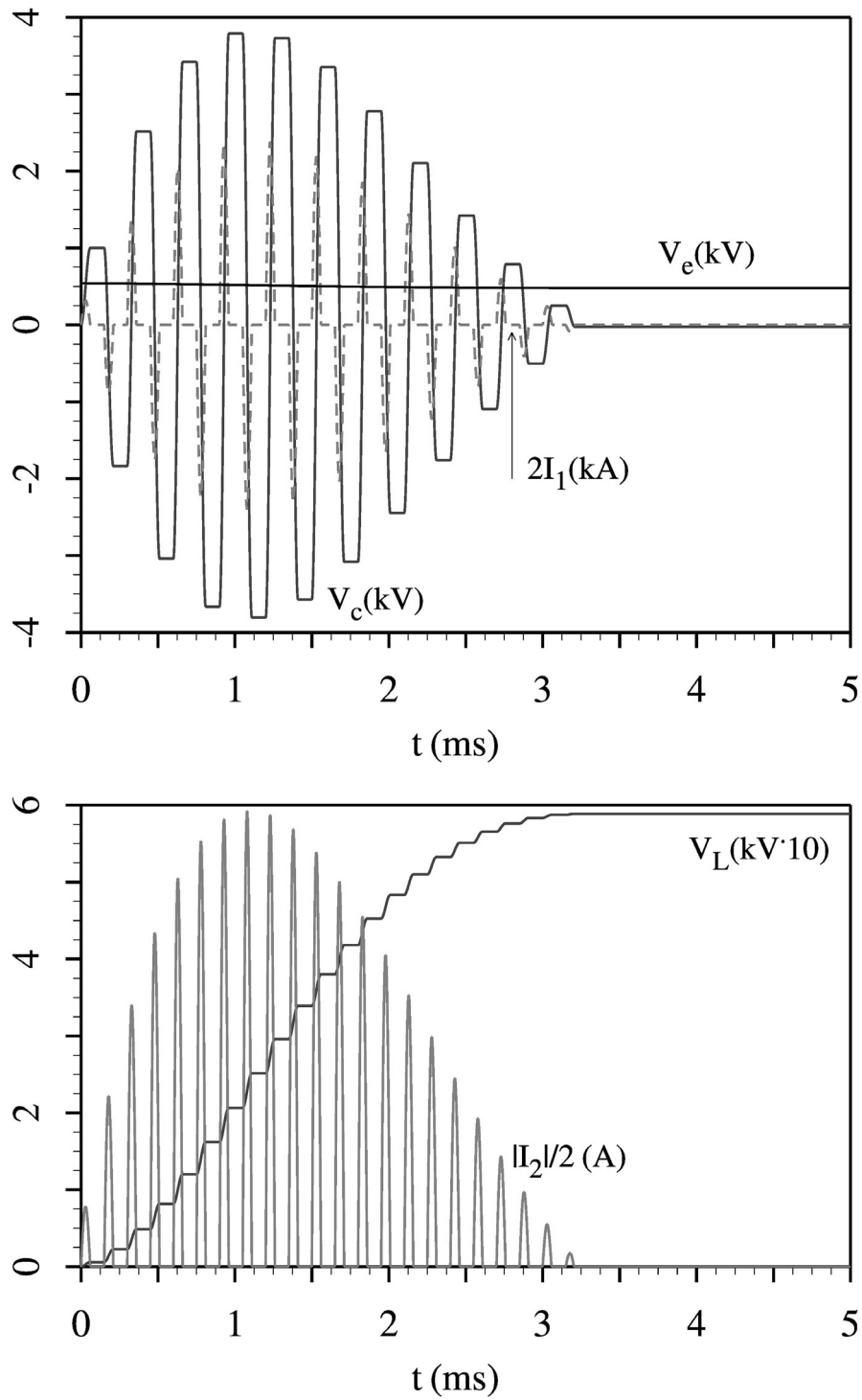


Figura 26. Simulazione numerica del circuito di potenza dell'alimentatore HV della scarica principale della DPP. In questo caso: $C_c = 6 \mu\text{F}$, $C_L = 100 \text{ nF}$ e $R_p = 0.6 \text{ Ohm}$.

caso gli andamenti delle tensioni e delle correnti si avvicinano molto a quelli che si osservano sperimentalmente (vedi Fig. 30), come vedremo tra breve. Il campo magnetico nel trasformatore, in questo caso, si mantiene molto al disotto del campo B_s di saturazione ($B_{\max} \simeq 85 \text{ mT}$), legittimando la scelta di operare a parametri magnetici costanti. Nel circuito reale, un così elevato valore di resistenza R_p nella maglia del primario, può essere attribuito unicamente agli SCR utilizzati: l'elevata sezione del catodo di questi dispositivi implica, infatti, lunghi tempi di diffusione per i portatori di carica al suo interno, tempi sicuramente molto più elevati di quelli qui imposti dal breve periodo di oscillazione della corrente. Questo potrebbe comportare che la resistività del materiale che compone il catodo (silicio drogato N) non faccia in tempo a diminuire a sufficienza durante l'oscillazione della corrente che lo attraversa, rendendo il dispositivo notevolmente resistivo. A supporto di questa ipotesi, notiamo che gli SCR utilizzati nell'alimentatore, richiedono un raffreddamento ad acqua, segno di una notevole dissipazione.

Questo secondo esempio (vedi Fig. 27) mostra come l'ampiezza degli impulsi di corrente in uscita all'alimentatore ($|I_2|$) decresca al crescere della tensione V_L sul carico capacitivo C_L , anche quando V_L è ancora piuttosto bassa rispetto al limite superiore dell'ordine di $NV_e > 50 \text{ kV}$.

L'energia ΔE riversata tramite il trasformatore nel carico capacitivo C_L ad ogni commutazione degli SCR, risulta quindi una funzione non banale della tensione V_L presente sul carico stesso. Al variare di V_L , infatti, varia sia il valore di picco di V_c sia la frazione dell'energia immagazzinata in C_c che viene trasferita al secondario del trasformatore HV, poiché varia la sua impedenza vista dal primario.

In prima approssimazione, possiamo ipotizzare che, fissata V_L , ΔE risulti comunque proporzionale a C_c . Definendo $\bar{V}_L$ come il valore medio tra la tensione sul carico C_L prima e dopo un impulso di ricarica, esprimiamo ΔE nella forma:

$$\Delta E (\bar{V}_L) \simeq C_c f (\bar{V}_L) . \quad (4.56)$$

Ogni impulso di corrente circolante nel secondario del trasformatore, si traduce nell'emissione di una sorta di "quanto" di carica elettrica $\Delta Q (\bar{V}_L)$, pari al suo integrale, che innalza l'energia immagazzinata in C_L di una quantità $\Delta E (\bar{V}_L)$. Il corrispondente innalzamento di tensione $\Delta V (\bar{V}_L)$ si può esprimere come:

$$\Delta V (\bar{V}_L) = \frac{\Delta E (\bar{V}_L)}{C_L \bar{V}_L} \simeq \frac{C_c}{C_L} \cdot \frac{f (\bar{V}_L)}{\bar{V}_L} . \quad (4.57)$$

Dalla (4.57) si ricava immediatamente che, a parità di tensione $\bar{V}_L$ sul carico, l'ampiezza dell'incremento di tensione (gradino) per un singolo impulso di ricarica e quindi l'incertezza sulla tensione finale $\Delta V (\bar{V}_L)$, è inversamente proporzionale alla capacità C_L del banco da caricare e direttamente proporzionale alla capacità C_c in serie al primario del trasformatore HV (vedi Fig. 21).

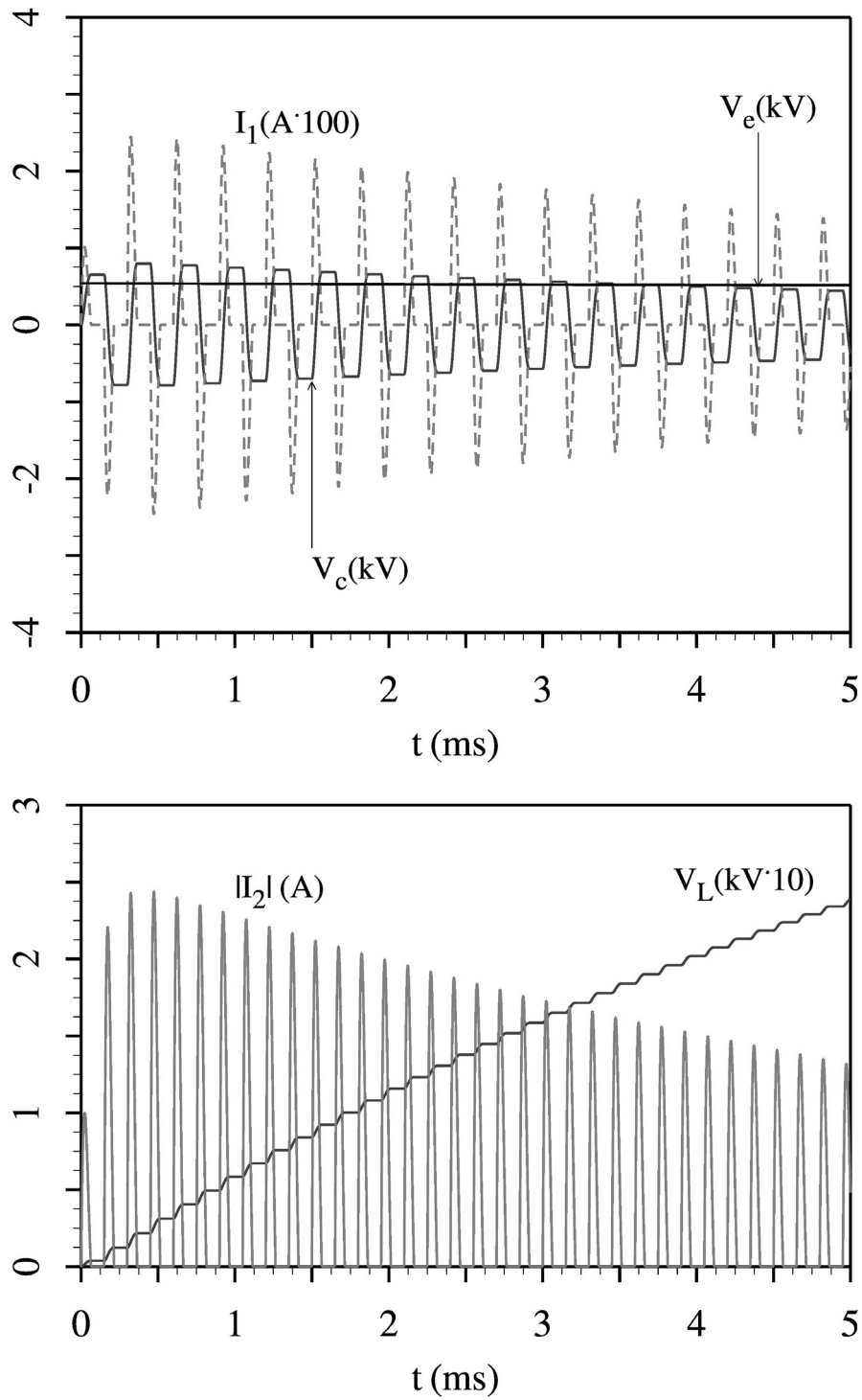


Figura 27. Simulazione numerica del circuito di potenza dell'alimentatore HV della scarica principale della DPP. In questo caso: $C_c = 6 \mu\text{F}$, $C_L = 100 \text{ nF}$ e $R_p = 3.0 \text{ Ohm}$.

In Tab. 4 vengono riportati alcuni valori, ottenuti tramite la simulazione numerica dell'alimentatore sopra discussa, dell'incremento di tensione ΔV su $C_L = 100 \text{ nF}$, a differenti tensioni $\bar{V}_L$, per diversi valori di C_c , mantenendo costante il rapporto $\frac{R_p}{R_c} = 0.82$ che corrisponde alle condizioni della simulazione riportata in Fig. 27, ovvero: $C_c = 6 \mu\text{F}$ e $R_p = 3 \text{ Ohm}$. Al variare di C_c , infatti, cambia anche R_c (4.37) e, nel confronto, si è preferito lasciare costanti le condizioni di smorzamento delle oscillazioni nella maglia del primario.

$C_c (\mu\text{F})$	$\Delta V (\text{kV})$ @ $\bar{V}_L \simeq 4 \text{ kV}$	$\Delta V (\text{kV})$ @ $\bar{V}_L \simeq 8 \text{ kV}$	$\Delta V (\text{kV})$ @ $\bar{V}_L \simeq 16 \text{ kV}$
6	0.92	0.84	0.66
9	1.37	1.25	1.00
12	1.80	1.66	1.33

Tabella 4. Ampiezza ΔV del gradino di tensione su $C_L = 100 \text{ nF}$ per diverse tensioni $\bar{V}_L$ al variare di C_c , mantenendo costante il rapporto $\frac{R_p}{R_c} = 0.82$. I valori sono stati ottenuti tramite la simulazione numerica basata sul sistema di equazioni (4.39).

L'ipotizzata proporzionalità tra C_c e ΔV risulta ben verificata, soprattutto quando $\bar{V}_L$ cresce, quando l'influenza della prima commutazione degli SCR che, nella simulazione parte con C_c totalmente scarico, diviene meno importante. Riducendo C_c , dunque, si riduce anche significativamente ΔV , risultato da noi cercato. Come vedremo tra poco (vedi Fig. 31), la proporzionalità tra il valore di C_c e ΔV si ritrova anche sperimentalmente quando si modifica C_c . Siamo quindi portati a pensare che, nel circuito reale, avvenga un qualche processo che ha l'effetto di modificare R_p quando si cambia il valore di C_c . Un'ipotesi potrebbe essere la seguente: al crescere di C_c diminuisce R_c (4.37) ed aumenta il tempo impiegato da C_c per completare la sua carica (4.38). Conseguentemente, la resistività delle varie zone drogate degli SCR ha più tempo a disposizione per diminuire, mano a mano che i portatori di carica si diffondono in esse. Quindi la resistenza serie nella maglia del primario tende a diminuire al crescere di C_c . In base a questo ragionamento, al variare di C_c si modifica anche la resistenza serie R_p , magari mantenendo quasi costante il rapporto $\frac{R_p}{R_c}$ a causa di un favorevole equilibrio dinamico tra tempi, smorzamento e termine forzante.

Per caratterizzare sperimentalmente l'alimentatore HV finora discusso, oltre a misurare la tensione sul carico capacitivo, ora nello specifico $C_L \equiv C_2 = 100 \text{ nF}$ (vedi Fig. 14), si è anche provveduto a rilevare la corrente ($|I_2|$) in uscita al-

l'alimentatore. Per la misura della corrente si è utilizzato un toro di Rogowski della Pearson Electronics, posizionato attorno al conduttore HV di uscita dell'alimentatore. In Fig. 28 si riporta (curva a) il segnale del toro di Rogowski che fornisce una tensione proporzionale alla corrente misurata: 0.5 V/A (se chiuso su 50 Ohm). La frequenza (alcuni kHz) degli impulsi emessi dall'alimentatore, però, è piuttosto bassa per questo tipo di strumento di misura (vedi anche la discussione di § 6.1 a pag. 96, sebbene riferita ad un toro piuttosto diverso) e si evidenzia un certo effetto di derivazione del segnale che abbiamo però corretto (curva b) tramite un algoritmo semplificato, ma sufficiente per i nostri scopi.

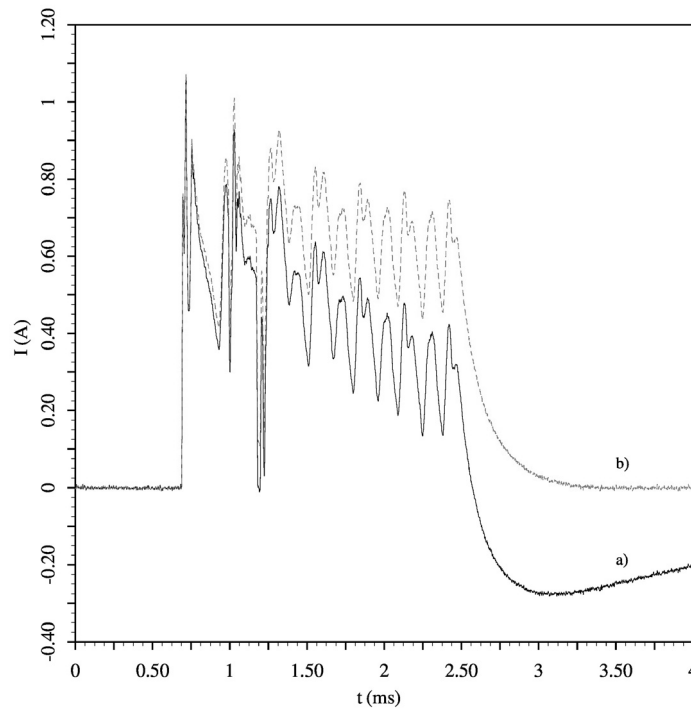


Figura 28. Corrente di uscita dell'alimentatore HV della scarica principale misurata con un toro di Rogowski: a) segnale misurato, b) segnale corretto tramite la (4.60). La capacità C_c vale $12 \mu\text{F}$.

Esistono modelli molto accurati e complessi del toro di Rogowski [26, 27], ma qui, per semplicità, ci limitiamo a supporre che il toro si comporti come un semplice circuito derivatore di tipo RL . Supponiamo, cioè, di voler ricostruire la tensione di ingresso $V_i(t)$ al nostro RL , che pensiamo proporzionale alla corrente da misurare, conoscendo la tensione di uscita $V_o(t)$ ai capi dell'induttanza L .

L'equazione del nostro derivatore è allora:

$$V_i(t) = RI_{RL} + L \frac{dI_{RL}}{dt}, \quad (4.58)$$

avendo indicato con I_{RL} la corrente che scorre nel derivatore. Essendo la tensione misurata V_o data da:

$$V_o(t) = L \frac{dI_{RL}}{dt}, \quad (4.59)$$

si ottiene subito:

$$V_i(t) = V_o(t) + \frac{1}{\tau} \int_0^t V_o(t') dt', \quad (4.60)$$

dove:

$$\tau = \frac{L}{R}. \quad (4.61)$$

Sapendo che la corrente in uscita all'alimentatore deve annullarsi quando la tensione sul carico capacitivo ha raggiunto il valore desiderato, si è ricercato numericamente il valore di τ che, tramite la (4.60), porta ad annullarsi la V_i , ovvero la corrente misurata, a fine carica. Si ottiene: $\tau \simeq 2.5$ ms ed il risultato della (4.60) è riportato sempre in Fig. 28 (curva b). Come si vede la correzione fornisce un risultato accettabile: l'ampiezza degli impulsi di corrente anche sperimentalmente decresce, come già visto numericamente, al crescere della tensione raggiunta sul carico capacitivo. Si deve comunque tenere presente che sia il rumore sui segnali, sia il semplificato modello utilizzato, limitano l'applicabilità di questa tecnica di correzione del segnale a tempi brevi, dell'ordine di τ .

In Fig. 29 si riporta la corrente di uscita dell'alimentatore (corretta tramite la (4.60)) e la tensione di carica di C_2 ¹⁵ (vedi anche Fig. 14).

Come detto in precedenza, la salita della tensione è, comunque, quasi lineare. Dalla differenza tra il valore di partenza della tensione, prima che il thyatron della scarica principale vada in conduzione portando quasi a zero in breve tempo la tensione su C_2 , rispetto al valore finale, dopo la salita, ci si rende conto che la stabilità di tensione di carica di C_2 è insufficiente per garantire una riproducibilità degli impulsi di radiazione EUV emessi dalla DPP entro qualche per cento di fluttuazione.

Per ridurre questa instabilità, ovvero per ridurre ΔV , fissata la tensione sul carico e la capacità del modulatore $C_2 = 100$ nF, come previsto con la simulazione numerica del circuito, si è reso necessario intervenire sulla parte HV, immersa in olio, dell'alimentatore della scarica principale, riducendo il valore di C_c in base alla (4.57). Un buon compromesso tra la stabilità alla tensione di lavoro

¹⁵ Il partitore di tensione ad alta impedenza (100 M Ω) utilizzato per misurare la tensione su C_2 ha un'impedenza di uscita di 10 k Ω , essendo stato realizzato per rilevare segnali molto lenti o tensioni continue. La mancanza di adattamento (50 Ω) al cavo ed all'oscilloscopio, impedisce di avere le componenti ad alta frequenza del segnale, quindi i "gradini" corrispondenti agli impulsi di corrente non sono visibili sulla curva di salita della tensione, che appare quindi "liscia".

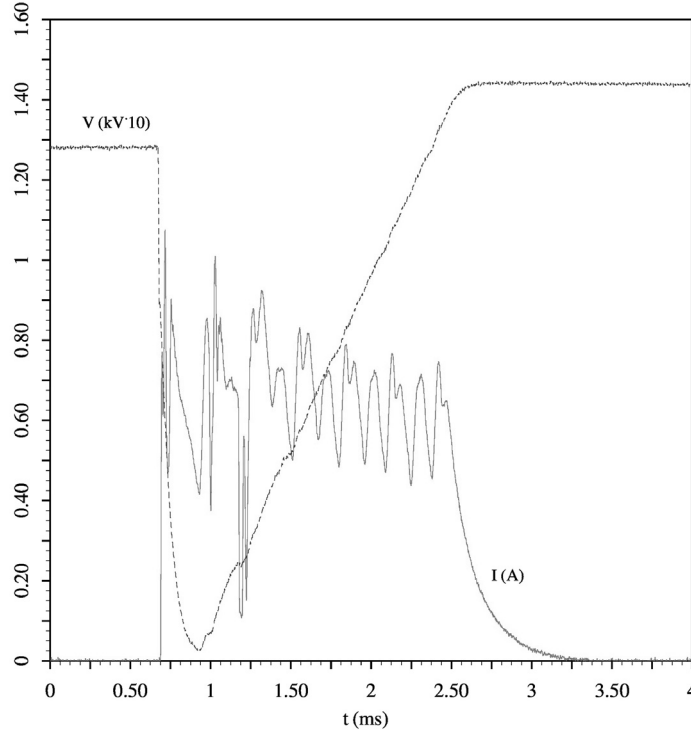


Figura 29. Corrente di uscita dell'alimentatore HV della scarica principale (corretta tramite la (4.60)) e corrispondente tensione di carica di C_2 , per $C_c = 12 \mu\text{F}$.

(15 – 16 kV) ed il tempo di carica di C_2 è stato ottenuto dimezzando il valore di C_c , passando cioè da 12 a $6 \mu\text{F}$, scollegando alcuni dei condensatori che formano C_c (vedi Fig. 22).

Riducendo il valore della capacità C_c l'ampiezza degli impulsi di corrente in uscita all'alimentatore si è naturalmente ridotta, così come l'ampiezza dei gradini di ricarica e la stabilità di tensione su C_2 è migliorata notevolmente.

Per avere un'idea dell'andamento dell'ampiezza del “gradino” di tensione su $C_2 = 100 \text{ nF}$ per diverse tensioni raggiunte sul carico con $C_c = 6 \mu\text{F}$, in Tab. 5 abbiamo riportato alcuni valori di ΔV misurati a diverse tensioni $\bar{V}_L$. Per confronto, in Tab. 5 si è riportato anche il corrispondente valore ΔV_{sim} ottenuto con la simulazione numerica basata sul sistema (4.39), ottimizzato per questa situazione: $C_c = 6 \mu\text{F}$, $R_p = 3.45 \text{ Ohm}$.

In Fig. 30 si riporta, analogamente alla Fig. 29, la corrente di uscita dell'alimentatore della scarica principale (corretta tramite la (4.60)) e la tensione su C_2 (vedi nota 15 a pag. 75) dopo il dimezzamento di C_c .

$\bar{V}_L$ (kV)	f (kV ²)	ΔV (kV)	$\frac{\Delta V}{\bar{V}_L}$ (%)	ΔV_{sim} (kV)
4.2	0.051	0.72	17.3	0.80
8.2	0.095	0.69	8.5	0.72
16.3	0.155	0.57	3.5	0.57

Tabella 5. Valori misurati dell'ampiezza dell'incremento di tensione ΔV su $C_2 = 100$ nF prodotti dall'alimentatore della scarica principale della DPP con $C_c = 6$ μ F. La seconda colonna riporta i valori, dedotti dalle misure, della funzione $f(\bar{V}_L)$ presente nelle (4.56,4.57). La colonna di destra mostra, per confronto, l'ampiezza del gradino di tensione ΔV_{sim} ottenuto tramite la simulazione numerica basata sul sistema (4.39), avendo posto $R_p = 3.45$ Ohm, valore per il quale ΔV_{sim} coincide con ΔV sperimentale alla tensione $\bar{V}_L \simeq 16$ kV.

L'aumento del numero di impulsi necessari per portare la tensione su C_2 al valore richiesto è evidente. Conseguentemente la durata del tempo di ricarica di C_2 risulta maggiore, dato che la frequenza di commutazione degli SCR è rimasta invariata. In compenso ora l'incertezza sulla tensione finale risulta praticamente dimezzata. Confrontando questa sequenza di impulsi di corrente emessi dall'alimentatore e la corrispondente rampa di salita della tensione su C_2 con la sequenza teorica riportata in Fig. 27, durante i primi 3 ms, durata della sequenza sperimentale, si nota un ottimo accordo qualitativo, soprattutto se si tiene conto della deformazione del segnale sia del toro di Rogowski che del partitore di tensione non adattato (vedi nota 15 a pag. 75), per cui nelle forme d'onda sperimentali di Fig. 30 gli impulsi di corrente risultano smussati ed allargati temporalmente, mentre nella rampa di tensione i gradini risultano poco evidenti.

In Fig.31 riportiamo la tensione di carica di C_2 , mentre il thyatron della scarica principale è aperto, su tempi lunghi (10 s) prima dell'intervento di dimezzamento di C_c (curva a) e dopo tale intervento (curva b). La tensione ha un andamento a dente di sega. Ciascun dente è dato da un singolo "quanto" di carica emesso dall'alimentatore alla tensione di circa 15 kV. Il miglioramento della stabilità della tensione di carica di C_2 dopo l'intervento di riduzione di C_c è evidente. In ogni caso, anche quando la sorgente è in funzione, variazioni di tensione corrispondenti ad un singolo quanto di carica sono possibili, sia per una certa irriproducibilità del numero di impulsi che portano la tensione al punto di interrompere la sequenza di carica e sia per possibili disturbi elettrici come, ad esempio, quello visibile in Fig. 31 (a).

In Fig.32 viene mostrato l'andamento della tensione di picco (in valore assoluto) di carica del condensatore a glycol C_1 durante una sequenza di 40 colpi a 10 Hz, prima dell'intervento di dimezzamento di C_c (a) e dopo tale intervento

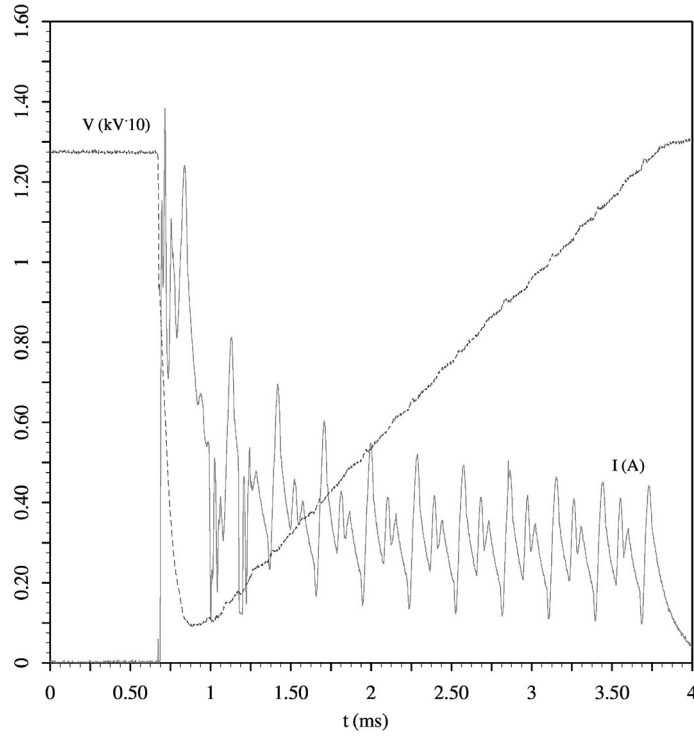


Figura 30. Corrente di uscita dell'alimentatore HV della scarica principale (corretta tramite la (4.60)) e corrispondente tensione di carica di C_2 , dopo l'intervento di dimezzamento della capacità C_c che ora vale $6 \mu\text{F}$.

(b). Anche in questo caso si vede come la riduzione di C_c abbia comportato dei notevoli miglioramenti, rendendo l'alimentatore della scarica principale sufficientemente stabile, consentendo quindi alla DPP di poter operare in modo corretto.

Nel seguito verranno illustrati i principali risultati sperimentali ottenuti con la DPP durante i primi mesi di funzionamento nei laboratori dell'ENEA di Frascati. In particolare esamineremo in un certo dettaglio le forme d'onda relative ai vari segnali di tensione e corrente. Inoltre analizzeremo alcune immagini ottenute su una particolare pellicola sensibile all'EUV e su cristalli commerciali di fluoruro di litio. Prima di questo, però, nel prossimo capitolo mostreremo gli andamenti temporali di alcune importanti variabili legate alla dinamica della sorgente, ottenuti tramite un semplice modello numerico che abbiamo sviluppato con l'intento di comprendere al meglio l'intero meccanismo alla base del funzionamento della DPP.

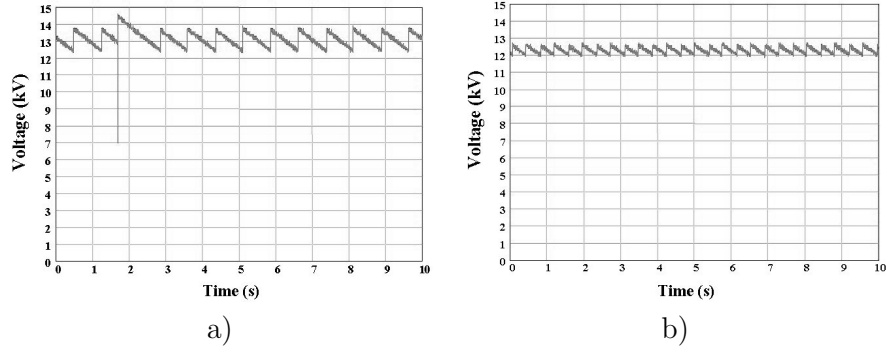


Figura 31. Tensione sul condensatore C_2 con il thyatron della scarica principale aperto (cioè senza far partire la carica risonante): (a) prima e (b) dopo l'intervento di riduzione della capacità C_c dell'alimentatore. Le risalite di ciascun dente di sega (1.2 kV in (a) e 0.6 kV in (b)) sono dovute a singoli “quantì” di carica, mentre le discese sono dovute alla resistenza di $100\text{ M}\Omega$ della sonda di tensione dell'alimentatore stesso.

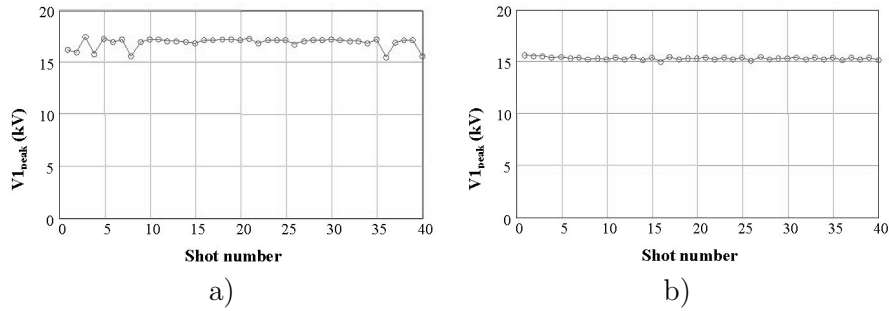


Figura 32. Tensione di picco raggiunta in C_1 a sorgente funzionante alla frequenza di 10 Hz: (a) prima e (b) dopo l'intervento di riduzione della capacità C_c dell'alimentatore della scarica principale. In (b) l'instabilità è di 0.1 kV r.m.s., pari allo 0.7% della tensione media.

5 Un modello semplificato di evoluzione dei parametri di scarica e del plasma

Senza alcuna pretesa di arrivare alla stesura di un codice numerico completo, contenente tutti i processi coinvolti nell'evoluzione della scarica e del plasma, abbiamo realizzato un modello semplificato capace di seguire l'andamento di pochi parametri fondamentali. Nonostante le notevoli approssimazioni introdotte, i risultati ottenuti sono in ragionevole accordo con quelli prodotti da codici di ben altro spessore e, soprattutto, con le evidenze sperimentali. Questo semplice modello può quindi rivelarsi di notevole aiuto nella comprensione e visualizzazione dei vari fenomeni coinvolti.

5.1 Simulazione della scarica principale

Se nella fase di preionizzazione era lecito, almeno in prima approssimazione, trascurare gli effetti prodotti dalla potenza dissipata dal plasma tramite radiazione di bremsstrahlung (W_{brem}) e di riga/ricombinazione (W_{rad}) sull'evoluzione della temperatura e sulla resistenza della colonna di plasma (vedi § 4.6), nella fase di scarica principale questa approssimazione non è più applicabile, dato che ora la temperatura dipende proprio dall'equilibrio tra la potenza irradiata e quella elettrica immessa nel plasma.

La potenza di radiazione emessa per bremsstrahlung per unità di volume può essere espressa come [9]:

$$w_{\text{brem}} = D_{\text{brem}} Z^2 n_e n_i \sqrt{T}, \quad (5.1)$$

che possiamo riscrivere nella forma:

$$w_{\text{brem}} = D_{\text{brem}} Z^3 n_i^2 \sqrt{T}, \quad (5.2)$$

dove, esprimendo la densità ionica n_i in unità MKS e la temperatura T in eV, la costante D_{brem} [9] vale:

$$D_{\text{brem}} \simeq 1.7 \cdot 10^{-38} \text{ W} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{eV}^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.3)$$

Ad esempio, supponendo di riempire il capillare con una pressione di 1 mbar a temperatura ambiente, risulta che la densità iniziale di atomi è:

$$n = \frac{P}{kT} = 2.4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}. \quad (5.4)$$

Al termine della fase di preionizzazione risulta $Z \simeq 1$, $n_i \simeq n$ e $T \simeq 1 \text{ eV}$. Dalla (5.2) si ha allora che la potenza di radiazione emessa per bremsstrahlung,

integrata sul volume del capillare, è pari a circa 0.7 W, due ordini di grandezza inferiore alla potenza elettrica (W_{ele}) immessa nel capillare:

$$W_{\text{ele}} = R_p I_p^2 \simeq 100 \text{ W}, \quad (5.5)$$

dove $R_p \simeq 0.3 \text{ Ohm}$ come risulta dal grafico di Fig. 19, mentre $I_p \simeq 20 \text{ A}$ come discusso nel § 4.6. Come vedremo in seguito, anche durante la scarica principale la potenza di bremsstrahlung rimane comunque molto bassa, quasi trascurabile rispetto a quella di riga/ricombinazione.

La potenza emessa per riga/ricombinazione, invece, non è semplicemente una funzione della temperatura del plasma. Per calcolarla è in genere necessario ricorrere a complessi codici numerici in grado di valutare l'andamento nel tempo e nello spazio della popolazione di ciascuno stato ionico nel plasma, per arrivare a quantificare i processi di emissione e riassorbimento di fotoni. Possiamo però ottenere una stima grossolana della potenza emessa per riga/ricombinazione sotto l'ipotesi di equilibrio corona¹⁶, ovvero [9] assumendo che la popolazione dei vari stati ionici abbia raggiunto una situazione di equilibrio determinata dalla temperatura del plasma. In tale ipotesi [9] la potenza emessa dal plasma per emissione di riga/ricombinazione per unità di volume è esprimibile nel seguente modo:

$$w_{\text{rad}} = n_e n_i f(T), \quad (5.6)$$

dove la funzione $f(T)$ è una caratteristica di ciascun elemento. Inoltre, sotto tale ipotesi di equilibrio, si ha che lo stato medio di carica Z degli ioni è una pura funzione della temperatura, $Z = Z(T)$ e che, quindi, la (5.6) può essere riscritta nel seguente modo:

$$w_{\text{rad}} = Z(T) n_i^2 f(T). \quad (5.7)$$

In letteratura, purtroppo, non è facile reperire dati quantitativi relativi alla funzione $f(T)$ per i vari elementi. In [9], ad esempio, viene riportato un grafico per il caso dell'ossigeno: $f(T)$ inizialmente aumenta molto rapidamente, raggiunge un valore massimo ($\hat{w}_{\text{rad}}$) in corrispondenza ad un valore della temperatura (T_{max}) e poi scende rapidamente, poiché per $T > T_{\text{max}}$ gli ioni vengono spogliati di tutti gli elettroni ad esclusione di quelli del primo livello atomico che, per eccitarsi ulteriormente, richiederebbero energie molto superiori a quelle che erano state sufficienti fino a quel punto. Come mostrato in Fig. 33, la funzione $f(T)$ per il caso dell'ossigeno, fino a temperature tre o quattro volte superiori a T_{max} , è ben approssimata dall'espressione:

$$f(T) \simeq \hat{w}_{\text{rad}} \left[\frac{T}{T_{\text{max}}} \exp \left(1 - \frac{T}{T_{\text{max}}} \right) \right]^\alpha \quad (5.8)$$

con $\hat{w}_{\text{rad}} \simeq 10^{-31} \text{ W} \cdot \text{m}^3$, $T_{\text{max}} \simeq 16 \text{ eV}$ ed $\alpha \simeq 4$.

¹⁶Questa condizione di equilibrio è tipica dei plasmi presenti nella corona esterna di varie stelle (come nel caso del sole) e proprio da questo deriva la sua denominazione.

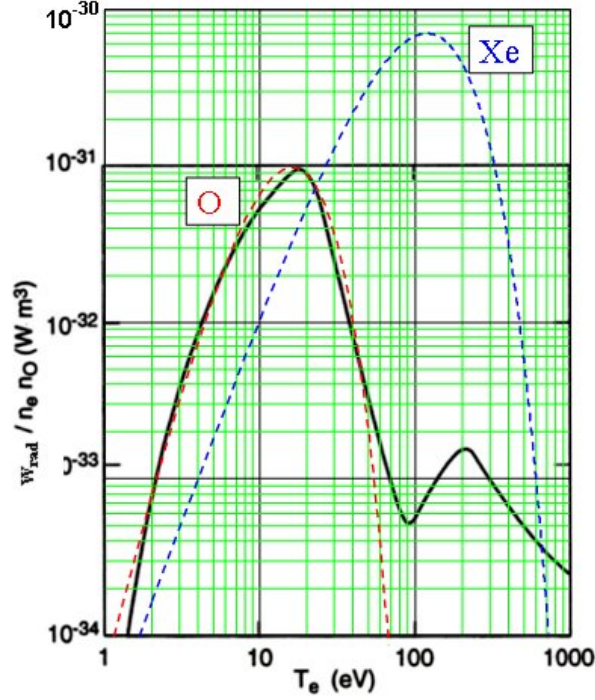


Figura 33. Potenza di radiazione per emissione di riga/ricombinazione, normalizzata al prodotto tra le densità elettronica e ionica, per l'ossigeno [9] (curva continua nera) e secondo la (5.8) con i parametri corrispondenti all'ossigeno ed allo xeno (rispettivamente curve tratteggiate rossa e blu).

Per lo xeno, in [28] si riporta il valore stimato teoricamente $\hat{w}_{\text{rad}} = 7 \cdot 10^{-31} \text{ W} \cdot \text{m}^3$ e $T_{\text{max}} = 118 \text{ eV}$. Inoltre viene riportato un valore sperimentale: $f(T = 10 \text{ eV}) = 10^{-32} \text{ W} \cdot \text{m}^3$. Assumendo che la funzione $f(T)$ per lo xeno sia simile a quella dell'ossigeno, cioè sia data dalla (5.8) con gli opportuni parametri, per tener conto di questo ultimo valore sperimentale [28] dobbiamo imporre, però, che sia $\alpha \simeq 2.7$. In tale ipotesi si ha dunque che la $f(T)$ per lo xeno è quella riportata in Fig. 33 come curva tratteggiata blu.

La funzione $Z(T)$ per lo xeno è riportata in un grafico in [10]. Questo grafico è, in prima approssimazione, rappresentabile con la funzione:

$$Z(T) \simeq 2.5 \cdot T^{0.4}. \quad (5.9)$$

Inserendo questa funzione nelle equazioni (5.1-5.8) e moltiplicando w_{brem} e w_{rad} per il volume V_p della colonna di plasma, si possono ottenere le corrispondenti potenze totali, W_{brem} e W_{rad} .

Confrontando i valori ottenuti con una simulazione numerica [29] in cui viene considerato anche il riassorbimento della radiazione emessa da un plasma di xeno,

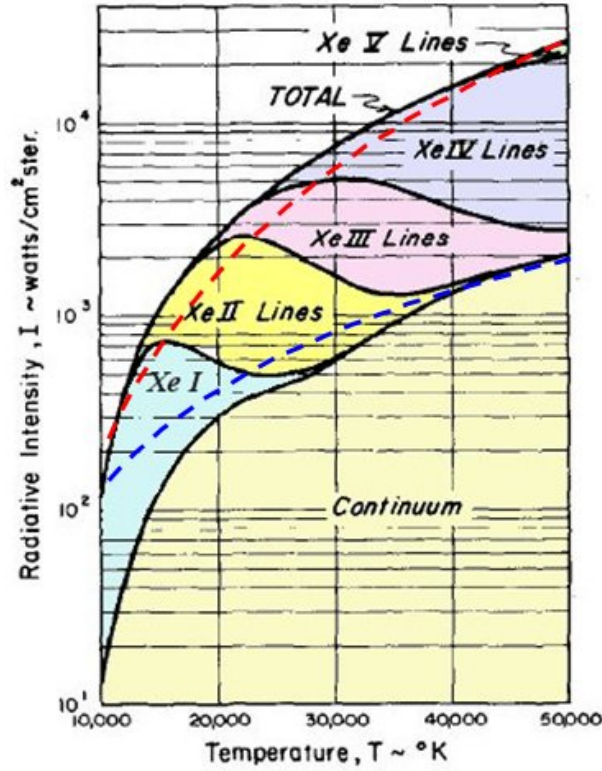


Figura 34. Potenza di radiazione per riga/ricombinazione e continuo di bremsstrahlung [29] simulato per una densità corrispondente alla pressione di 1 bar (alla temperatura di 1 eV), per una lunghezza del capillare $L_{\text{cap}} = 1$ cm ed includendo gli effetti del riassorbimento da parte del plasma. Sovrapposte al grafico sono riportate W_{brem} e W_{rad} (curve tratteggiate rispettivamente blu e rosso) calcolati secondo le (5.1-5.8) dove i valori di potenza sono stati attenuati rispettivamente di un fattore 4 e 500.

limitata però ad un intervallo di temperature piuttosto basso ($T = 1 - 5$ eV) ed ad una pressione iniziale (per $T = 1$ eV) di 1 bar, ci si rende conto che la reale potenza W_{brem} e W_{rad} emessa dal plasma deve essere ridotta rispettivamente di circa un fattore 4 e 500 rispetto a quella prodotta dalle equazioni (5.1-5.8), come mostrato in Fig. 34. I fattori di riduzione introdotti sono necessari proprio per tener conto, da un punto di vista fenomenologico, della radiazione riassorbita dal plasma stesso.

Nei limiti di validità delle numerose semplificazioni ed approssimazioni introdotte, si può procedere ad una simulazione della scarica e dell'effetto pinch, integrando numericamente le equazioni che ne regolano l'evoluzione. Tali equazioni, sulla base di quanto discusso nei capitoli precedenti, possono essere riassunte

nel seguente sistema:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\frac{Q}{C_1} - R_p I}{L_1} \quad (5.10a)$$

$$\frac{dQ}{dt} = - \left(I + \frac{Q}{R_1 C_1} \right) \quad (5.10b)$$

$$S = \frac{\pi}{4} \Phi^2 \quad (5.10c)$$

$$\rho_e = B_{\text{res}} Z \frac{\ln(\Lambda)}{T^{\frac{3}{2}}} \quad (5.10d)$$

$$R_p = \rho_e \frac{L_{\text{cap}}}{S} \quad (5.10e)$$

$$Z \simeq 2.5 \cdot T^{0.4} \quad (5.10f)$$

$$J = \frac{I}{S} \quad (5.10g)$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{\pi \Phi} \quad (5.10h)$$

$$\rho = \frac{N_0 m}{L_{\text{cap}} S} \quad (5.10i)$$

$$P = \frac{N_0 (Z + 1) e T (\text{eV})}{L_{\text{cap}} S} \quad (5.10j)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{dt^2} = - \frac{2}{\rho} \left(J \cdot B + \left. \frac{dP}{dr} \right|_{\text{ext}} \right) \quad (5.10k)$$

$$\left. \frac{dP}{dr} \right|_{\text{ext}} = - \frac{8P}{\Phi} \quad (5.10l)$$

$$n_i = \frac{N_0}{L_{\text{cap}} S} \quad (5.10m)$$

$$W_{\text{brem}} = D_{\text{brem}} Z^3 n_i^2 \sqrt{T} L_{\text{cap}} S \quad (5.10n)$$

$$W_{\text{rad}} = Z n_i^2 \hat{w}_{\text{rad}} \left[\frac{T}{T_{\text{max}}} \exp \left(1 - \frac{T}{T_{\text{max}}} \right) \right]^{2.7} L_{\text{cap}} S \quad (5.10o)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_P} [R_p I^2 - (W_{\text{rad}} + W_{\text{brem}})] , \quad (5.10p)$$

dove Q è la carica contenuta nel condensatore a glycol C_1 ed ha, quindi, un valore iniziale $Q(0) = C_1 V_0$; I è la corrente nel capillare; $R_1 = 65 \text{ Ohm}$ è la resistenza parassita del condensatore C_1 , come già detto in precedenza (vedi Fig. 14); ρ_e è la resistività del plasma; ρ è la densità del plasma; N_0 è il numero totale di atomi nel plasma (per una pressione di riempimento $P_1 = 1 \text{ mbar}$ risulta $N_0 \simeq 1.2 \cdot 10^{15}$); e è il modulo della carica dell'elettrone (vedi Tab. 1 a pag. 9), presente nella (5.10j) al posto della costante di Boltzmann k poiché la temperatura T viene qui espressa in eV; m è la massa molecolare del gas, xeno in questo caso

(vedi Tab. 2 a pag. 11); $C_P = \frac{5}{2}kN_0$ è la capacità termica del gas a pressione costante (per $P_1 = 1 \text{ mbar}$ risulta $C_P = 5.9 \cdot 10^{-8} \text{ J/K}$); $\left. \frac{dP}{dr} \right|_{\text{ext}}$ rappresenta la derivata radiale della pressione calcolata al bordo esterno della colonna di plasma; $D_{\text{brem}} = 1.7 \cdot 10^{-38} \text{ W} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{eV}^{-\frac{1}{2}}$ è la costante di emissione per bremsstrahlung dei plasmi ed infine W_{brem} e W_{rad} sono rispettivamente la potenza totale emessa dal plasma per bremsstrahlung e per emissione di riga/ricombinazione.

Le prime due equazioni del sistema sono quelle classiche di un circuito *RLC* in cui, nel nostro caso, si è aggiunto l'effetto della resistenza parassita del condensatore a glycol. L'equazione (5.10f) è qui indicata solo per completezza, ma nella simulazione è stata utilizzata una funzione $Z(T)$ per punti, ottenuta da una interpolazione dei dati ricavati dal grafico riportato in [10]. L'equazione (5.10k) corrisponde alla (2.9). Come già menzionato precedentemente, la (2.9) è valida in ogni punto della colonna di plasma, mentre la (5.10k) si riferisce al bordo della colonna, quindi l'accelerazione radiale a del plasma che consideriamo nella simulazione è solo quella al bordo, ovvero:

$$a = \frac{1}{2} \frac{d^2\Phi}{dt^2} \quad (5.11)$$

e così pure la derivata radiale della pressione viene calcolata al bordo della colonna. Per quanto riguarda il valore di tale derivata, eq. (5.10l), assumendo che la densità di corrente J sia uniforme e quindi data da:

$$J = \frac{I}{\pi \left(\frac{\Phi}{2}\right)^2}, \quad (5.12)$$

per la legge di Biot-Savart il campo magnetico, entro la colonna di plasma, risulta proporzionale alla distanza r dall'asse e, quindi, dalla (2.9) risulta che, a compressione ultimata $a\rho \ll \left| \frac{dP}{dr} \right|$ ed avendo assunto J uniforme, anche la derivata della pressione è proporzionale ad r . Questo significa che il profilo radiale della pressione è parabolico all'interno della colonna di plasma:

$$P(r) = P_0 \left[1 - \left(\frac{r}{\frac{\Phi}{2}} \right)^2 \right], \quad (5.13)$$

dove P_0 è la pressione in asse. Dalla (5.13) si ottiene che la pressione media $\bar{P}$ del plasma vale:

$$\bar{P} = \frac{P_0}{2} \quad (5.14)$$

e che la derivata al bordo è:

$$\left. \frac{dP}{dr} \right|_{\left(r = \frac{\Phi}{2}\right)} = \left. \frac{dP}{dr} \right|_{\text{ext}} = -4 \frac{P_0}{\Phi} \quad (5.15)$$

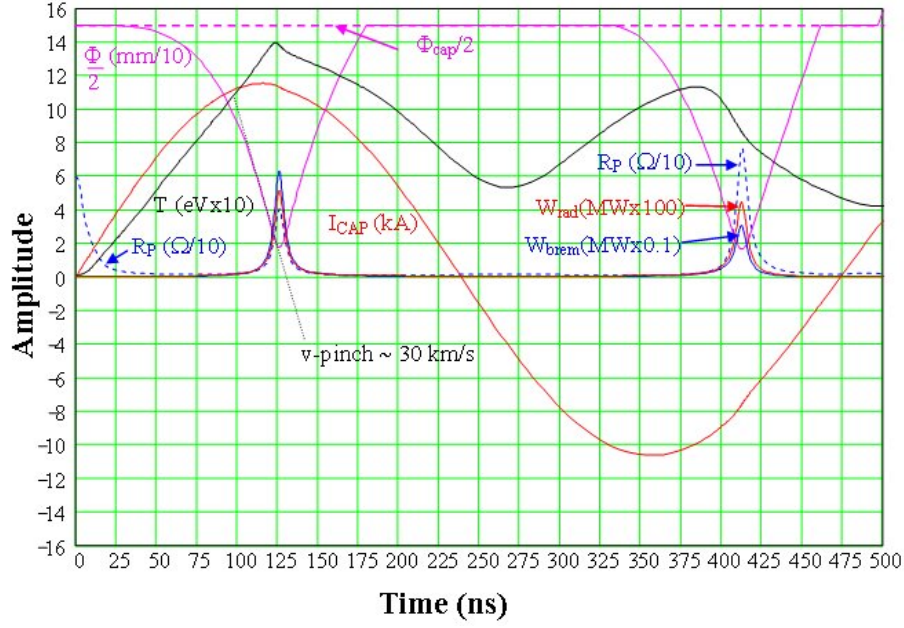


Figura 35. Evoluzione temporale dei parametri di scarica e del plasma secondo una simulazione numerica basata sulle equazioni (5.10a-5.10p), ottenuta per una pressione iniziale di xeno di 1 mbar, una tensione di carica del condensatore a glycol C_1 di 18 kV ed una temperatura iniziale del plasma di 1 eV.

da cui la (5.10l). In realtà, durante la fase di compressione il profilo radiale di pressione non è affatto parabolico, anzi: essendo l'accelerazione maggiore in periferia, si crea una sorta di “muro” periferico ad alta densità, detto “shock-wave”, che viaggia verso l'asse raccogliendo atomi ed aumentando ulteriormente la sua densità [28], ma questo fenomeno non inficia la correttezza della (5.10k) perché, durante la compressione, il termine di pressione $\left. \frac{dP}{dr} \right|_{\text{ext}}$ rimane trascurabile rispetto a quello dovuto all'accelerazione. Terminata la fase di compressione, il profilo della pressione tende a divenire parabolico e quindi la (5.10l) risulta corretta ed inserita nella (5.10k), trascurando ora il termine di accelerazione, corrisponde esattamente alla relazione di Bennet (2.3).

In Fig. 35 riportiamo i risultati della simulazione, ottenuti integrando numericamente il sistema di equazioni differenziali (5.10a-5.10p) utilizzando un algoritmo di Runge-Kutta al quarto ordine con passo adattivo [22] (implementato in FORTRAN su un PC con sistema operativo Linux), per una pressione iniziale di xeno di 1 mbar ed una tensione di carica di C_1 di 18 kV.

Come già accennato nel § 2.2, la bassa pressione iniziale fa sì che la temperatura possa raggiungere valori fino ad oltre 100 eV e conseguentemente la resistenza del plasma scenda velocemente a valori inferiori al decimo di Ohm. Al momento

della massima compressione, il diametro della colonna di plasma raggiunge un valore circa un ordine di grandezza inferiore a quello iniziale e questo provoca un rapido innalzamento della resistenza fino a circa 0.5 Ohm, facendo salire bruscamente anche la potenza elettrica che arriva a valori dell'ordine dei 50 MW. L'alta resistenza del plasma provoca anche un elevato prelievo di energia dal circuito RLC, che in quel momento è quasi esclusivamente contenuta nell'induttanza, generando una lieve “spalla” discendente sulla forma sinusoidale della corrente. Il valore della pressione media del plasma in questo momento, dato dalla (5.10j), è di circa 5 kbar. L'altissima densità raggiunta (inversamente proporzionale al quadrato del diametro) comporta anche un brusco innalzamento della potenza di radiazione W_{brem} e W_{rad} , entrambe proporzionali al quadrato della densità, come indicato dalle (5.2) e (5.7), fino a raggiungere valori prossimi a 500 MW ed 0.5 MW rispettivamente. Non è da stupirsi che per una decina di nanosecondi la potenza di radiazione superi quella elettrica: al culmine della compressione, infatti, nella colonna di plasma risulta accumulata molta dell'energia cinetica della shock-wave. Si noti, come indicato nel grafico, che poco prima del completamento della compressione il raggio della colonna scenda ad una velocità dell'ordine di decine di km/s. Malgrado le notevoli semplificazioni ed approssimazioni introdotte, tale velocità, il raggio minimo assunto dalla colonna e la temperatura massima raggiunta sono in buon accordo con quanto previsto da simulazioni rigorose come, ad esempio, quella riportata in [30].

Dalla nostra simulazione risulta che anche durante la semi-onda negativa di corrente avvenga di nuovo l'effetto pinch. In realtà questa previsione potrebbe venir vanificata da eventuali disuniformità della colonna di plasma prodotte dall'effetto pinch precedente. Come vedremo in seguito, comunque, sperimentalmente si osserva emissione EUV anche sulla seconda e terza semionda della corrente di scarica, confermando, almeno in parte, le previsioni di questo semplice modello di evoluzione.

5.2 Simulazione della fase di preionizzazione

Durante la fase di preionizzazione il condensatore C_3 viene fatto scaricare nel tubo capillare tramite la resistenza R_4 (vedi Fig. 14). Oltre alla stima grossolana dell'evoluzione della temperatura e resistenza del plasma fatta nel capitolo 4 e riassunta in Fig. 19, ottenuta assumendo uno stato di ionizzazione Z costante ed una corrente costante di 20 A, possiamo ora ottenere una stima più accurata utilizzando l'insieme di equazioni viste nel precedente paragrafo, modificando le equazioni corrispondenti al circuito di scarica, cioè le (5.10a, 5.10b), che ora, trascurando l'effetto dell'induttanza L_1 , sono sostituite da:

$$\frac{dQ}{dt} = -I = -\frac{Q}{C_3(R_p + R_4)} \quad (5.16)$$

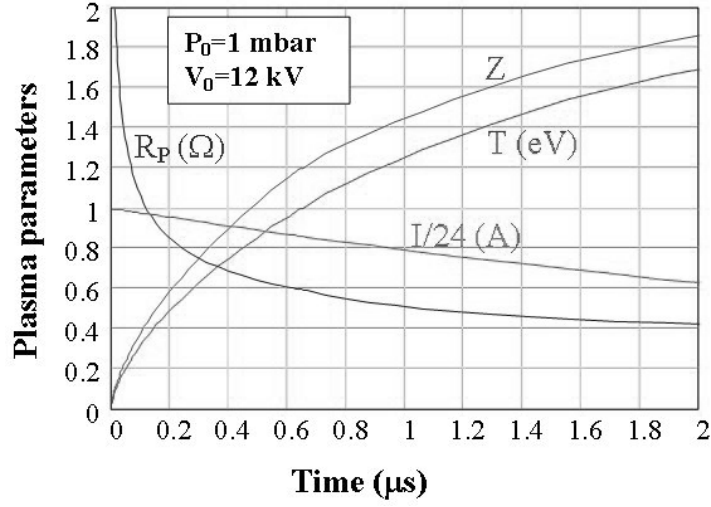


Figura 36. Evoluzione temporale della temperatura e della resistenza del plasma durante la fase di preionizzazione, secondo una simulazione numerica basata sulle equazioni (5.16, 5.10c-5.10p), per una tensione di carica del condensatore C_3 di 12 kV ed una pressione di riempimento del capillare di 1 mbar di xeno. In questo caso, da confrontarsi con quello di Fig. 19, si riportano anche lo stato di ionizzazione e la corrente, che nel caso di Fig. 19 erano costanti.

dove la carica iniziale Q_0 nel condensatore C_3 è $Q_0 = C_3 V_0$, con $V_0 = 12$ kV. Ovviamente in questo caso il diametro Φ della colonna di plasma rimane costante, essendo la corrente insufficiente a comprimere il gas. Il risultato, riassunto in Fig. 36, è in buon accordo con quanto avevamo previsto in modo molto approssimato nel § 4.6.

6 Risultati sperimentali

6.1 Caratterizzazione degli impulsi elettrici e dell'emissione EUV per diverse condizioni sperimentali

Al fine di poter caratterizzare il comportamento della DPP, essa è stata equipaggiata di varie diagnostiche:

- è stato aggiunto un partitore di tensione con fattore di attenuazione pari a 10000, impedenza di ingresso $\simeq 100\text{ M}\Omega$ ed impedenza di uscita $\simeq 10\text{ k}\Omega$, per poter misurare la tensione V_2 a cui l'alimentatore¹⁷ HV della scarica principale (un generatore di corrente, vedi § 4.8) carica il condensatore C_2 da 100 nF ;
- sono stati installati tre partitori di tensione con fattore di attenuazione $\simeq 1000$, impedenza di ingresso $\simeq 10\text{ k}\Omega$ e impedenza di uscita di $50\text{ }\Omega$, per poter leggere in alta frequenza la tensione V_1 sul condensatore a glycol C_1 , quella V_{cap} sull'elettrodo HV del capillare e la tensione V_{cil} sul cappellotto metallico cilindrico di ritorno della corrente di scarica, già menzionato nella descrizione di Fig. 5;
- un toro di Rogowski per elevata corrente della EEV, con una risposta nominale di 5 mV/A (quando chiuso su $50\text{ }\Omega$) posto attorno al capillare, internamente al cappellotto di ritorno della corrente, consente di rilevare la corrente I_{cap} di scarica nel capillare;
- un rivelatore di radiazione EUV di tipo PIN-diode della IRD Inc., della serie “absolute AXUV diode” [31], con tempo di salita di 1 ns , posto nella camera da vuoto ad una distanza di circa 50 cm dalla sorgente, filtrato con una membrana di zirconio, consente di rilevare selettivamente la radiazione EUV emessa nell'intervallo di energia dei fotoni $h\nu = 60 - 220\text{ eV}$.

Il PIN-diode, alimentato ad una tensione di -24 V , viene connesso ad un oscilloscopio che presenta una resistenza di ingresso di $50\text{ }\Omega$, come indicato in Fig. 37: il condensatore da $10.6\text{ }\mu\text{F}$ svolge la doppia funzione di disaccoppiare l'oscilloscopio dalla tensione continua di alimentazione del PIN-diode e, essendo mantenuto carico, di fornire la necessaria corrente durante il breve impulso di radiazione. La carica Q_{PIN} raccolta dal diodo, che come vedremo in seguito consente di stimare l'energia prodotta dalla sorgente nel range spettrale di trasparenza dello zirconio, si ottiene integrando nel tempo il segnale di tensione $V_{\text{PIN}}(t)$ prodotto dal diodo e dividendo poi il risultato per $50\text{ }\Omega$ dell'oscilloscopio.

¹⁷Nello schema di Fig. 21, per semplicità, abbiamo supposto che l'elettronica di controllo dell'alimentatore HV ricevesse il valore della tensione in uscita tramite il nostro probe ad alta

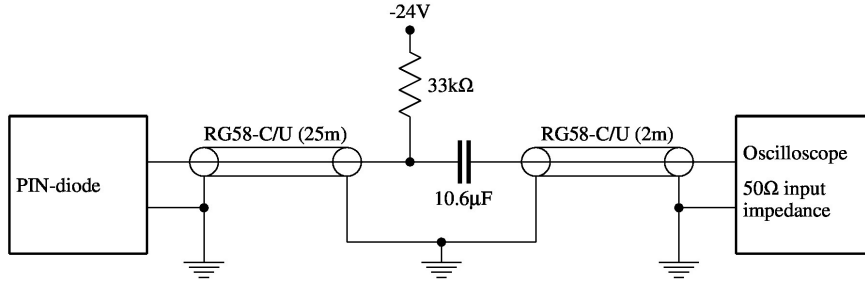


Figura 37. Schema elettrico di connessione del rivelatore di tipo PIN-diode della radiazione EUV.

L'inserimento di un probe di tensione sul capellotto di ritorno di massa è stato suggerito dall'osservazione di scariche superficiali sul disco di isolamento (vedi Fig. 5) inserito tra il capellotto e la camera da vuoto, durante le prime sperimentazioni dopo l'installazione a Frascati della DPP. Tali scariche, subito eliminate aumentando il percorso sull'isolante, hanno generato l'esigenza di comprenderne la ragione e determinarne il comportamento, misurando, in varie condizioni, l'andamento dell'inattesa tensione sul capellotto di ritorno a massa.

In Fig. 38 si riportano i segnali di tensione sul capillare (V_{cap}) e sul condensatore a glycol (V_1), il segnale di corrente di scarica nel capillare fornito dal toro di Rogowski (I_{cap}) ed il segnale proveniente dal PIN-diode (V_{PIN}). La lunghezza dei cavi di tutti i rivelatori di segnale è stata regolata in modo da garantire la corretta mutua relazione di fase. I quattro segnali sono stati acquisiti simultaneamente con un oscilloscopio Tektronix DSA a quattro canali, avente una banda di 500 MHz.

Come mostrato in Fig. 38, in seguito alla chiusura del thyatron di preionizzazione viene applicata una tensione di preionizzazione sul capillare di oltre 10 kV che, in circa 200 ns, provoca il break-down nel gas contenuto nel capillare stesso. A questo punto può quindi iniziare a fluire una corrente di preionizzazione (10 – 20 A) limitata da R_4 , come mostrato in Fig. 14. La corrente di preionizzazione non è osservabile in Fig. 38 a causa della scala usata per riportare la corrente della scarica principale, tre ordini di grandezza maggiore. Circa 0.5 μs dopo la chiusura del thyatron di preionizzazione, viene chiuso anche il thyatron della scarica principale ed inizia la salita di carica risonante della tensione sul condensatore a glycol C_1 . Contemporaneamente, entra l'impulso di trigger nella linea di ritardo (vedi Fig. 14). Quasi un microsecondo dopo, quindi dopo una

impedenza. In realtà, l'alimentatore sfrutta un partitore di tensione, inaccessibile all'utente, composta da una resistenza da 600 M Ω e dall'impedenza di ingresso dell'elettronica di controllo.

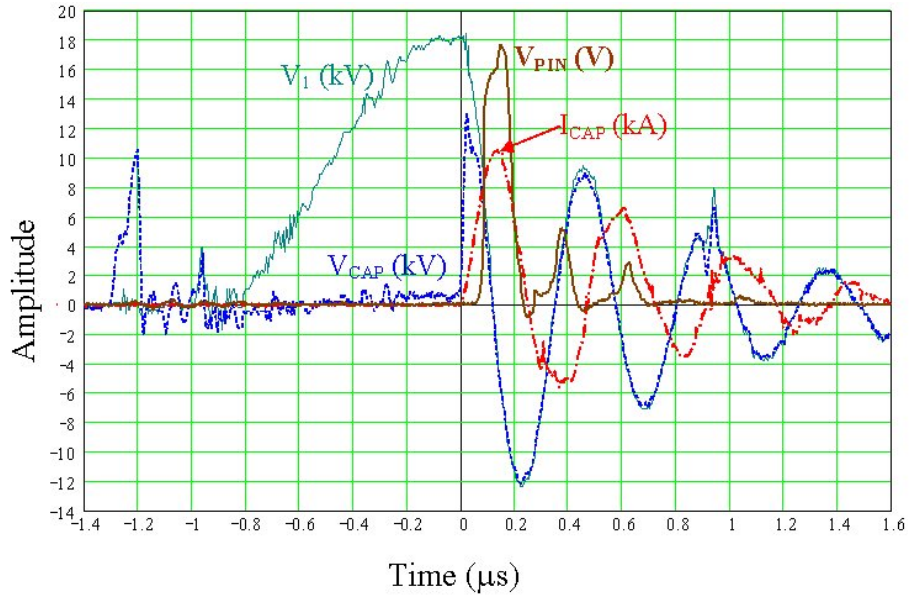


Figura 38. Segnali di tensione V_{cap} e V_1 rispettivamente sul capillare e sul condensatore a glycol C_1 (invertiti di segno per convenienza di interpretazione), segnale I_{cap} della corrente di scarica nel capillare fornito dal toro di Rogowski e segnale di tensione V_{PIN} proveniente dal PIN-diode con filtro di zirconio da $0.15 \mu\text{m}$ di spessore. Si è iniettato xeno con una pressione P_u a monte dell'ugello pari a 2.7 bar assoluti, corrispondenti ad un flusso di circa 13 sccm (vedi Fig.7), la tensione di carica di C_2 è $V_2 \simeq 15 \text{ kV}$, quella di carica del condensatore C_3 di preionizzazione è $V_3 \simeq 14 \text{ kV}$, il tempo di anticipo della preionizzazione rispetto all'inizio della scarica principale è $t_{\text{PRE}} \simeq 1.3 \mu\text{s}$.

durata di preionizzazione $t_{\text{PRE}} \simeq 1.3 \mu\text{s}$, la tensione su C_1 raggiunge il massimo e, simultaneamente, l'impulso di trigger, arrivato in fondo alla linea di ritardo, manda in conduzione la spark-gap. In questo istante inizia la corrente oscillante di scarica principale con un periodo di 480 ns e 10 – 11 kA di picco, come già menzionato precedentemente. Durante questa fase, ovviamente, la tensione sul capillare (V_{cap}) e quella sul condensatore a glycol (V_1) sono pressoché coincidenti, dato che la resistenza della spark-gap è trascurabile rispetto a quella della scarica nel capillare. Come si può notare, il valore massimo della tensione V_1 di carica del condensatore a glycol è circa 1.2 volte superiore alla tensione di carica di C_2 usata in questo esempio, un fattore di aumento in buon accordo con quanto discusso nel § 4.5, in presenza della resistenza parassita R_1 da 65 Ω e del condensatore C_4 in serie all'impedenza del cavo di trigger della spark-gap (vedi Fig. 14).

Il segnale V_{PIN} di emissione di radiazione EUV nel range spettrale di trasmissione dello zirconio, inizia circa 60 ns dopo l'inizio della corrente di scarica, quando quest'ultima è già a metà della sua salita. V_{PIN} evolve nel tempo in modo piuttosto squadrato, simile ad una supergaussiana di ordine elevato, ad eccezione di un piccolo picco di emissione al termine della fase piatta superiore, poco dopo che la corrente ha superato il suo massimo. Se si confronta l'evoluzione temporale del segnale del PIN-diode con quella del diametro della colonna di plasma previsto nella simulazione di Fig. 35, si nota che l'inizio del segnale del PIN-diode ed il picchetto finale di emissione coincidono rispettivamente con il momento in cui l'effetto pinch inizia (al 10% circa) e quello in cui raggiunge il suo massimo, quando il diametro del plasma si è ridotto di circa 10 volte rispetto al valore di partenza. La fase di rapida salita del segnale del PIN-diode non solo coincide con quella di massima accelerazione della colonna verso il suo asse, ma anche con quella in cui compare la massima tensione (circa 1 kV) sul cappellotto di ritorno della corrente di scarica, come mostrato in Fig. 39.

Se si riduce di circa un fattore 3 la pressione iniziale del gas, cioè se si scende ad un flusso di xeno di circa 4 sccm anziché di 13 sccm, come mostrato in Fig. 40, allora la compressione radiale è, ovviamente, tre volte più rapida (5.10k), il picchetto finale del segnale del PIN-diode anticipa di circa 60 ns, portandosi nella fase iniziale della supergaussiana, ora molto meno squadrata, del segnale del PIN-diode stesso, mentre la tensione sul cappellotto non solo anticipa il suo massimo della stessa quantità (60 ns), ma si innalza di circa un fattore 5, con tempi di salita e discesa inferiori a 10 ns. L'anticipo ed incremento della compressione radiale del plasma ha conseguentemente anche anticipato ed incrementato la depressione sulla forma d'onda di corrente, il cui massimo ora, rispetto a quello di Fig. 39, è, a parità di condizioni di alimentazione, ridotto del 10% circa. Quest'ultimo valore di flusso, pur essendo interessante per il rapido evolversi dell'effetto pinch, non è ottimale per l'emissione di radiazione EUV che risulta ridotta. In questo consiste, appunto, la “ricerca sperimentale” del miglior compromesso tra compressione ed emissione di cui si era detto a pag. 14. Nella figura si nota anche che per basse tensioni di preionizzazione (appena 10.5 kV in questo caso)

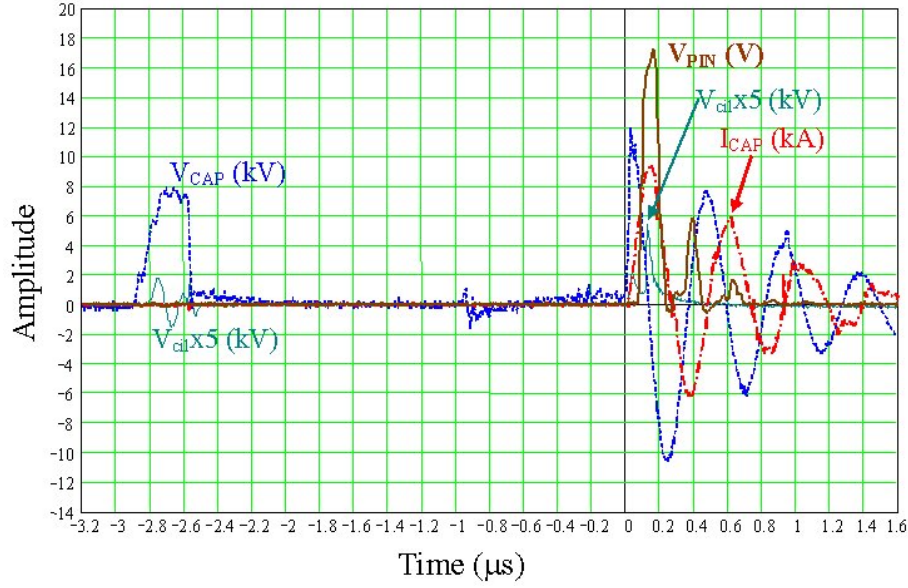


Figura 39. Analoga a Fig. 38, ma in questo caso è stata acquisita la tensione V_{cil} sul cappellotto cilindrico di ritorno della corrente di scarica, anziché la tensione sul condensatore a glycol. Per motivi di visualizzazione V_{cil} è stata moltiplicata per 5. In questo esempio $V_2 \simeq 12.7 \text{ kV}$, $V_3 \simeq 10.5 \text{ kV}$ e $t_{PRE} \simeq 2.9 \mu\text{s}$.

possono essere necessari tempi di svariate centinaia di ns (fino ad oltre $1 \mu\text{s}$ come mostrato in Fig. 39) prima che si inneschi il break-down nel capillare. L'innalzamento di questa tensione a circa 15 kV , come nel caso di Fig. 38, garantisce un innesco molto più rapido (poche centinaia di nanosecondi) il che consente di ridurre il tempo t_{PRE} di anticipo del trigger al circuito di preionizzazione rispetto alla scarica principale.

Per evitare possibili scariche a monte dell'ugello ed in particolare nelle guarnizioni della celletta di PVC (come precedentemente spiegato nel § 3.3) è preferibile non scendere a pressioni di iniezione del gas significativamente inferiori ad un bar. In ogni caso possiamo ridurre ulteriormente la densità del gas, incrementando quindi ulteriormente l'accelerazione radiale dell'effetto pinch, usando gas più leggeri dello xeno, come ad esempio l'azoto, che ha una massa atomica circa 9 volte minore di quella dello xeno (vedi Tab. 2 a pag. 11). Infatti, con l'azoto, si nota un ulteriore anticipo del segnale del PIN-diode e della tensione sul cappellotto: per entrambi ora l'inizio è pressoché coincidente con quello della corrente di scarica e V_{cil} si innalza fino a superare i 10 kV con un picco molto stretto, come mostrato in Fig. 41. Anche in questo caso l'anticipo ed incremento della compressione della colonna di plasma ha ulteriormente anticipato ed incrementato la depressione sulla forma d'onda della corrente, che ora avviene durante la fase di salita della corrente stessa, il cui massimo ora, rispetto a quello di Fig. 38 è, a parità

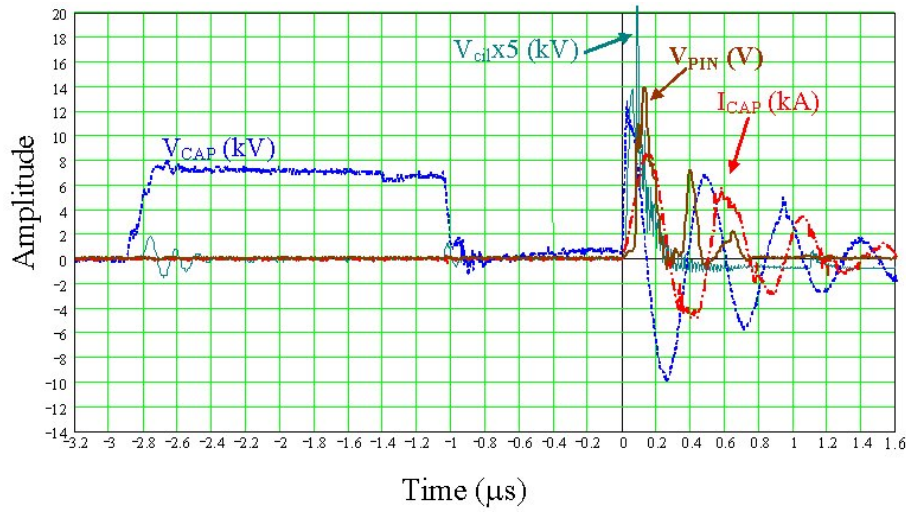


Figura 40. Analoga a Fig. 39, ma ottenuta per una pressione a monte dell'ugello $P_u = 0.9$ bar (anziché 2.7 bar), con un conseguente valore di flusso di xeno di circa 4 sccm (vedi Fig. 7) ed una pressione in ingresso al capillare che, in base alla (2.38), vale $P_1 \simeq 0.35$ mbar ovvero circa 0.5 volte quella di Fig. 38 e Fig. 39. Anche qui, come per Fig. 39, per una migliore visualizzazione la tensione V_{cil} è stata moltiplicata per 5.

di condizioni di alimentazione, ridotto del 20% circa. È da notare inoltre che la tensione di break-down per l'azoto è così bassa che essa è stata raggiunta ancor prima che la tensione sul capillare potesse salire fino a poche centinaia di Volt, mentre durante la scarica principale la compressione è stata così rapida da far sì che l'emissione di radiazione EUV inizi simultaneamente alla forma d'onda della corrente e con un doppio impulso, dimostrando che l'effetto pinch è avvenuto due volte nell'ambito di un'unica oscillazione della corrente.

La formazione di impulsi di tensione così elevata e di segno positivo sul cappellotto di ritorno della corrente, malgrado esso sia collegato a massa tramite l'armatura esterna del condensatore cilindrico a glycol C_1 , non è di facile interpretazione, se si tiene anche presente che il condensatore C_1 viene caricato ad una tensione negativa. Una possibile spiegazione può essere ottenuta immaginando che l'induttanza L_1 del circuito di scarica, discussa nel § 3.1, non sia concentrata nel capillare, ma sia distribuita, diciamo al 50% circa, tra il percorso di andata della corrente (ovvero la spark-gap, il tubo metallico che costituisce l'elettrodo HV e la colonna di plasma) e quello di ritorno verso massa, cioè il cappellotto stesso. Questo significa che l'induttanza L_1 (vedi anche Fig. 14) la supponiamo divisa in due parti: una a monte ed una a valle del capillare. Con questa schematizzazione la tensione V_{cil} è la tensione misurata ai capi della frazione di L_1 a valle del capillare. In un tale schema si ha allora che nel momento in cui il diametro

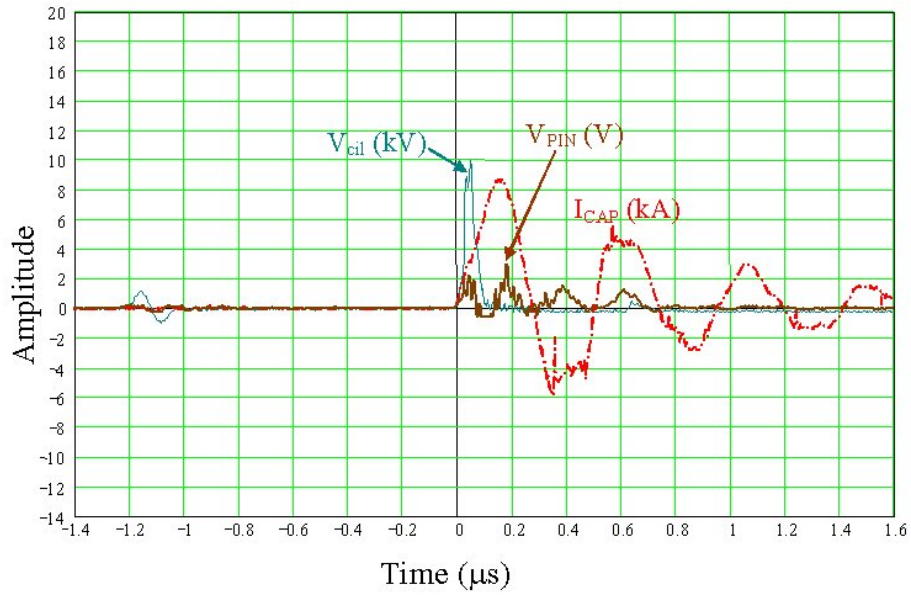


Figura 41. Analoga a Fig. 40, ma in questo caso viene utilizzato azoto anziché xeno. La pressione a monte dell'ugello è $P_u \simeq 1$ bar, Il flusso di azoto, secondo la (3.11) è di circa 10 sccm e la pressione P_1 all'ingresso del capillare, in base alla (2.38), è $P_1 \simeq 0.46$ mbar. La densità iniziale del gas risulta quindi quasi 4 volte minore di quella relativa a Fig. 40, ovvero circa 7 volte minore di quella relativa a Fig. 38 e Fig. 39. Le condizioni di alimentazione elettrica della sorgente sono identiche a quelle di Fig. 38.

della colonna di plasma e la sua resistenza elettrica subiscono rapide variazioni, le induttanze del circuito potrebbero generare elevate tensioni, di segno opposto a quello di alimentazione, tali da opporsi alle variazioni di corrente provocate dalle variazioni di resistenza della scarica.

Simulando questa situazione con il già citato codice numerico circuitale SPICE (vedi nota 12 a pag. 49), ci si è resi conto che, per arrivare a valori di V_{cil} significativi, le variazioni di resistenza del plasma devono essere importanti, come peraltro ottenuto con la simulazione di § 5.1. Inoltre, sempre tramite SPICE, risulta praticamente impossibile che la forma d'onda della corrente non presenti modulazioni importanti ad alta frequenza, mentre le induttanze, la cui somma vale, lo ricordiamo, circa 115 nH, cercano di opporvisi.

Al fine di comprendere se il segnale misurato tramite il toro di Rogowski sia fedele alla reale forma della corrente di scarica, o se esso sia privato delle sue componenti a più alta frequenza, si è proceduto alla misura della risposta in frequenza del toro di Rogowski della EEV utilizzato. In Fig. 42 riportiamo la curva di risposta del toro misurata, però, in bassa corrente (circa 100 mA). Si noti che, anche se, come è noto, il toro è avvolto in aria o, comunque, su supporto non ferromagnetico, visti i cinque ordini di grandezza che separano la corrente di scarica (10 kA) da quella di misura della curva di risposta in frequenza, non escludiamo a priori la possibile esistenza di effetti secondari (diamagnetismo, correnti parassite indotte, capacità parassite ecc.) che possano modificare in minima parte la reale risposta del toro ad alte correnti. Inoltre, per dedurre un modello da utilizzare, ad esempio, in un algoritmo di filtraggio numerico, sarebbe stato necessario seguire la curva di risposta in maniera molto più accurata, operazione non banale con la strumentazione a disposizione e, forse, oltre i limiti di interesse di questo lavoro.

Escludendo una prima fase a bassa frequenza dove il toro si comporta praticamente come un derivatore, si ha un'ampia zona in cui la risposta è costante ed in ottimo accordo con quella nominale. Ad alte frequenze, però, come discusso in [27], la curva si complica: il toro presenta delle risonanze abbastanza complesse che impediscono di leggere correttamente componenti con frequenze elevate.

L'armonica fondamentale della corrente di scarica (circa 2.1 MHz) è ancora misurabile, anche se proprio al limite della zona a risposta piatta, ma il toro utilizzato non consente di seguire in modo semplice componenti a frequenze maggiori. Per misurare correttamente la forma d'onda della corrente di scarica si dovrebbe quindi poter disporre di un toro con caratteristiche diverse o, meglio ancora, realizzare un opportuno probe resistivo, magari a simmetria cilindrica, ma tale realizzazione verrà, eventualmente, eseguita in futuro. Pertanto, l'assenza di componenti ad alta frequenza sul segnale della corrente non deve stupire ed il modello "a doppia induttanza" non deve essere escluso a priori, anzi ne risulta rafforzato in un certo qual modo.

Tornando all'analisi dei segnali misurati durante il funzionamento della DPP, è da notare che per basse pressioni del gas di alimentazione (Fig. 40 e, soprattutto

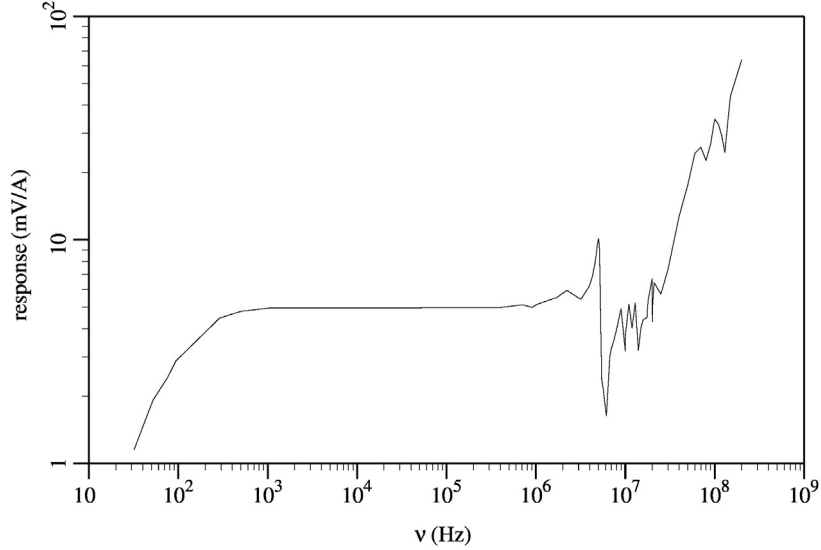


Figura 42. Risposta in frequenza del toro di Rogowski della EEV, avente una risposta nominale di 5 mV/A, utilizzato per misurare la corrente di scarica. La curva è stata ottenuta in bassa corrente (100 mA).

Fig. 41) sia la tensione sul cappellotto che il segnale del PIN-diode hanno delle oscillazioni ad elevata frequenza (circa 50 MHz): questo fenomeno potrebbe essere dovuto alle instabilità intrinseche dei plasm, che si possono generare lungo la colonna di plasma, come ad esempio le instabilità a “salsiccia” e che portano ad un andamento temporale a “dente di sega” dell’emissione di radiazione, della temperatura, della resistenza ecc.

Al termine di questa analisi delle condizioni sperimentali, si può concludere che per l’uso applicativo della DPP conviene porsi nelle condizioni di alimentazione elettrica e di flusso di gas indicate in Fig. 38, dove le instabilità a dente di sega sembrano assenti, la tensione sul cappellotto rimane bassa ($V_{cil} < 1$ kV) e la riproducibilità degli impulsi di radiazione EUV è molto buona, come vedremo nel prossimo paragrafo.

6.2 Stima dell’energia della radiazione EUV emessa dalla DPP e stabilità della sorgente

Lo spettro della radiazione EUV emessa dalla DPP nell’intervallo dove essa è più intensa, ovvero tra 10 e 20 nm di lunghezza d’onda (pari a 62 – 124 eV di energia dei fotoni), è stato misurato in collaborazione con l’Università di Dublino (che ha messo a disposizione anche lo spettrometro Jenoptic E-spec), mentre la

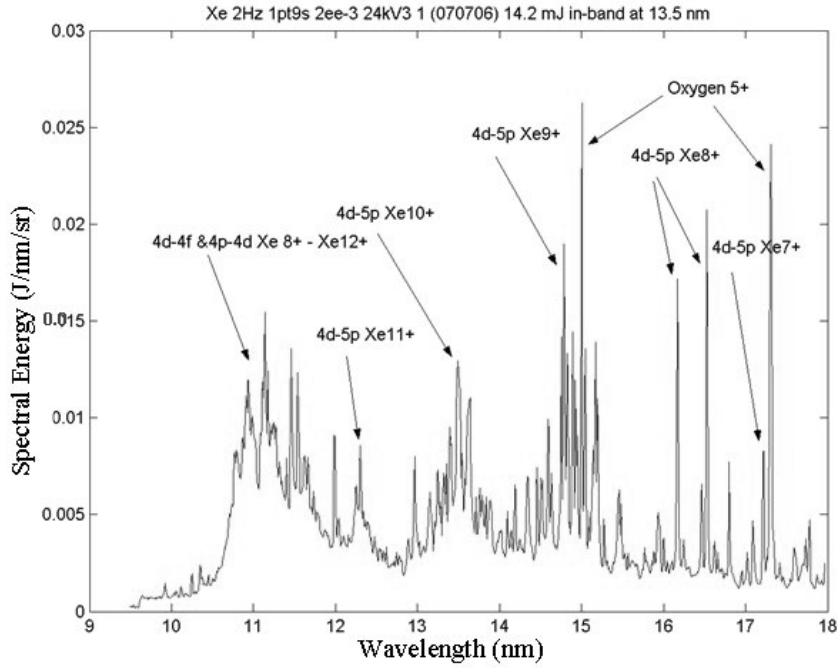


Figura 43. Spettro della sorgente rilevato all'Aquila [1] con uno spettrometro Genoptic per EUV.

sorgente si trovava ancora all'Aquila [1]. Per completezza lo riportiamo anche qui in Fig. 43.

Come già menzionato, dall'integrale del segnale del PIN-diode è possibile stimare l'energia prodotta dalla sorgente nel range spettrale di trasmissione del filtro di zirconio posto avanti al PIN-diode. La curva di trasmissione del filtro di zirconio è qui riportata in Fig. 44, secondo i dati di [11]. Come si evince dalla figura, lo spettro di trasmissione dello zirconio comprende perfettamente quello di emissione della sorgente a xeno, rappresentato dalla fascia colorata in figura.

La trasmissione media del filtro nella regione dello spettro di emissione dello xeno è: $\bar{T}_{Zr} \simeq 58\%$.

Il filtro di zirconio utilizzato, della ditta Americana Luxel Inc., è sorretto da una griglia di sottili fili di nickel aventi un diametro pari ad un decimo del passo (circa $360\mu\text{m}$) della griglia stessa. Quindi la trasmissione geometrica della griglia è: $T_g = (90\%)^2 = 81\%$, su un'area molto maggiore di quella di un singolo quadratino libero da fili, naturalmente.

I PIN-diode in genere sono efficienti sensori di radiazione dall'infrarosso fino ai raggi-X molli con energie di svariati keV. Per energie superiori alla decina di eV, cioè per lunghezze d'onda $\lambda < 120\text{ nm}$, l'efficienza del silicio è pressoché costante: $\eta_{Si} \simeq 0.27\text{ A/W}$ o, equivalentemente, C/J. Tuttavia per energie inferiori

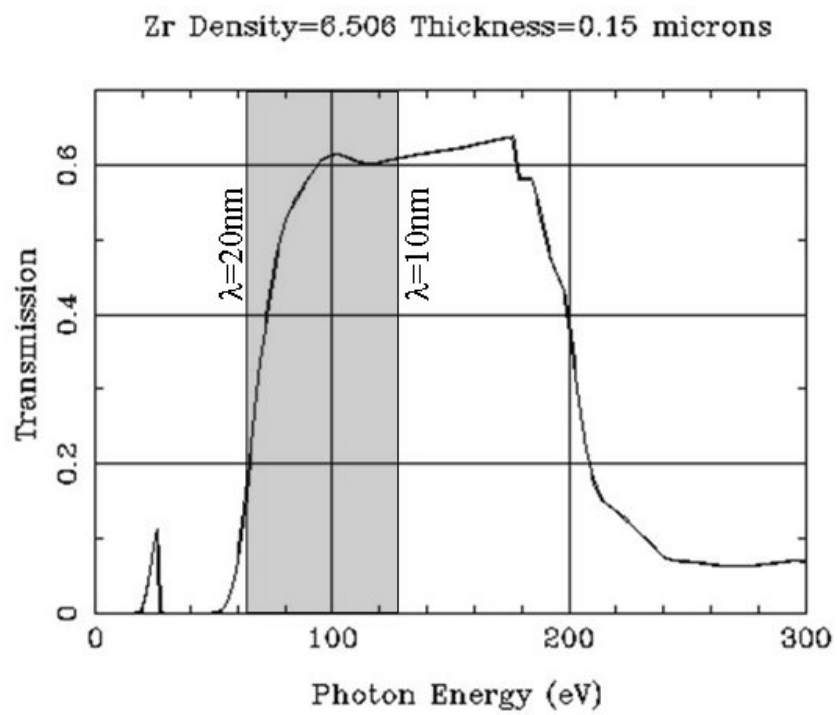


Figura 44. Trasmissione di un filtro di zirconio [11] avente uno spessore di $0.15\ \mu\text{m}$.

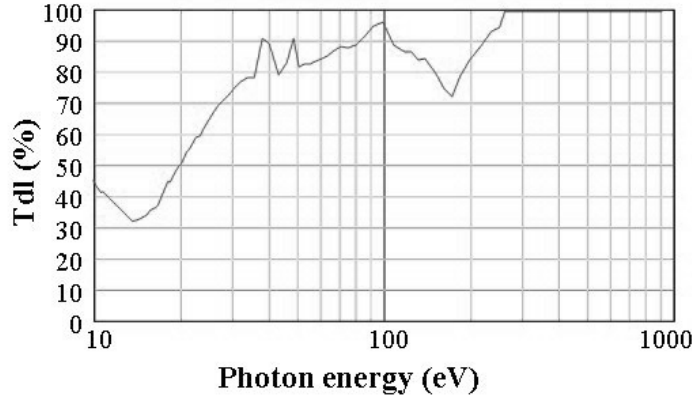


Figura 45. Fattore di riduzione dell'efficienza dei PIN-diode serie AXUV della IRD Inc., stimata dai dati reperibili in [31].

ai 300 eV ($\lambda > 4$ nm) l'efficienza viene ridotta, da processi di assorbimento, di un fattore T_{dl} che differisce dall'unità tanto più quanto minore è l'energia. Dalle indicazioni della casa costruttrice si evince che per il tipo di PIN-diode da noi usato l'andamento di T_{dl} in funzione di λ è quello riportato in Fig. 45.

Nel range di emissione della DPP il valor medio di questo fattore di assorbimento risulta: $\bar{T}_{dl} \simeq 90\%$.

Il segnale del PIN-diode viene anche attenuato dall'assorbimento dello xeno a bassa pressione presente nel tratto di circa 50 cm che separa il rivelatore dalla sorgente. Tipicamente per valori di flusso di xeno quali quelli sopra indicati ed usando, come già detto, una pompa turbomolecolare da 200 l/s, la pressione nella cella da vuoto si mantiene intorno al valore $P_{cella} \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ mbar. Per un tale valore di prodotto pressione·distanza di 0.25 mbar·cm, ovvero 0.19 torr·cm, lo xeno ha una trasmissione [11] con un minimo proprio nella regione di emissione, come mostrato nel grafico di Fig. 46. In questa regione la trasmissione media del gas vale: $\bar{T}_{Xe} \simeq 88\%$.

L'area sensibile del PIN-diode è circolare ed ha un diametro pari a 5 mm, ma la casa costruttrice raccomanda di evitare che la periferia dell'area sensibile riceva radiazione. Avendo pertanto posto avanti al PIN-diode un diaframma avente un foro da 3 mm di diametro, si ha che l'area sensibile esposta alla radiazione è: $S_{PIN} = 0.07 \text{ cm}^2$.

L'energia E emessa per unità di angolo solido dalla sorgente in un impulso, in direzione del PIN-diode, è legata alla carica Q_{PIN} dalla relazione:

$$Q_{PIN} = E \eta_{Si} \bar{T}_{dl} \bar{T}_{Zr} T_g \bar{T}_{Xe} \frac{S_{PIN}}{d_{PIN}^2}, \quad (6.1)$$

dove la distanza d_{PIN} del rivelatore dalla sorgente, nel nostro caso, è: $d_{PIN} \simeq$

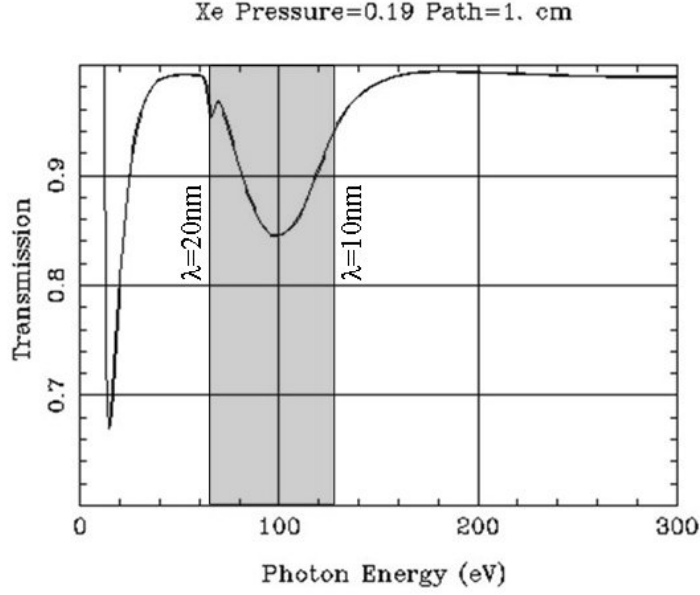


Figura 46. Trasmissione dello xeno per un valore del prodotto pressione·distanza di 0.25 mbar·cm.

53 cm. Inserendo nella (6.1) i valori sopra indicati, si ottiene:

$$E \left(\frac{\text{mJ}}{\text{sr}} \right) = 0.4 Q_{\text{PIN}} (\text{nC}) . \quad (6.2)$$

Per una corrente di picco della scarica principale di 10 – 11 kA, l'integrale del segnale raccolto dal PIN-diode (diviso per l'impedenza di 50Ω dell'oscilloscopio a cui è connesso) raggiunge valori prossimi a 50 nC come, ad esempio, quello dell'impulso riportato in Fig. 38 e come mostrato in Fig. 47. L'energia emessa per unità di angolo solido nello spettro di trasmissione dello zirconio è, pertanto, di circa 20 mJ/sr/impulso, quattro volte superiore a quella di sorgenti commerciali di grande pregio come, ad esempio, quelle prodotte dalla ditta Aixuv [32], oggi parte della Bruker Asc. In questo esempio la sorgente commerciale utilizza una energia per impulso immagazzinata nel condensatore C_1 (vedi Fig. 14) di circa 2 J [32], mentre nel nostro caso, con una tensione di carica del condensatore C_1 a glycol di $V_1 = 18 \text{ kV}$, l'energia immagazzinata in C_1 risulta di 8 J. L'efficienza di trasferimento energetico dal condensatore C_1 alla radiazione EUV delle due sorgenti è quindi la stessa: 1.5%, supponendo che la stessa densità di energia venga emessa su un angolo solido di $2\pi \text{ sr}$ teoricamente utilizzabile. Anche il flusso di xeno immesso (10 sccm nella sorgente commerciale) è molto simile al nostro (13 sccm in questo esempio). La sorgente commerciale, ingegnerizzata con estrema cura, può operare, però, ad una frequenza di ripetizione molto alta:

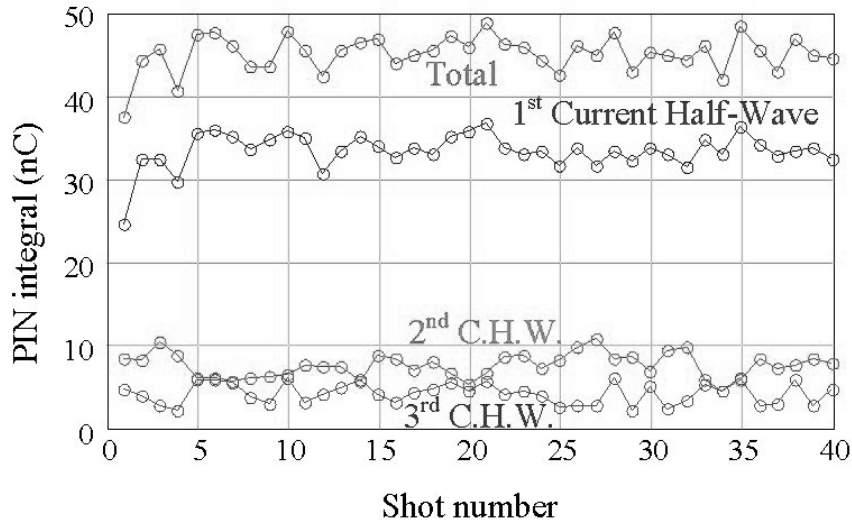


Figura 47. Integrale del segnale del PIN-diode (totale e parziale nelle singole semi-onde di corrente) in una sequenza di 40 impulsi eseguita ad una frequenza di ripetizione di 10 Hz. La sorgente è alimentata nelle stesse condizioni di Fig. 38. I segnali riportati in Fig. 20 ed in Fig. 38 si riferiscono rispettivamente all'impulso numero 11 e 21 di questa sequenza.

100 – 300 Hz, contro i nostri 10 – 20 Hz, ma questo è, fondamentalmente, un problema tecnologico legato strettamente alle risorse umane impegnabili ed ai fondi disponibili per le sperimentazioni e le innovazioni da apportare (sistema di raffreddamento, qualità dei componenti impiegati ecc.).

La fluttuazione statistica sulla carica totale raccolta dal PIN-diode è pari al 3% r.m.s., mentre non è di facile interpretazione l'aumento di energia durante i primi 4 – 5 impulsi di ogni sequenza, fenomeno che si verifica anche se l'apparato rimane in vuoto e se si è effettuata una sequenza poco tempo prima. Probabilmente si tratta di un effetto termico sul capillare e/o sui suoi elettrodi.

È inoltre da notare una qualche complementarità tra i picchi di emissione EUV corrispondenti alle varie semi-onde: quando, statisticamente, il primo picco è più alto, il secondo risulta più basso. Analogamente questo comportamento lo si ritrova tra il secondo ed il terzo picco. Questo effetto potrebbe essere interpretato se si considera che se in una semionda di corrente l'effetto pinch è stato particolarmente efficiente, ciò comporta un maggiore aumento della disomogeneità longitudinale della densità del gas e quindi un peggioramento della compressione durante la semionda successiva.

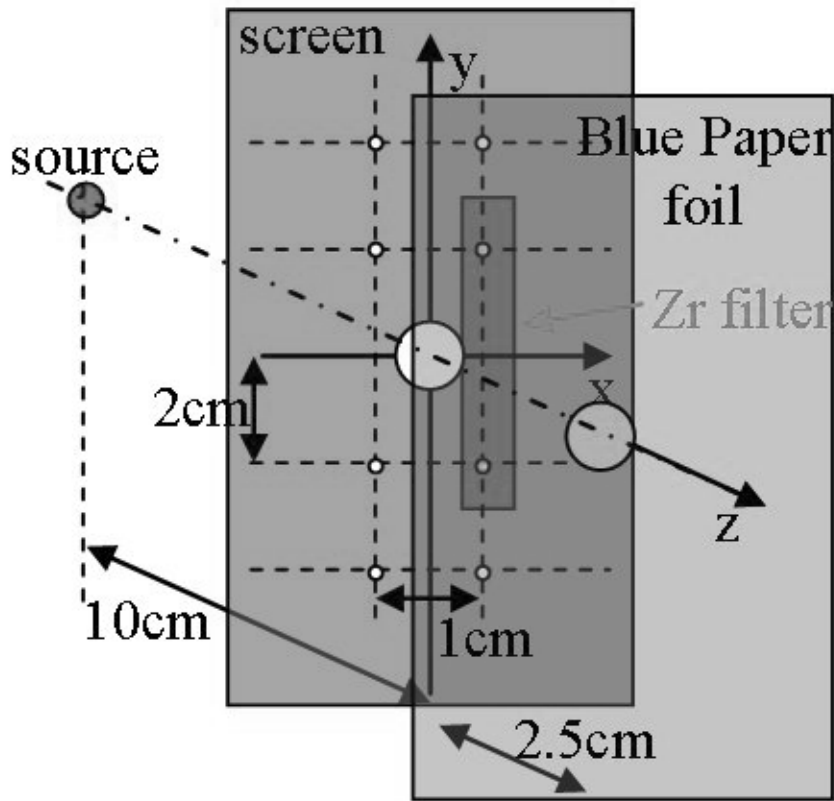


Figura 48. Schema dell'esperimento di misura della dimensione della sorgente.

6.3 Dimensioni della sorgente EUV

Per ottenere un'immagine della sorgente, cioè un'immagine della regione di plasma che emette radiazione, si è predisposto uno schermo con due file verticali di quattro fori ciascuna, aventi un diametro di circa $100\ \mu\text{m}$ ed una distanza relativa di 1 cm, per avere proiezioni da diverse angolazioni di osservazione, come mostrato nello schema di Fig.48.

Lo schermo in lamierino di rame (spessore $100\ \mu\text{m}$), diviene di soli $30\ \mu\text{m}$ di spessore attorno agli otto fori per un diametro di circa 2 mm. Esso è stato posto ad una distanza $d_S \simeq 10\ \text{cm}$ dalla sorgente. Oltre lo schermo, ad una distanza $d_{BP} \simeq 2.5\ \text{cm}$, viene posizionata una pellicola sensibile alla radiazione UV ed EUV (Gafchromic HD-810 film), detta “Blue-Paper” per il suo colore blu, tanto più scuro quanto maggiore è la dose di radiazione assorbita. In questo modo è possibile ottenere un'immagine (per semplice effetto camera-oscura) della sorgente in corrispondenza di ciascuno degli otto fori dello schermo. L'ingrandimento delle

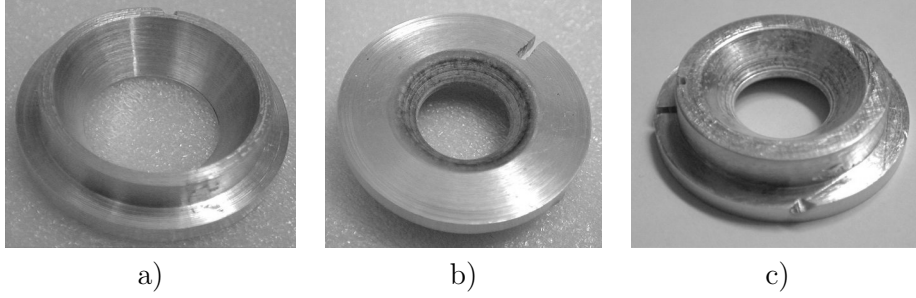


Figura 49. Foto della rondella usata come elettrodo di massa: a) a singola svasatura, fotografata subito dopo essere stata realizzata, b) a doppia svasatura, fotografata sulla faccia rivolta verso il capillare dopo circa 4000 colpi e c) sulla faccia opposta.

immagini è dunque pari a:

$$M = \frac{d_S}{d_{BP}} = 4. \quad (6.3)$$

Sia lo schermo di rame che la pellicola di Blue-Paper hanno un foro centrale (lungo l'asse centrale longitudinale della sorgente, che chiameremo asse z) che consente alla radiazione di poter raggiungere il PIN-diode, posto, appunto, sull'asse z . La fila di fori di sinistra ($x = -0.5$ cm) è omogenea. Cioè tutti i fori hanno lo stesso diametro di circa $100 \mu\text{m}$ e sono privi di filtraggio. Nella fila di destra ($x = +0.5$ cm), invece, i fori estremi hanno un diametro minore (circa $70 \mu\text{m}$) e su quelli intermedi ($y = -2$ cm e $y = +2$ cm) è stato aggiunto un filtro di zirconio da $0.15 \mu\text{m}$ di spessore, come quello posto di fronte al PIN-diode, così che essi producano sulla Blue-Paper l'immagine di emissione della sorgente limitatamente alla componente spettrale EUV trasmessa dallo zirconio (vedi Fig. 44). Questi fori sono stati prodotti nello stesso Laboratorio Eccimeri (UTAPRAD-SOR) utilizzando il laser ad eccimeri (XeCl) Lambda-Physik LPX 305PRO, operante nel laboratorio, focalizzato dalle ottiche della sorgente laser-plasma [33, 34] sempre del laboratorio.

L'esperimento è stato ripetuto per due diverse geometrie dell'elettrodo di massa del capillare, mostrate in Fig. 49: una rondella spessa circa 8 mm svasata a 45° su una sola faccia (quella opposta al capillare) oppure una rondella svasata a 45° su entrambe le facce, così da raggiungere il diametro minimo del foro centrale dell'elettrodo ($\Phi \simeq 9$ mm) rispettivamente sulla faccia rivolta verso il capillare oppure approssimativamente ad $1/3$ dello spessore della rondella, verso il capillare. Durante il periodo aquilano l'elettrodo di massa era costituito semplicemente da una corona sottile di rame, con un foro alquanto irregolare.

Le foto b) e c) di Fig. 49, scattate dopo 4000 colpi della DPP, dimostrano che la rondella è stata investita dalla scarica elettrica su tutta la sua superficie, sia

sulla superficie della svasatura rivolta dal lato del capillare e sia in quella opposta. Ciò suggerisce l'esistenza di un fenomeno di espulsione del plasma dalla regione tra i due elettrodi.

Le immagini della sorgente così ottenute sono mostrate in Fig. 50 e 51, rispettivamente per la rondella a singola e per quella a doppia svasatura. Lo spostamento verticale delle immagini rispetto alle tacche di riferimento (in rosso sulla Blue-Paper) dimostrano che lo schermo e la Blue-Paper, in realtà, non sono stati centrati rispetto all'asse z , ma sono stati traslati verso l'alto di una quantità $\Delta_y \simeq 2.2$ mm sia per l'immagine di Fig. 50 che per quella di Fig. 51. Questa traslazione non voluta, in realtà, avendo rotto la simmetria tra y positive e y negative, ha avuto un effetto utile perché ha consentito, di fatto, di aumentare il numero di angolazioni di osservazione della sorgente.

La tangente dell'angolo di osservazione, $\tan(\theta)$, è pari al rapporto y/d_S ; questo valore è anche pari al fattore di conversione da estensione lungo l'asse z della sorgente a spostamento apparente verticale (asse y) nelle immagini, incluso il segno, nel senso che per y positivi uno spostamento verso l'alto nell'immagine, corrisponde ad uno spostamento in avanti, cioè verso valori positivi di z , della zona di emissione. Questo effetto consente una comprensione tridimensionale della forma della sorgente: se si confrontano infatti due immagini aventi segno opposto in y , ciò che appare simmetrico, ma invertito sopra-sotto, corrisponde ad uno spostamento in z della sorgente, mentre ciò che appare identico nelle due immagini corrisponde ad una reale estensione in verticale (asse y) della sorgente. Nelle immagini corrispondenti ai fori più lontani ($y = \pm 4$ cm), per i quali risulta $\tan(\theta) \simeq 0.4$, si osserva uno "sbaffo" che si inverte sopra/sotto, ovvero che in effetti si estende in z e che si allontana significativamente dalla zona di intensa emissione e, precisamente, per una lunghezza di circa 2 mm in verticale nelle immagini, corrispondenti ad una estensione pari a $2/0.4 = 5$ mm lungo l'asse z .

Questa estensione lungo l'asse z della sorgente è minore della lunghezza del capillare e ciò dimostra, come ben noto in letteratura, che la colonna di plasma è significativamente disomogenea lungo z . L'accorciamento della sorgente rispetto alla lunghezza del capillare risulta ancor più evidente quando si limita lo spettro alla regione dell'EUV tra 10 e 20 nm come dimostrato dalle due immagini di destra, corrispondenti a $y = \pm 2$ cm (per le quali $\tan(\theta) \simeq 0.2$) il cui spettro è limitato dal filtro di zirconio: il lungo sbaffo sopra descritto scompare completamente e l'estensione in verticale che si inverte sopra/sotto si riduce a circa 0.2 mm, pari ad una estensione reale in z di appena 1 mm. La dimensione trasversa della sorgente, quella più importante per la maggior parte delle applicazioni, è confrontabile con il diametro dei fori dello schermo ed è pertanto apprezzabile al meglio nelle due immagini corrispondenti ai fori da $70 \mu\text{m}$ di diametro (quelli a $x = +5$ mm, $y = \pm 2$ cm): il diametro della zona più intensa è di appena $90 - 100 \mu\text{m}$ nell'immagine che, considerando il fattore di magnificazione ($M = 4$) e l'effetto del diametro del foro, corrisponde ad un diametro della sorgente inferiore a $300 \mu\text{m}$. Questo valore è pari a quello delle migliori sorgenti a

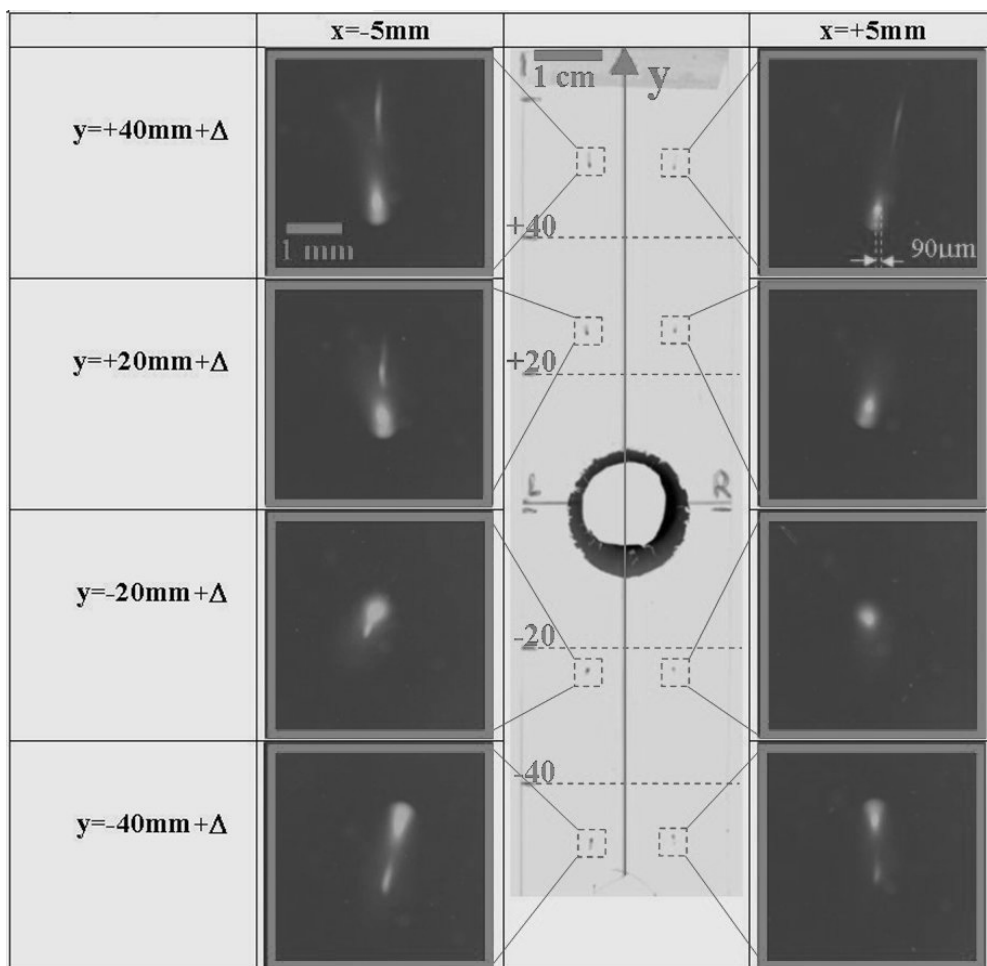


Figura 50. Immagini della sorgente relative all'uso dell'elettrodo a rondella con singola svasatura, ottenute con 4000 colpi: foto della Blue-Paper (al centro) e relativi ingrandimenti delle singole immagini della sorgente ottenuti fotografando la Blue-Paper con un microscopio in trasmissione e poi resi al negativo per miglior visualizzazione.

scarica riportate in letteratura.

Dal confronto tra le immagini ottenute per i due diversi elettrodi di massa si nota un leggero miglioramento in simmetria di emissione EUV (si noti in particolare l'immagine ottenuta per $x = +5$ mm, $y = -2$ cm relativa al caso di filtraggio con zirconio) per l'elettrodo a doppia svasatura. Pertanto questo elettrodo è stato riprodotto in ottone (anziché anticorodal come quelli usati per prova e riportati in Fig. 49) ed installato definitivamente nella sorgente.

Un'ulteriore conferma delle piccole dimensioni della sorgente nell'EUV e della enorme differenza rispetto alle dimensioni nell'UV, soprattutto in senso longitudinale, ovvero lungo l'asse z , è stata ottenuta allargando a 1.6 mm il foro dello schermo in posizione ($x = +5$ mm, $y = +2$ cm): in tal caso si rivela, pur parziale, l'ombra della griglia di fili di nickel che sorreggono la pellicola di zirconio del filtro Luxel, come mostrato in Fig. 52. Come già detto, il passo della griglia è di circa $360\text{ }\mu\text{m}$, mentre il diametro dei fili è di appena $36\text{ }\mu\text{m}$. Considerando che in questo esperimento la distanza della Blue-Paper dal foro è stata dimezzata e quindi l'ingrandimento è $M = 8$, il fatto di poter rilevare l'ombra dei fili significa che una discreta percentuale di potenza della sorgente è stata emessa da una regione avente un diametro inferiore a $36 \cdot 8 = 288\text{ }\mu\text{m}$.

Se si toglie il filtro di zirconio e si lascia quindi che la Blue-Paper riceva l'intero spettro UV+EUV, allora di nuovo si osserva un allungamento verticale dell'impronta sulla Blue-Paper, come mostrato in Fig. 52b. Tale allungamento, circa 0.5 mm, è in discreto accordo (considerato che ora la distanza della Blue-Paper dal diaframma di 1.6 mm è stata dimezzata) con la dimensione verticale della corrispondente immagine (quindi quella in $x = +0.5$ cm, $y = 2$ cm) di Fig. 50 e 51.

6.4 Ulteriori caratterizzazioni basate sull'utilizzo di cristalli di fluoruro di litio

Il fluoruro di litio (LiF) è un sale poco igroscopico con una caratteristica particolare: se esposto a radiazioni ionizzanti (di energia superiore a 14 eV) si generano al suo interno dei difetti (vacanze anioniche in cui viene catturato un elettrone), chiamati centri di colore, stabili a temperatura ambiente per tempi di oltre un secolo [35], contrariamente a quanto accade per moltissime altre sostanze, in cui, a temperatura ambiente, i centri di colore si ricombinano rapidamente.

Per questo motivo il LiF viene spesso usato come dosimetro: se dopo essere stato esposto a radiazione viene scaldato ad alcune centinaia di gradi centigradi, esso emette una luminescenza, per effetto di ricombinazione dei centri di colore, la cui energia totale è proporzionale alla dose di radiazione ionizzante ricevuta.

Se invece non si riscalda il sale, ma semplicemente lo si illumina con luce in grado di eccitare i centri di colore (luce blu), allora si può osservare una luminescenza di fluorescenza di intensità locale proporzionale alla densità di centri

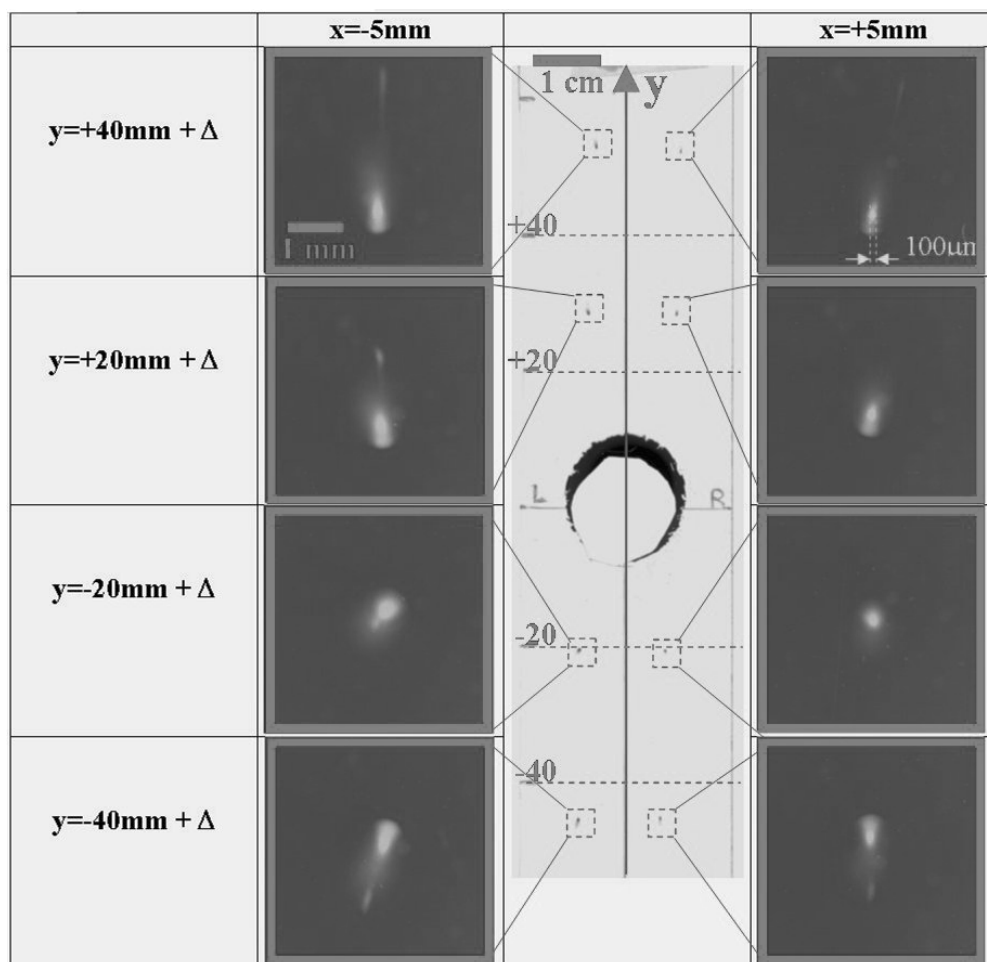


Figura 51. Immagini della sorgente relative all'uso dell'elettrodo a rondella con doppia svasatura, ottenute con 4000 colpi: foto della Blue-Paper (al centro) e relativi ingrandimenti delle singole immagini della sorgente ottenuti fotografando la Blue-Paper con un microscopio in trasmissione e poi resi al negativo per una migliore visualizzazione.

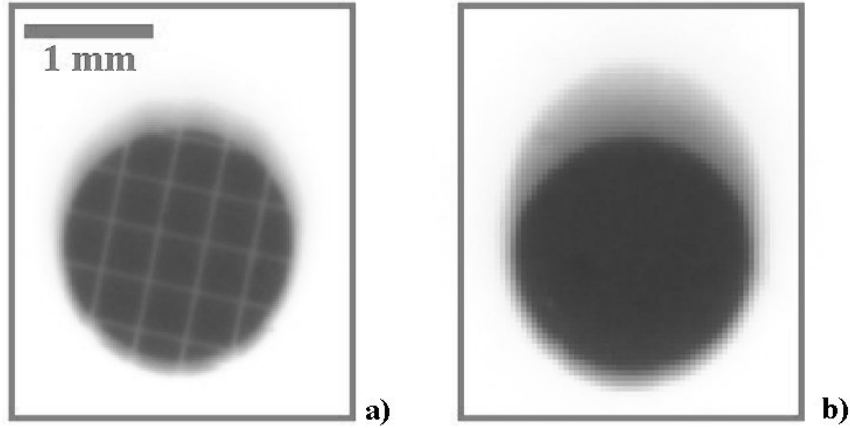


Figura 52. Immagine sulla Blue-Paper prodotta allargando il foro in $x = +0.5$ cm, $y = 2$ cm di Fig. 48 ad un diametro di 1.6 mm ed eseguendo 1200 colpi (a) e analoga immagine ottenuta però togliendo il filtro di zirconio ed eseguendo 600 colpi (b).

presenti. Questo consente di usare il LiF come rivelatore di immagine ad alta risoluzione. In particolare, utilizzando radiazione EUV, a causa dell'elevato assorbimento che praticamente tutti i materiali esibiscono in questo range spettrale, lo spessore di sale in cui si possono generare centri di colore è di poche decine di nanometri e, pertanto, la risoluzione spaziale raggiungibile è potenzialmente dello stesso ordine di grandezza [36].

Per caratterizzare la curva di risposta di questo sale alla radiazione EUV abbiamo posto alcuni cristalli commerciali di LiF di fronte alla sorgente DPP esponendoli ad un diverso numero di impulsi. I cristalli sono stati parzialmente schermati con dei pezzetti di filtro di zirconio uguale a quello usato per filtrare il PIN-diode, in modo che una parte del cristallo ricevesse solo la porzione di spettro trasmessa da questo filtro (vedi Fig. 44). Per poter eseguire esposizioni a migliaia di impulsi, la sorgente è stata fatta operare ad una frequenza di ripetizione di 10 Hz, acquisendo le forme d'onda, in particolare quella del PIN-diode e del suo integrale, così da poter conoscere, per ciascun cristallo, la dose di radiazione a cui è stato sottoposto.

I cristalli di LiF esposti alla radiazione EUV, sono poi stati fotografati con un microscopio LEICA in modalità di fluorescenza, cioè filtrando la luce della lampada di illuminazione con un filtro blu trasparente solo a lunghezze d'onda $\lambda < 500$ nm e filtrando poi la luce riemessa dai campioni con un filtro giallo trasparente solo a lunghezze d'onda $\lambda > 500$ nm. In questo modo si eccitano i centri F_2 e F_3^+ e si osserva la loro fluorescenza [36]. In Fig.53 si riporta la foto di uno di questi campioni nella regione di confine tra la zona filtrata con il pezzetto di filtro di zirconio (a sinistra) e quella invece esposta alla radiazione diretta

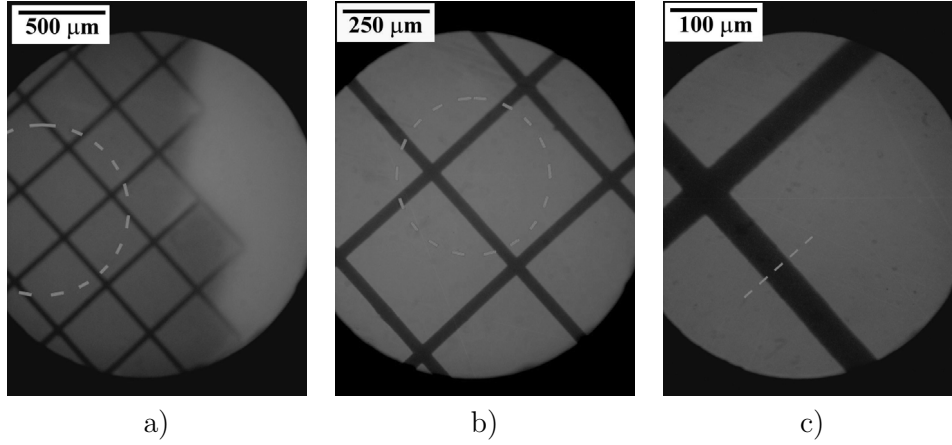


Figura 53. Foto al microscopio in fluorescenza di un cristallo di LiF esposto, tramite la DPP, ad una fluensa di $670 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ usando obiettivi: 10x (a), 20x (b) e 50x (c). In a) e b) il cerchio tratteggiato indica la regione relativa all'immagine seguente, mentre in c) il segmento tratteggiato indica la regione in cui è stato misurato il profilo di intensità riportato in Fig. 54.

(a destra). Nella foto è ben riconoscibile l'ombra a forma di griglia prodotta dai fili di nickel che sorreggono la pellicola di zirconio, tanto più nitida quanto più ci si allontana dal bordo del brandello di filtro, perché sul bordo il filtro si è lievemente arricciato allontanandosi di circa 1 mm dal cristallo. Aumentando l'ingrandimento del microscopio si nota l'elevato grado di nitidezza dell'ombra dei fili, dimostrando il raggiungimento di una risoluzione spaziale pari ad un decimo del diametro dei fili, ovvero dell'ordine di $3 - 4 \mu\text{m}$, come dimostrato in Fig. 54.

Al microscopio è stata successivamente applicata una CCD a 16 bit della Andor che produce immagini in bianco e nero, ma con un livello di grigio, compreso tra 0 e $2^{16} - 1 = 65535$, linearmente crescenti con l'intensità della luce emessa dal campione osservato. I valori di livello di grigio sono stati rilevati nei vari cristalli di LiF sia in corrispondenza della zona protetta dal filtro di zirconio (lontano dall'ombra dei fili) e sia in quella esposta alla radiazione diretta e sono riportati in Fig. 55. Il valore della fluensa della radiazione EUV depositata su ciascun campione in corrispondenza della zona protetta dal filtro di zirconio è stato stimato in base alla (6.1) evitando però di dividere la carica del PIN-diode per la trasmissione $\bar{T}_{\text{Zr}}$ della pellicola di zirconio, dato che sia il LiF che il PIN-diode sono filtrati dallo stesso filtro. Il calcolo della fluensa F non è basata, quindi, su un semplice conteggio degli impulsi, ma su una reale sommatoria delle fluense date da ciascun impulso. In questo modo si sono evitati possibili errori dovuti a variazioni di potenza media della sorgente durante le lunghe esposizioni (migliaia di impulsi in alcuni casi) o variazioni di potenza da esposizione ad esposizione,

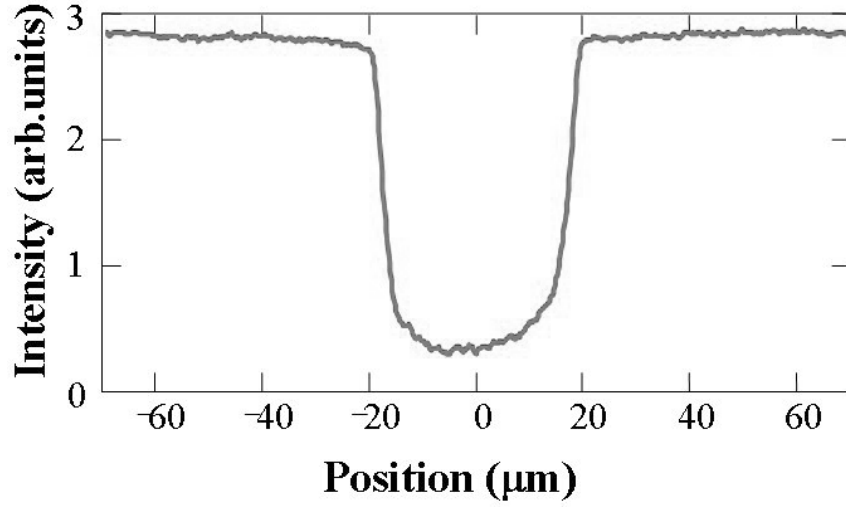


Figura 54. Profilo di intensità lungo il segmento tratteggiato di Fig. 53c.

cioè da campione a campione.

I valori di fluensa di radiazione depositata nelle zone esposte a radiazione diretta (F') è invece ignota, essendo di difficile misura: non esiste infatti un filtro da poter porre di fronte al PIN-diode che sia in grado di lasciar passare l'intero spettro EUV filtrando invece la parte UV+VIS+IR. Tra i due valori di fluensa possiamo però dire che esiste la seguente relazione:

$$F = F' \bar{T}_{Zr} K_{Zr}, \quad (6.4)$$

dove $\bar{T}_{Zr} = 58\%$ è la trasmissione media del filtro di zirconio nella regione di massima emissione dello xeno, già discussa precedentemente, mentre K_{Zr} è la percentuale di radiazione EUV che viene emessa nella regione di trasparenza del filtro di zirconio (tra 60 e 220 eV, come mostrato in Fig. 44) rispetto a quella emessa nell'intero spettro EUV. Come si può notare in Fig. 55, i valori di livello di grigio, quindi la densità di centri di colore prodotti nei cristalli di LiF, in corrispondenza delle zone filtrate dallo zirconio seguono molto bene la curva empirica dedotta in [36], secondo la quale la densità dei centri di colore e quindi anche il livello di grigio nelle immagini, è proporzionale alla radice quadrata della fluensa, attraverso una costante moltiplicativa A che dipende dalla potenza della lampada del microscopio, dall'ingrandimento dell'obiettivo usato, dal tempo di esposizione delle foto al microscopio ecc. Assumendo che la percentuale di potenza emessa nella regione di trasmissione dello zirconio sia $K_{Zr} \simeq 30\%$, allora risulta che i valori di grigio per le zone esposte a radiazione diretta seguono approssimativamente la stessa legge, con la stessa costante moltiplicativa. Poiché la generazione di centri di colore nel LiF avviene per radiazione di qualunque lunghezza d'onda

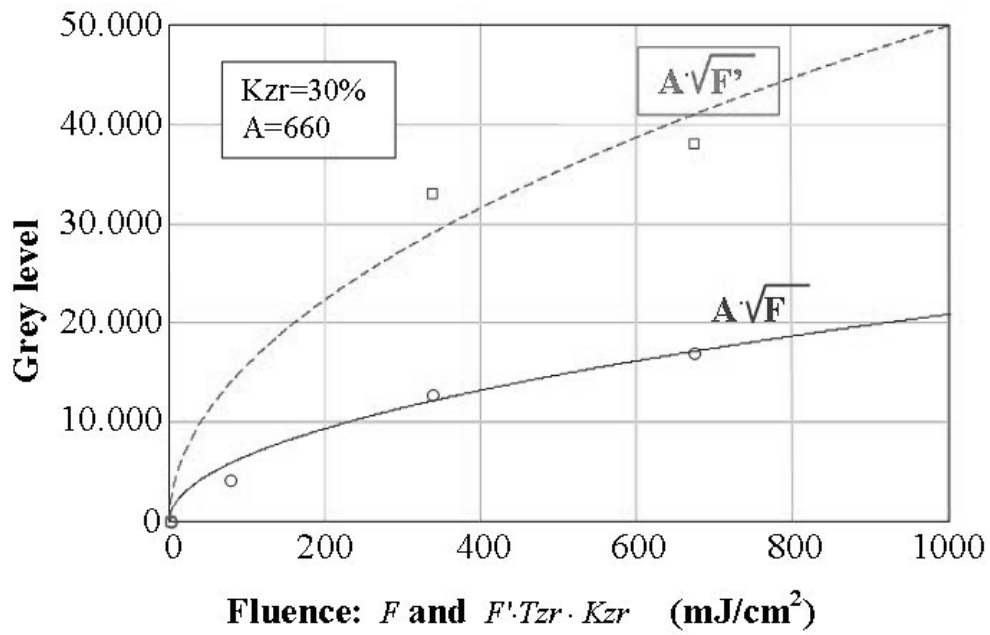


Figura 55. Livello di grigio g nelle immagini dei campioni di LiF acquisite con la CCD Andor in corrispondenza della zona coperta dal filtro di zirconio (cerchi blu) e di quella scoperta (quadrati rossi). Si riportano anche le relative curve di best-fit rispettivamente con la funzione teorica $g = A\sqrt{F}$ e $g = A\sqrt{\frac{F}{T_{Zr}K_{Zr}}}$, ottenute per $A = 660$ e $K_{Zr} = 30\%$.

appartenente allo spettro EUV, per lunghezze d'onda $\lambda \leq 90$ nm [36], possiamo ritenere che questo fattore K_{Zr} rappresenti veramente il rapporto di potenza tra la radiazione emessa dalla nostra sorgente nella regione di trasparenza dello zirconio e quella emessa nell'intero spettro EUV. Questo esperimento ha dunque avuto una doppia finalità: da un lato ha consentito di produrre centri di colore in cristalli di LiF rendendoli luminescenti secondo pattern prestabiliti con elevata risoluzione spaziale, dall'altro ha permesso, per la prima volta, di stimare K_{Zr} , un importante parametro che consente di calcolare, nelle esposizioni a radiazione diretta, il valore di fluensa, valore altrimenti non facilmente valutabile con altri metodi.

Schermando una porzione di un cristallo di LiF con un foglio di alluminio costituito da una pellicola avente uno spessore di appena $0.8 \mu\text{m}$, al posto del filtro di zirconio finora usato, è possibile valutare la percentuale K_{Al} dello spettro di radiazione EUV emessa dalla sorgente compresa nella finestra di trasmissione dell'alluminio in prossimità della sua soglia di assorbimento L che si trova a 72 eV, come mostrato in Fig. 56. Dalla figura si evince che la trasmissione media del filtro nell'intervallo spettrale 20–72 eV è: $\bar{T}_{Al} \simeq 10\%$. Nel calcolare la trasmissione si è tenuto conto che circa 5 nm di ogni faccia del metallo si ossidano inevitabilmente dopo un prolungato contatto con l'aria [37] e che su un filtro di spessore sub-micrometrico, come quello da noi usato, l'ossido di Al_2O_3 si corruga fino al punto di presentare uno spessore ottico pari a circa il doppio di quello reale, come si può dedurre da [37]. Benché molto più sottile dell'alluminio, lo strato di ossido gioca un ruolo importante nella trasmissione del filtro, come risulta evidente da Fig. 56. In base allo spessore ottico di ossido così stimato (10 nm per ogni faccia del filtro), il valore di trasmissione di picco del filtro ($\simeq 20\%$) risulta in buon accordo con una misura sperimentale della trasmissione nell'EUV in funzione dello spessore dell'alluminio eseguita in passato nel nostro laboratorio sommando diversi fogli simili a quello del filtro qui considerato [38].

Poiché la fluensa F in corrispondenza della zona filtrata dall'alluminio è risultata essere pari allo 0.4% di quella F' della radiazione diretta, in base ad una equazione analoga alla (6.4) si deduce che $K_{Al} \simeq 4\%$, quindi quasi un ordine di grandezza più basso di K_{Zr} . Infatti, la finestra di trasmissione dell'alluminio è lontana dall'intervallo dello spettro dello xeno ricco di righe di emissione, come evidenziato in Fig. 56.

In Fig. 57 riportiamo l'immagine del cristallo di LiF nella zona ricoperta dal filtro di alluminio: le venature visibili nell'immagine rivelano una notevole disomogeneità del filtro stesso e questo potrebbe dimostrare, in accordo con [37], che anche fino a spessori di alluminio di quasi $1 \mu\text{m}$ lo strato di ossido tende ad assumere una geometria ondulata. La nitidezza e ricchezza di particolari di questa immagine, ottenuta ad una fluensa della radiazione EUV 250 volte minore di quella della zona che ha ricevuto la radiazione diretta, dimostra, ancora una volta, le qualità di elevata dinamica ed elevata risoluzione spaziale di questo rivelatore di immagini per l'EUV.

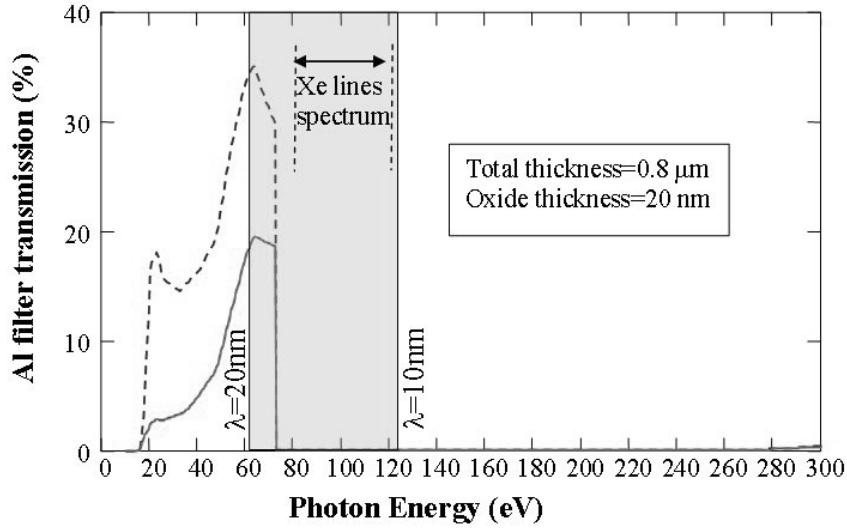


Figura 56. Trasmissione di un filtro di alluminio [11] di spessore totale pari a $0.8\,\mu\text{m}$, ossidato su entrambe le facce per uno strato di circa $10\,\text{nm}$ (curva continua rossa) oppure privo di ossido (curva tratteggiata blu).

Infine, utilizzando più cristalli di LiF disposti lungo una retta verticale (parallela all'asse y) su un piano ortogonale all'asse z di propagazione della radiazione, è possibile misurare, anche se in modo approssimato, la distribuzione angolare della radiazione emessa dalla sorgente. Lo schema sperimentale è simile a quello di Fig. 48: ad una distanza $d = 10.8\,\text{cm}$ dalla sorgente si è posto un supporto con sette cristallini di LiF disposti su una fila verticale a circa $2\,\text{cm}$ l'uno dall'altro. Quindi circa da $y = -6\,\text{cm}$ a $y = +6\,\text{cm}$. La fila è spostata orizzontalmente rispetto all'asse z di una quantità $x = -1\,\text{cm}$ in modo da consentire di avere un cristallo anche in $y = 0\,\text{cm}$ senza oscurare il PIN-diode posto in asse. I cristalli non sono stati protetti da alcun filtro e quindi si tratta di una misura della fluena nell'intero spettro EUV emesso. Anche in questo caso, come per le misure con la Blue-Paper, il supporto è risultato traslato verso l'alto di $\Delta_y \simeq 2.2\,\text{mm}$, come in precedenza, ma questo ha avuto ancora una volta l'effetto positivo di aumentare il numero di punti di osservazione e quindi di misura. Dopo l'esposizione a 2000 impulsi della DPP, ciascun cristallo è stato fotografato con il microscopio in fluorescenza accoppiato alla CCD da 16 bit, come precedentemente spiegato. Per maggior controllo sulla correttezza dei valori di livello di grigio medio delle foto, ciascun cristallo è stato fotografato con due diversi valori di ingrandimento del microscopio: 10x e 50x. Considerata la risposta quadratica del LiF (vedi Fig. 55), i valori di grigio sono poi stati convertiti in valori di fluena (in scala arbitraria) elevando al quadrato il valore di livello di grigio. Infine, nel convertire questi valori sperimentali da distribuzione lungo l'asse y a distribuzione angolare, come

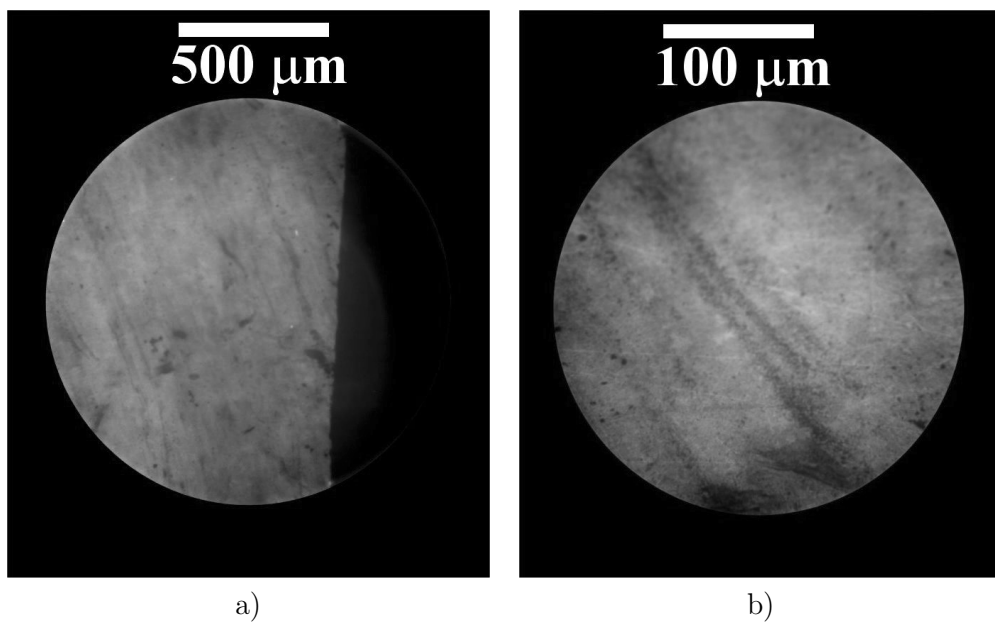


Figura 57. Radiografia di un filtro di alluminio di spessore pari a $0.8\text{ }\mu\text{m}$, ottenuta su un cristallo di LiF tramite irraggiamento con la DPP. Le immagini sono in fluorescenza al microscopio con obiettivo 10x (a) e 50x (b). La parte destra (in a) mostra la zona di LiF schermata dallo scotch, totalmente opaco all'EUV, usato per fissare il filtro.

se i cristalli fossero stati disposti su una superficie sferica di raggio d , non solo si è calcolato l'angolo θ tenendo conto del decentramento in x :

$$\theta = \arctan \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{d} \right), \quad (6.5)$$

dove in y si è inclusa la traslazione accidentale Δ_y , ma si è anche diviso ciascun valore di fluena per il termine $\cos^3(\theta)$, di cui $\cos^2(\theta)$ tiene conto della differenza di distanza tra sfera e piano, mentre l'ulteriore termine $\cos(\theta)$ deriva dall'inclinazione del cristallo rispetto alla direzione media di propagazione della radiazione. Come si può notare in Fig. 58, purtroppo, la fluena emessa decresce rapidamente al crescere dell'angolo θ di osservazione. In Fig. 58 viene riportato anche l'andamento previsto teoricamente per una sorgente filiforme posta in asse e di lunghezza $L = L_{\text{cap}} = 7 \text{ mm}$ pari a quella del capillare o maggiorata di circa un fattore 2. Quest'ultima condizione, che si avvicina maggiormente alla distribuzione sperimentale della fluena, è, in prima approssimazione, equivalente all'emissione da parte di una colonna di plasma lunga quanto il capillare, ma avente un diametro pari a circa metà di quello del capillare, anziché filiforme. Questo risultato è quindi in buon accordo con quanto discusso nel confrontare la forma dell'impulso del PIN-diode con la simulazione teorica: l'emissione di radiazione EUV inizia ben prima che il processo di compressione radiale abbia raggiunto il suo apice. Si deve inoltre considerare che questa distribuzione angolare riguarda l'emissione nell'intero spettro EUV e certamente le componenti a bassa energia di tale radiazione vengono emesse anche a temperature modeste, quali quelle presenti all'inizio del processo di compressione.

Nel prossimo futuro si prevede di ripetere questo esperimento limitando lo spettro alla sola parte trasmessa dallo zirconio, filtrando tutti i cristalli di LiF. Resta comunque evidente sin d'ora la necessità di ridurre ulteriormente la lunghezza del capillare, già ridotta del 40% rispetto al valore utilizzato durante il periodo in cui l'apparato si trovava all'Aquila e di continuare la ricerca della forma ottimale dell'elettrodo di massa.

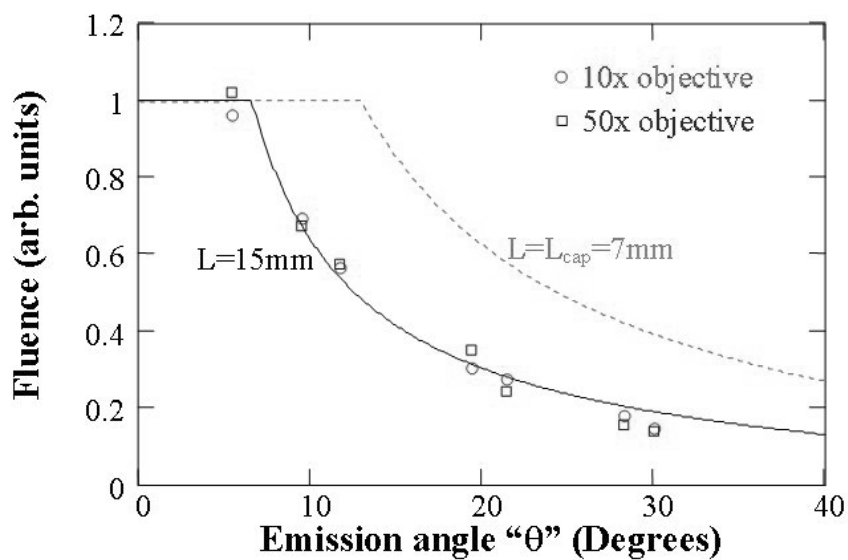


Figura 58. Fluenza di emissione in funzione dell'angolo di osservazione, stimata in base al livello di luminescenza di cristalli di LiF esposti a 2000 impulsi della DPP ed osservati in fluorescenza al microscopio con obiettivo 10x (quadrantini) e 50x (cerchietti). Si riporta anche l'andamento previsto teoricamente per una sorgente filiforme posta in asse (con l'estremo anteriore coincidente con quello del capillare) e di lunghezza pari a quella del capillare (curva tratteggiata) o maggiorata di circa un fattore 2 (curva continua).

7 Conclusioni

La sorgente a scarica “DPP” di radiazione EUV, progettata e realizzata in una prima fase in collaborazione tra l’ENEA ed il Dipartimento di Fisica dell’Università dell’Aquila durante il progetto nazionale FIRB–EUVL, dopo un periodo di totale abbandono e di sottrazione di varie parti importanti, è stata trasferita (aprile 2010) dall’Aquila presso i laboratori dell’ENEA di Frascati.

Qui si è intrapreso un complesso lavoro di miglioramento della sorgente e di caratterizzazione del comportamento dell’apparato. L’impianto è stato reso operativo riutilizzando ed adattando dispositivi e materiali già presenti nei laboratori ENEA, vista la mancanza di finanziamenti dedicati. Nonostante le difficoltà facilmente immaginabili di un lavoro basato essenzialmente su riutilizzo di componenti di 20 o 30 anni di età, è stato possibile ottenere risultati interessanti: attualmente disponiamo di una sorgente di radiazione EUV affidabile e di facile operazione, avente una efficienza identica a quella di sorgenti industriali di grande qualità, con energia per impulso quattro volte superiore, anche se la nostra frequenza di ripetizione rimane piuttosto bassa, se confrontata con quella delle sorgenti ingegnerizzate. In Tab. 6 vengono riassunti i principali parametri della sorgente.

Gas utilizzato	xeno (5 – 15 sccm)
Banda di emissione EUV	$\lambda = 10 - 20 \text{ nm}$
Energia per impulso (in banda)	20 mJ/impulso/sr
Durata primo picco EUV	$\simeq 100 \text{ ns}$
Frequenza di ripetizione	10 – 20 Hz
Stabilità impulsi	$\leq 3\% \text{ rms}$
Efficienza (su $2\pi \text{ sr}$)	1.5%
Cono utile di emissione	0.96 sr
Emissione di detriti	Non rilevabile
Diametro sorgente	$\simeq 300 \mu\text{m}$
Tensione di carica di C_1	18 – 20 kV
Corrente di scarica (picco)	10 – 11 kA
Semi-periodo corrente di scarica	240 ns

Tabella 6. Principali parametri della DPP.

Utilizzando cristalli commerciali di fluoruro di litio si è potuto determinare la distribuzione angolare della sorgente, contribuire con nuovi dati alla determinazione della curva di risposta del LiF alla radiazione EUV e determinare le percentuali di energia emessa dalla DPP in varie regioni spettrali (filtri di zirconio ed alluminio) molto utili per le applicazioni future.

Per esperimenti applicativi della radiazione EUV quali, ad esempio, test di photoresist di varia natura per applicazioni nella microlitografia nell'estremo ultravioletto (EUVL), test di ottiche e rivelatori per EUV, trattamenti di superficie, la produzione di centri di colore ad alta definizione spaziale in cristalli o film di LiF ecc., la DPP si è rivelata una facility estremamente efficiente e con notevoli vantaggi rispetto ad un'altra sorgente di radiazione EUV già presente nel Laboratorio Eccimeri [33]. Questo non solo per la sua superiorità in potenza, ma anche per la sua flessibilità d'uso e, soprattutto, per la sua pulizia: l'emissione di detriti da parte del plasma di xeno della DPP è infatti diversi ordini di grandezza inferiore a quella dell'altra sorgente del Laboratorio (una laser-plasma a bersaglio metallico), il che consente di non inquinare con detriti metallici, o altro, i campioni esposti.

La DPP è già stata utilizzata per alcuni test necessari alla tecnica di anti-contraffazione brevettata dall'ENEA ed è disponibile per altre applicazioni.

Viste le molte tecnologie coinvolte e l'ampio spettro di tematiche fisiche che intervengono nel funzionamento della sorgente, la DPP costituisce una eccellente palestra per la formazione di giovani ricercatori.

Se finanziati, sarebbe utile ed interessante procedere nell'ottimizzazione e caratterizzazione della DPP. In particolare, sarebbe importante studiare, magari disponendo di ugelli di diverso diametro per l'iniezione del gas e di opportuni flussimetri, la possibilità di ottenere, usando altri gas (N_2) e modificando le condizioni della scarica, emissione di radiazione a lunghezze d'onda ancora più brevi (3 – 6 nm), utili in applicazioni di interesse biologico. Altri importanti miglioramenti futuri sarebbero:

- studiare e modificare opportunamente il sistema di raffreddamento del capillare per poter salire in frequenza di ripetizione, dato che gli alimentatori HV ed i modulatori lo consentirebbero;
- ottimizzare la geometria del capillare per aumentare l'uniformità del cono di emissione;
- affiancare al toro di Rogowski, utilizzato per misurare la corrente di scarica, un probe resistivo a simmetria cilindrica, per rilevare correttamente anche le componenti ad alta frequenza della corrente;
- rimisurare lo spettro di emissione della sorgente dopo le numerose modifiche effettuate;
- dotare la camera da vuoto per gli esperimenti di alcune slitte motorizzate per poter muovere i campioni e/o le diagnostiche senza dover aprire la cella da vuoto, aspetto cruciale in diverse applicazioni e caratterizzazioni;
- sostituire i componenti ed i dispositivi più vecchi, per aumentare l'affidabilità dell'intero impianto.

Tutto è migliorabile e perfezionabile, ma la DPP è operativa, una delle poche sorgenti di questo tipo (forse l'unica) disponibili in Italia. La DPP è a disposizione per collaborazioni e sperimentazioni, logicamente nell'ambito di possibili progetti e/o finanziamenti specifici.

Gli autori di questo rapporto ringraziano sentitamente il Dipartimento di Fisica dell'Università dell'Aquila per aver consentito il trasferimento della DPP a Frascati e, in particolar modo, ringraziano con sincero affetto il Prof. Armando Reale, vero artefice di questo trasferimento e punto di riferimento di una lunga e fruttuosa collaborazione. Un doveroso ringraziamento va anche al Dr. G. P. Gallerano (Direttore UTAPRAD-SOR) per averci sempre supportato e, in particolare, per aver trovato il modo di finanziare i lavori necessari per "resuscitare" l'essiccatore d'aria compressa (già presente in Laboratorio), indispensabile per il funzionamento della spark-gap della DPP.

Il periodo di tempo in cui abbiamo lavorato senza sosta per installare, riparare, modificare e caratterizzare la DPP, costituiscono un momento forse irripetibile. Il piacere sottile di finire la giornata, a sera tarda, concludendo un calcolo o una simulazione urgente per il giorno dopo o, magari, realizzando al tornietto di casa l'elettrodo di massa del capillare per le prove successive, la telefonata nel fine settimana con l'amico/collega per un improvviso dubbio o una nuova idea, insomma l'entusiasmo scientifico per un esperimento in corso è veramente gratificante. Un bellissimo periodo in cui il lavoro, dipendendo praticamente solo dall'impegno di due amici, procede spedito, senza perturbazioni. Un periodo in cui i "soliti" problemi vengono magicamente offuscati dalla Fisica. Tutti dovrebbero avere la fortuna di poter lavorare in questo modo, almeno qualche volta.

Bibliografia

- [1] P. Zuppella, A. Reale, A. Ritucci, P. Tucceri, S. Prezioso, F. Flora, L. Mezi and P. Dunne:
“Spectral enhancement of a Xe-based EUV discharge plasma source”
Plasma Sources Sci. Tech. 18, 025014, (2009).
- [2] F. Flora, L. Mezi, C. E. Zheng:
“Processo di abbattimento del flusso di ioni e di piccoli detriti in sorgenti di raggi-X molli da plasma tramite l’uso di kripton”
Identificativo Brevetto: RM 2000 A000636 (Italia), EP1211918 (Olanda, Germania). Data deposito: 01-12-2000.
- [3] F. Flora, L. Mezi, C. E. Zheng and F. Bonfigli:
“Krypton as stopper for ions and small debris in laser plasma sources”
European Phys. Lett. 56, (5), pp. 676-682 (2001).
- [4] S. V. Kukhlevsky, L. Kzoma, L. Palladino, A. Reale, F. Flora L. Mezi and G. Giordano:
“Double-pulse excitation of X-ray capillary lasers”
Proc. SPIE Vol. 3156, pp. 180-185 (1997).
- [5] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, F. Flora, L. Mezi, S. V. Kukhlevsky, J. Kaiser, A. Faenov and T. Pikuz:
“Capillary discharge soft X-ray lasing in Ne-like Ar pumped by long current pulses”
European Phys. J. D, 19, (1), pp. 73-77, (2002).
- [6] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, F. Flora, L. Mezi, S. V. Kukhlevsky, A. Faenov, T. Pikuz:
“Investigation of a highly saturated soft X-ray amplification in a capillary discharge plasma waveguide”
Appl. Phys. B (Lasers and Optics), 78 pp. 965-969 (2004).
- [7] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, F. Flora and L. Mezi:
“Coherence properties of a quasi-Gaussian submilliradiant divergence soft-x-ray laser pumped by capillary discharges”
Phys. Rev. A 70, Art. No. 023818, pp. 1-5 (2004).

- [8] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Reale, F. Flora and L. Mezi:
"Measurements of energy fluctuations of a saturated 46.9 nm Ar laser produced in Z-pinch capillary discharges"
Appl. Phys. Lett. 86, pp. 101106-1-3 (2005).
- [9] R. J. Goldston, P. H. Rutherford:
"Introduction to plasma physics"
 Editore: Institute of Physics, Bristol and Philadelphia.
- [10] M. Masnavi, N. Nakajima and K. Horioka:
"Influence of nonequilibrium Ionization Process on the Efficiency of a Plasma Discharge Xenon Source"
J. Plasma Fusion Res., Vol. 79, No. 11, pp. 1188–1192 (2003).
- [11] B. L. Henke, E. M. Gullikson and J. C. Davis:
"X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at E=50–30000 eV, Z=1–92"
At. Data and Nucl. Data Tables, Vol. 54, p. 181, (1993);
http://henke.lbl.gov/optical_constants.
- [12] Bruno Ferrario:
"Introduzione alla tecnologia del vuoto"
 Editore da: Associazione Italiana del Vuoto (AIV).
- [13] G. Mazzanti:
"TECNICA DELLE ALTE TENSIONI"
 Dispense del Corso di Tecnica delle Alte Tensioni, Prof. G. Mazzanti, Università di Napoli,
<http://www.elettrotecnica.unina.it/files/lupo/upload/Mazzanti%20Cap1-1.pdf>
- [14] Eng-Tips Forums:
"Mass flow rate of a gas through an orifice during choked conditions"
<http://www.eng-tips.com/faqs.cfm?fid=1201>.
- [15] S. Goldberg, J. Rothstein:
"Hydrogen thyratrons",
 in "Advances electronics and electron physics", vol. XIV,
 L. Marton Ed., Elsevier Science and technology books,
 Academic Press London (1961).
- [16] C. A. Pirrie and H. Menown:
"The Evolution of the Hydrogen Thyatron",
 Marconi Applied Technologies Ltd, Chelmsford U.K.
 Tech. Report.
<http://www.xs4all.nl/~aobauer/Evolution%20of%20Hydrogen%20Thyatron.pdf>

- [17] P. Silvestroni:
“Chimica generale – Con elementi di inorganica e con problemi numerici”
 Casa Editrice Ambrosiana, IV Edizione (1997).
- [18] *“Idruri metallici”*
[http://lem.ch.unito.it/didattica/infochimica/Idrogeno_2005/
 frame_idruri_met.htm](http://lem.ch.unito.it/didattica/infochimica/Idrogeno_2005/frame_idruri_met.htm)
- [19] E. Kamke:
“Differentialgleichungen: Lösungsmethoden und Lösungen”
 10 Auflage, Teubner, Stuttgart 1983.
- [20] G. M. Murphi:
“Ordinary Differential Equations and Their Solutions”
 D. Van Nostrand, New York 1960.
- [21] J. Millmann, H. Taub:
“Pulse, digital and switching waveforms”
 Mc Graw Hill International Editions, Singapore, 1965.
- [22] *“Numerical Recipes”*
<http://www.nr.com>.
- [23] <http://www.epcos.com>.
- [24] <http://www.aksteel.it>.
- [25] <http://www.vacuumschmelze.com>.
- [26] J. Cooper:
“On the high-frequency response of a Rogowski coil”
J. of Nucl. Energy (Plasma Physics) Part C, Vol. 5, pp. 285–289, 1963.
- [27] W. F. Ray, C. R. Hewson and J. M. Metcalfe:
“High frequency effects in current measurement using Rogowski coils”
 (Power Electronic Measurements Ltd)
<http://www.pemuk.com/pdf/0647.pdf>
- [28] Vivek Bakshi:
“EUV Sources for Lithography”
 Ed. Vivek Bakshi.
- [29] Y. Kobayashi and R. M. Neren:
“An estimate of radiative emission from an isothermal xenon plasma at temperatures up to 50000 K”
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., Vol. 12, pp. 1647–1657,
 Pergamon Press (1972).

- [30] T. Krücken:
“Plasma and Radiation Modelling of EUV Sources for Micro Lithography”
AIP Conf. Proc., Vol. 901, pp. 181–190, (2007);
http://icamdata2006.obspm.fr/documents/icam_pdf/Kruecken.pdf.
- [31] <http://www.ird-inc.com/axuvope.html>
- [32] http://www.aixuv.de/DOKUS/PRODUKTINFOS/AIXUV_LAMP_INFOS.pdf
- [33] <http://www.frascati.enea.it/utaprad>
- [34] S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, L. Mezi, D. Murra and A. Torre:
“First results of high-resolution patterning by ENEA laboratory-scale extreme ultraviolet projection lithography system”
European Phys. Lett. 84, 58003 (2008).
- [35] E. J. Caine and S. D. Miller:
“Optical data storage in LiF using electron beam encoding”
J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 16, pp. 3232–3236 (1998).
- [36] G. Baldacchini *et al.*:
“Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF”
Rev. of Sci. Instruments, Vol. 76, pp. 113104–1 – 113104–12 (2005).
- [37] M. T. A. Saif *et al.*:
“Effect of native Al_2O_3 on the elastic response of nanoscale Al films”
Acta Materialia, Vol. 50, Issue 11, pp. 2779–2786 (2002).
- [38] L. Palladino *et al.*:
“XUV generation from plasma produced by a XeCl excimer laser on a Cu target”
Il Nuovo Cimento, Vol. 15D, p. 1133 (1993).

Edito dall' **ENEA**
Servizio Comunicazione

Lungotevere Thaon di Revel, 76 - 00196 Roma

www.enea.it

Stampa: Tecnografico ENEA - CR Frascati
Pervenuto il 23.7.2012

Finito di stampare nel mese di settembre 2012