

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Napoli

INFN/TC-84/9
29 Aprile 1984

M. Ambrosio, G. Barbarino, M. Castellano, N. Cavallo, F. Ceve
nini, A. Cutolo, R. Gorini, M. R. Masullo, P. Patteri, R. Rinzi-
villo e S. Solimeno: CAVITA' OTTICA PER IL LASER AD
ELETTRONI LIBERI SU ADONE

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati

CAVITA' OTTICA PER IL LASER AD ELETTRONI LIBERI SU ADONE

M. Ambrosio, G. Barbarino, M. Castellano, N. Cavallo, F. Cevenini, A. Cutolo^(*),
R. Gorini, M. R. Masullo, P. Patteri, R. Rinzivillo e S. Solimeno

Istituto di Fisica Sperimentale dell'Università di Napoli, e INFN - Sezione di Napoli
(*) Dipartimento di Elettronica dell'Università di Napoli, e INFN - Sezione di Napoli

SOMMARIO

In questo rapporto vengono descritte le caratteristiche ottiche e meccaniche del risonatore da 17,5 metri del laser ad elettroni liberi montato su Adone (esperimento LELA). In particolare sono discussi i criteri seguiti nella scelta dei raggi di curvatura degli specchi al fine di ottimizzare l'efficienza di estrazione di energia dal fascio di elettroni. Sono, inoltre, descritti le parti meccaniche costituenti il canale sotto vuoto della cavità ottica ed il sistema elettronico per il controllo dell'allineamento.

1. - INTRODUZIONE

Il laser ad elettroni liberi montato sull'anello di accumulazione Adone⁽¹⁾ ha richiesto la realizzazione di una cavità ottica lineare lunga 17.5 metri con perdite per diffrazione molto minori di 10^{-4} . Queste caratteristiche, insolite per una sorgente laser, sono dettate dalla necessità di sincronizzare gli impulsi di radiazione con i pacchetti di elettroni circolanti in Adone e di far fronte al basso guadagno ottico del sistema.

Ciò che rende questa cavità peculiare dal punto di vista meccanico è il fatto che l'intero risonatore è tenuto sotto vuoto (10^{-9} torr) al fine di evitare ulteriori perdite dovute all'interposizione di finestre ottiche fra gli specchi.

L'intera cavità è stata progettata in modo da permetterne l'allineamento a distanza mediante calcolatore. Ciò ha richiesto lo sviluppo di sostegni degli specchi muniti di traslatori piezoelettrici atti a lavorare nelle condizioni di vuoto spinto tipiche

di Adone.

Per l'allineamento del fascio di elettroni rispetto all'asse ottico della cavità è prevista una procedura simile a quella seguita dal gruppo di ACO⁽²⁾, con la complicazione aggiuntiva di dover controllare il sistema a distanza. A tal fine sono state previste alcune finestre che permettono di osservare la radiazione spontanea dell'ondulatore, utilizzando un sistema di scansione elettronica dell'immagine ripresa da una telecamera. Le procedure previste per l'allineamento del risonatore saranno discusse in un successivo rapporto.

Il fascio laser di questo oscillatore vede un mezzo attivo pulsante nel tempo con la stessa legge con cui i pacchetti di elettroni dell'anello attraversano l'ondulatore. Pertanto, il trasferimento di energia dagli elettroni al laser risulta massimo quando i fotoni e gli elettroni viaggiano sovrapposti nell'ondulatore.

Poichè il guadagno di picco previsto è dell'ordine di 10^{-3} nasce la necessità di ottimizzare le caratteristiche del modo di oscillazione TEM_{00} in maniera da rendere massima l'estrazione di energia dal fascio. Il fascio gaussiano presenta una sezione minima in corrispondenza del "waist" che si mantiene all'incirca costante per un tratto z_R che è detto lunghezza di Rayleigh.

Da varie analisi^(3, 4) è risultato che per un fascio di elettroni aventi un diametro efficace di 0.6 mm, z_R deve essere all'incirca uguale alla lunghezza $L = 2.3$ m dell'ondulatore. Questa condizione, unita alla lunghezza $d = 17.5$ m della cavità, ed alle restrizioni imposte dalle schermature presenti in prossimità dell'ondulatore, è servita a fissare i raggi di curvatura dei due specchi e le distanze degli stessi dal centro del modo, coincidente entro ± 10 cm col centro del wiggler.

In questo rapporto vengono discussi sia i criteri generali seguiti nella scelta dei vari parametri ottici (Sez. 2) che le singole parti meccaniche (Sez. 3). L'elettronica relativa al sistema di controllo dell'allineamento è discussa in Sez. 4.

2. - DIMENSIONAMENTO DELLA CAVITA' OTTICA

La cavità ottica è stata dimensionata imponendo le seguenti condizioni:

- a) perdite per diffrazione per passo $\alpha^{(d)} \ll 10^{-4}$;
- b) lunghezza d uguale alla metà della distanza percorsa da un fotone nel tempo intercorrente tra due pacchetti di elettroni successivi;
- c) profondità di campo z_R del modo di oscillazione coincidente con un'opportuna frazione della lunghezza L dell'ondulatore;
- d) bassa sensibilità della posizione dell'asse del modo di oscillazione alle rotazioni de

gli specchi;

- e) "waist" del modo di oscillazione nel centro dell'ondulatore entro ± 10 cm, tenendo conto delle tolleranze sui raggi di curvatura degli specchi ($\pm 1\%$);
- f) ridotte dimensioni degli specchi per contenere i costi.

Nei paragrafi che seguono sono approfonditi alcuni aspetti del calcolo e della realizzazione delle condizioni sopraelencate.

2.1. - Lunghezza della cavità

La lunghezza d della cavità è fissata dalla frequenza f_R di passaggio del pacchetto di elettroni attraverso l'ondulatore. Per $f_R = 8.5685$ MHz abbiamo:

$$d = \frac{c}{2f_R} = 17.506 \text{ m} . \quad (1)$$

Ad una variazione di frequenza f_R di 1 Hz corrisponde una variazione di lunghezza di 2.043 m. D'altra parte, la larghezza Δf delle righe di risonanza dei vari modi longitudinali della cavità è pari a

$$\Delta f = \alpha f_R \approx 10^{-4} f_R = 856 \text{ Hz} , \quad (2)$$

dove $\alpha = \alpha^{(d)} + \alpha^{(r)} \sim \alpha^{(r)} = 10^{-4}$ rappresenta la somma delle perdite per diffrazione ($\alpha^{(d)} \ll 10^{-4}$) e riflessione ($\alpha^{(r)} \sim 10^{-4}$) per passo. Questo significa che se la "distanza" in frequenza, f_R , fra due bunch successivi di elettroni differisce da quella tra due modi longitudinali $c/2d$, potranno essere eccitati complessivamente N modi, con N pari a

$$N = \frac{\Delta f}{\left| f_R - \frac{c}{2d} \right|} \approx \frac{856}{\left| f_R - \frac{c}{2d} \right|} . \quad (3)$$

D'altra parte, detta τ la durata degli impulsi laser, il numero N di modi longitudinali da eccitare risulta pari a

$$N = \frac{2d}{\tau c} . \quad (4)$$

Sostituendo questo valore di N nella Eq. (3) e tenendo conto della relazione $f_R \approx \frac{c}{2d}$, si ottiene

$$\left| f_R - \frac{c}{2d} \right| = \alpha \tau f_R^2 \quad (5)$$

Per $\tau = 1$ nsec, $\alpha = 10^{-4}$ abbiamo:

$$\left| f_R - \frac{c}{2d} \right| \sim 7 \text{ Hz} . \quad (6)$$

Ciò significa che f_R deve coincidere con $c/2d$ con la precisione di 7 Hz. Poichè ad ogni Hz corrisponde uno spostamento di $\sim 2 \mu\text{m}$, la distanza d deve essere controllata con la precisione di $14 \mu\text{m}$. In definitiva, d deve essere scelta uguale a 17.506 m , mentre l'accordo fine tra f_R e $c/2d$ può essere ottenuto o agendo su d o su f_R , garantendo rispettivamente una risoluzione di $14 \mu\text{m}$ o di 7 Hz.

2.2. - Caratteristiche del modo fondamentale TEM_{00}

Per il modo fondamentale abbiamo (v. Fig. 1)

$$E_{00}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp\left(-kz - k \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)} + \arctan \frac{z}{z_R}\right) . \quad (7)$$

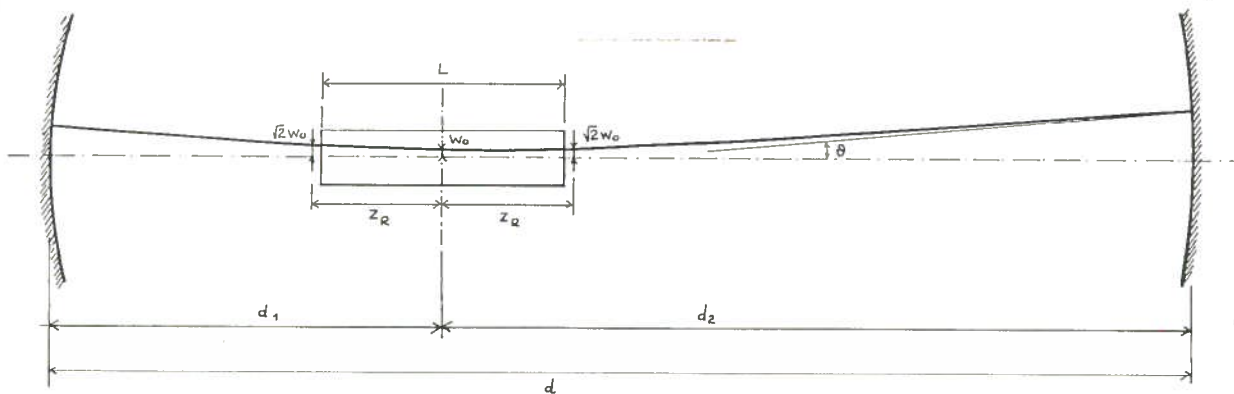


FIG. 1 - Geometria della cavità ottica.

Il campo è immaginato confinato all'interno di un iperboloide di equazione $x^2 + y^2 = w^2$. Sulla superficie dell'iperboloide l'intensità ($I \propto |E|^2$) risulta pari a 0.135 volte il valore sull'asse, corrispondente ad una riduzione di 8.7 dB. A grande distanza l'iperboloide tende asintoticamente ad un cono, il cui semi-angolo di apertura è pari a

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} . \quad (8)$$

La funzione $w(z)$ varia secondo la legge

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (9)$$

dove w_0 rappresenta il raggio dello spot nella sezione più stretta del fascio (waist), mentre

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (10)$$

è la distanza di Rayleigh; $2z_R$ rappresenta la profondità di fuoco. $R(z)$ rappresenta il raggio di curvatura del modo gaussiano e varia con z secondo la seguente legge

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}. \quad (11)$$

Dalle analisi dei rif. (3, 4) risulta che per ottenere il massimo guadagno da un fascio sottile è opportuno fissare il modo d'oscillazione della cavità in modo che la lunghezza di Rayleigh, z_R , risulti pari a metà di quella d'ondulatore (v. Fig. 2a).

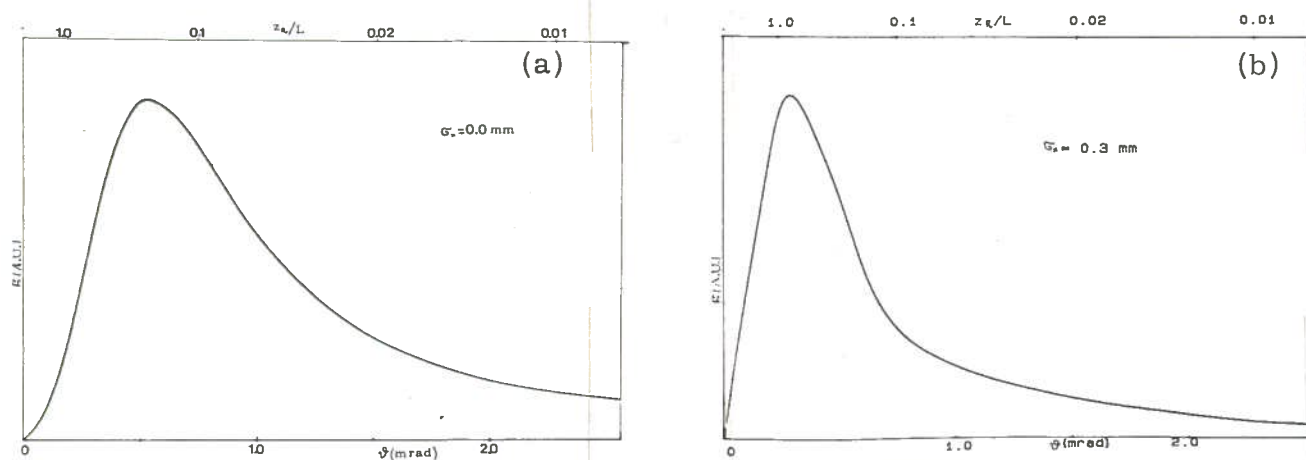


FIG. 2 - Andamento del guadagno in funzione della lunghezza di Rayleigh per un fascio di elettroni sottile (a) e di 0.3 mm (b) (da rif. (3)).

2.3. - Raggi di curvatura degli specchi

I raggi di curvatura dei due specchi concavi (R_1 ed R_2), le distanze d_1 e d_2 degli stessi dal waist e la lunghezza di Rayleigh z_R (v. Fig. 1) sono legati dalle seguenti relazioni:

$$d_1 = \frac{R_1 + (R_1^2 - 4z_R^2)^{1/2}}{2}, \quad R_1 = d_1 + \frac{z_R^2}{d_1}, \quad (12)$$

$$d_2 = \frac{R_2 + (R_2^2 - 4z_R^2)^{1/2}}{2}, \quad R_2 = d_2 + \frac{z_R^2}{d_2}, \quad (13)$$

$$z_R^2 = \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2}, \quad (14)$$

dove $d = d_1 + d_2$.

2.4. - Spostamenti dell'asse del modo

Nella sezione R_1 ed R_2

2. 4. - Spostamenti dell'asse del modo

Nella scelta di R_1 ed R_2 dobbiamo tener conto della variazione dell'asse del modo di oscillazione provocato dalla rotazione di uno degli specchi. Per valutare questo effetto possiamo aiutarci con la Fig. 3, notando che l'asse del modo gaussiano passa per

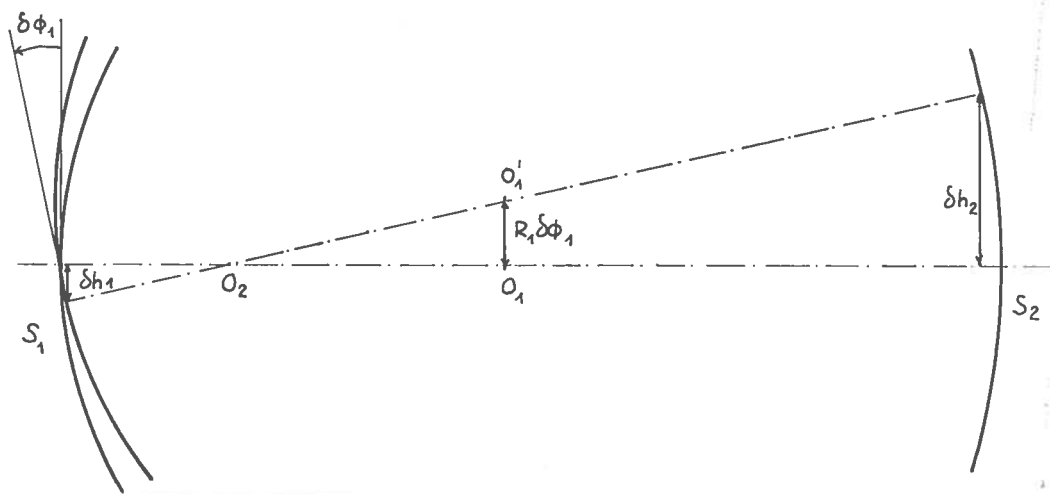


FIG. 3 - Disallineamento dell'asse del modo di oscillazione prodotto dalla rotazione degli specchi.

i centri di curvatura O_1 ed O_2 dei due specchi. Ruotando, in senso antiorario, attorno ad un asse orizzontale lo specchio 2 dell'angolo $\delta\phi_{x2}$ il relativo centro di curvatura si sposterà verso il basso della quantità $\delta y = -R_2 \delta\phi_{x2}$. Pertanto, l'asse del modo di oscillazione ruoterà nel piano verticale in senso antiorario dell'angolo

$$\delta\phi_x = \frac{R_2}{(R_1 + R_2 - d)} \delta\phi_{x2} .$$

Ripetendo le stesse considerazioni per rotazioni nel piano orizzontale e per lo specchio 1 otteniamo

$$\delta\phi_x = - \frac{R_1}{R_1 + R_2 - d} \delta\phi_{x1} + \frac{R_2}{R_1 + R_2 - d} \delta\phi_{x2} , \tag{15}$$

$$\delta\phi_y = - \frac{R_1}{R_1 + R_2 - d} \delta\phi_{y1} + \frac{R_2}{R_1 + R_2 - d} \delta\phi_{y2} .$$

Perchè venga assicurata una buona sovrapposizione tra il modo di oscillazione ed il fascio di elettroni, è necessario che $|\delta\phi_{x,y}|$ non superi un certo valore, che può essere indicativamente assunto uguale al raggio efficace σ (~ 0.3 mm) del fascio di elettroni diviso per L . Ciò porta ad imporre

$$|\delta\phi_{x,y}| < \frac{\sigma}{L} \approx 0.15 \text{ mrad} . \tag{16}$$

Pertanto, tenendo conto delle Eqq. (15) si dovrà imporre

$$\frac{R_{1,2}}{R_1 + R_2 - d} \left| \delta\phi_{x,y,1,2} \right| < 0.075 \text{ mrad} . \quad (17)$$

D'altra parte, dalle Eqq. (12) e (13) discende che

$$R_1 + R_2 - d = z_R^2 \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) ;$$

pertanto la Eq. (17) diventa

$$\left| \delta\phi_{1,2} \right| < \frac{\sigma}{2L} \frac{z_R^2}{R_{1,2}} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) \approx \frac{\sigma}{2L} \frac{z_R^2}{d_{1,2}} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) . \quad (18)$$

2.5. - Perdite per diffrazione

Le perdite per diffrazione possono essere calcolate risolvendo le equazioni integrali di Fox e Li che, per modi a simmetria di rotazione, prendono la seguente forma

$$\begin{aligned} \gamma_1 u_1(\varrho) &= \frac{2\pi i}{\lambda d} \int_0^{a_2} J_0\left(k \frac{\varrho \varrho'}{d}\right) \exp\left[-\frac{ik}{2d} (g_1 \varrho^2 + g_2 \varrho'^2)\right] u_2(\varrho') \varrho' d\varrho' , \\ \gamma_2 u_2(\varrho) &= \frac{2\pi i}{\lambda d} \int_0^{a_1} J_0\left(k \frac{\varrho \varrho'}{d}\right) \exp\left[-\frac{ik}{2d} (g_2 \varrho^2 + g_1 \varrho'^2)\right] u_1(\varrho') \varrho' d\varrho' , \end{aligned} \quad (19)$$

dove $g_{1,2} = 1 - d/R_{1,2}$ sono i cosiddetti parametri g della cavità, mentre $u_{1,2}$ rappresenta il campo sui due specchi di raggio a_1 e a_2 . Per $a_{1,2} \rightarrow \infty$ le autofunzioni $u_{1,2}$ coincidono con i modi gaussiani. In particolare, il modo fondamentale è rappresentato dalla Eq. (7) in cui il waist w_0 e la lunghezza di Rayleigh z_R sono dati rispettivamente dalle Eqq. (11) e (14). Gli autovalori γ_1 e γ_2 sono legati alle perdite per diffrazione $\alpha^{(d)}$ ed allo sfasamento β per passo. In particolare si ha

$$\alpha^{(d)} = 1 - \left| \gamma_1 \gamma_2 \right| . \quad (20)$$

Pertanto, per calcolare $\alpha^{(d)}$ è necessario risolvere il sistema (19). Il metodo più diffuso per ottenere le autofunzioni e gli autovalori del sistema di Fox e Li consiste nel fissare inizialmente dei campi u_1 e u_2 del tipo gaussiano e nel propagarli da uno specchio all'altro un gran numero di volte. Se si indicano con $u_{1,2}^{(i)}$ i campi alla i -esima iterazione, si avrà

$$u_1^{(i+1)}(\varrho) = \frac{2\pi i}{\lambda d} \int_0^{a_2} J_0\left(\frac{k\varrho\varrho'}{d}\right) \exp\left[-\frac{ik}{2d}(g_2\varrho^2 + g_1\varrho'^2)\right] u_2^{(i)}(\varrho') \varrho' d\varrho' , \quad (21)$$

$$u_2^{(i+1)}(\varrho) = \frac{2\pi i}{\lambda d} \int_0^{a_1} J_0\left(\frac{k\varrho\varrho'}{d}\right) \exp\left[-\frac{ik}{2d}(g_2\varrho^2 + g_1\varrho'^2)\right] u_1^{(i)}(\varrho') \varrho' d\varrho' ,$$

avendo di proposito ommesso gli autovalori $\gamma_{1,2}$. Questi ultimi sono dati da

$$\gamma_1 \gamma_2 = \lim_{i \rightarrow \infty} \frac{u_1^{(i+1)} u_2^{(i+1)}}{u_1^{(i)} u_2^{(i)}} . \quad (22)$$

Quando $\alpha^{(d)}$ è molto piccolo, per l'Eq. (20) $|\gamma_1 \gamma_2|$ coincide quasi esattamente con l'unità. Pertanto, in tal caso diventa difficile apprezzare le piccole attenuazioni subite dal campo tra due iterazioni successive. Ad esempio, per $\alpha^{(d)} = 10^{-5}$ è necessario calcolare i campi con una precisione superiore a 10^{-5} . Se si considera che questi campi sono espressi dagli integrali del sistema (21) si comprende facilmente che questa precisione può essere raggiunta con tempi di calcolo dell'ordine di alcune ore. Questo spiega perchè le cavità studiate da tutti gli autori presentano perdite non inferiori a 10^{-4} .

Alle difficoltà di calcolo succitate si aggiunge il fatto che per una cavità asimmetrica, qual'è quella montata su Adone, è necessario risolvere un sistema di due equazioni. Per ovviare a questo inconveniente si può analizzare una cavità simmetrica equivalente a quella in esame, nel senso che presenta le stesse perdite. Questa cavità è caratterizzata dai seguenti parametri

$$g_{eq} = g_1 \frac{a_1}{a_2} = g_2 \frac{a_2}{a_1} , \quad N_{eq} = \frac{a^2}{\lambda d} = \frac{a_1 a_2}{\lambda d} , \quad (23)$$

e la relativa equazione integrale assume la seguente forma

$$\gamma U(x) = \pi i \int_0^{N_{eq}} J_0(2\pi\sqrt{xx'}) \exp\left[-i\pi g_{eq}(x^2 + x'^2)\right] U(x') dx' \quad (24)$$

dove

$$x^2 = \varrho^2 / \lambda d \quad e \quad U(x) = u(\varrho) .$$

Queste cavità simmetriche sono state analizzate da diversi autori⁽⁶⁾. In particolare in Fig. 4 sono state riportate le perdite in funzione di N e g .

Si vedrà in seguito che i parametri g della cavità risultano circa pari a $g_1 = -1.5$ e $g_2 = -0.45$ (v. Tabella I). Pertanto dalla (23) discende $g_{eq} = -0.83$, $a_1/a_2 = 1.83$, $N_{eq} = a_1^2/20$ (a in mm). Per specchi di diametro $2a_1 = 25$ mm si ha $N_{eq} = 7.81$. Purtroppo, la Fig. 4 fornisce le perdite per diffrazione di cavità che, per $g = -0.83$ presentano un numero di Fresnel inferiore a 2. Pertanto, la sola cosa che si può dire è che per $N_{eq} = 7.81$, $\alpha^{(d)}$ è di certo molto inferiore a 10^{-3} .

Per N sufficientemente grande le perdite per diffrazione possono essere calcolate assumendo che esse coincidano con l'aliquota di potenza del fascio gaussiano (che rappresenta il modo fondamentale) non intercettato dagli specchi,

$$\alpha^{(d)} = 1 - \left[\frac{\int_0^a e^{-2\rho^2/w^2} \rho d\rho}{\int_0^\infty e^{-2\rho^2/w^2} \rho d\rho} \right]^2 = 2e^{-2a^2/w^2} - e^{-4a^2/w^2}. \quad (25)$$

Pertanto le perdite per passo sono date da

$$\alpha^{(d)} = 2e^{-2a^2/w_1^2} + 2e^{-2a^2/w_2^2} - e^{-4a^2/w_1^2} - e^{-4a^2/w_2^2}. \quad (26)$$

Per verificare il grado di approssimazione di questa equazione si sono confrontati i valori di $\alpha^{(d)}$ dati dalla stessa con quelli di Fig. 4 per opportuni valori di N e g . Si è potuto così verificare che per $|g| \neq 0, 1$ la (26) è in ottimo accordo con i valori calcolati da Li.

Per g prossimo a 0 (cavità confocale) o ± 1 (cavità concentrica o piana) la (26) dà dei valori di $\alpha^{(d)}$ sottostimati. Ciò si spiega col fatto che per cavità concentriche i modi non sono gaussiani, mentre per quelle confocali la degenerazione dei modi gaussiani induce un forte accoppiamento coi modi superiori, si può concludere che fintanto che ci si trova lontani da queste condizioni, l'espressione (26) fornisce dei valori di $\alpha^{(d)}$ molto accurati.

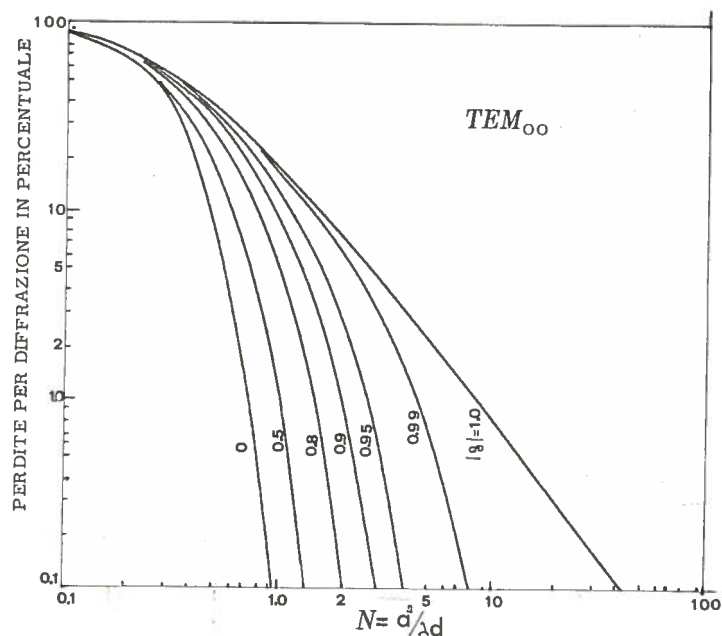


FIG. 4 - Perdite per diffrazione $\alpha^{(d)}$ di cavità simmetriche in funzione del numero di Fresnel $N = a^2/\lambda d$ e del parametro g (da T. Li, Bell Syst. Tech. J. (1965)).

TABELLA I - Dati specchi LELA.

RAGGI(M)	ZR(M)	D1(M)	D2(M)	N0(MM)	N1(MM)	N2(MM)	TETA(RAD)	PERDITE TOT	G1	G2	G-EQUI	N-EQUI	FI1(RAD)	FI2(RAD)
7.00 12.00	2.40	6.05	11.50	0.693	1.882	3.397	0.289E-03	0.597E-07	1.507	0.462	0.835	5.010	0.156E-04	0.822E-05
6.00 12.00	1.32	5.70	11.85	0.514	2.282	4.656	0.390E-03	0.197E-03	1.925	0.462	0.944	4.433	0.515E-05	0.248E-05
8.00 12.00	3.16	6.45	11.10	0.796	1.809	2.907	0.252E-03	0.105E-09	1.194	0.462	0.743	5.630	0.248E-04	0.144E-04
9.00 12.00	3.80	6.91	10.64	0.873	1.811	2.595	0.230E-03	0.255E-12	0.950	0.462	0.663	6.311	0.326E-04	0.211E-04
10.00 12.00	4.37	7.44	10.11	0.936	1.848	2.361	0.214E-03	0.522E-15	0.755	0.462	0.591	7.079	0.390E-04	0.287E-04
7.00 11.00	1.37	6.72	10.83	0.523	2.628	4.181	0.383E-03	0.215E-04	1.507	0.595	0.947	5.685	0.437E-05	0.271E-05
8.00 11.00	2.48	7.14	10.41	0.705	2.150	3.044	0.284E-03	0.847E-09	1.194	0.595	0.843	6.308	0.132E-04	0.908E-05
9.00 11.00	3.25	7.61	9.94	0.807	2.056	2.597	0.248E-03	0.266E-12	0.950	0.595	0.752	7.161	0.210E-04	0.161E-04
8.00 10.00	1.40	7.75	9.80	0.529	2.985	3.753	0.379E-03	0.136E-05	1.194	0.755	0.949	7.193	0.379E-05	0.299E-05
9.00 10.00	2.52	8.23	9.32	0.711	2.429	2.725	0.282E-03	0.400E-11	0.950	0.755	0.847	8.063	0.115E-04	0.101E-04
8.07 9.56	0.59	8.03	9.52	0.344	4.691	5.561	0.583E-03	0.333E-02	1.175	0.836	0.991	7.629	0.650E-06	0.548E-06
8.81 8.81	0.55	8.77	8.77	0.333	5.289	5.289	0.602E-03	0.314E-02	0.992	0.992	0.992	9.044	0.520E-06	0.520E-06

TABELLA II - Dati specchi LELA.

RAGGI(M)	ZR(M)	D1(M)	D2(M)	N0(MM)	N1(MM)	N2(MM)	TETA(RAD)	PERDITE TOT	G1	G2	G-EQUI	N-EQUI	FI1(RAD)	FI2(RAD)
7.00 12.00	2.40	6.05	11.50	0.693	1.882	3.397	0.289E-03	0.597E-07	1.507	0.462	0.835	5.010	0.156E-04	0.822E-05
6.93 12.00	2.34	6.02	11.53	0.685	1.893	3.445	0.293E-03	0.964E-07	1.532	0.462	0.842	4.969	0.149E-04	0.781E-05
7.07 12.00	2.46	6.08	11.47	0.702	1.872	3.352	0.286E-03	0.372E-07	1.482	0.462	0.828	5.052	0.163E-04	0.864E-05
7.00 11.88	2.30	6.13	11.42	0.680	1.933	3.436	0.295E-03	0.877E-07	1.507	0.477	0.848	5.090	0.141E-04	0.760E-05
7.00 12.12	2.49	5.96	11.59	0.706	1.835	3.366	0.284E-03	0.429E-07	1.507	0.448	0.822	4.931	0.172E-04	0.884E-05
6.93 11.88	2.24	6.11	11.44	0.670	1.947	3.488	0.299E-03	0.146E-06	1.532	0.477	0.855	5.047	0.135E-04	0.718E-05
7.07 12.12	2.54	5.99	11.56	0.714	1.827	3.323	0.281E-03	0.274E-07	1.482	0.448	0.815	4.972	0.179E-04	0.925E-05
6.93 12.12	2.43	5.94	11.61	0.698	1.844	3.410	0.287E-03	0.676E-07	1.532	0.448	0.829	4.890	0.165E-04	0.842E-05
7.07 11.88	2.37	6.16	11.39	0.689	1.922	3.386	0.291E-03	0.533E-07	1.482	0.477	0.841	5.132	0.148E-04	0.802E-05

2. 6. - Scelta degli specchi

Si è visto in precedenza che la cavità deve essere lunga 17.506 m (cf. Eq. (1)). Inoltre la distanza z_1 dello specchio M_1 dal centro dell'ondulatore deve essere inferiore a 6.17 m, mentre la lunghezza di Rayleigh z_R deve essere dell'ordine di 2 m. Pertanto si sono usate le equazioni (12) e (13) per calcolare R_1 ed R_2 per vari valori di z_R e d_1 . Una volta noti R_1 ed R_2 , si sono dunque determinati i raggi w_1 e w_2 degli spot relativi ai due specchi e l'angolo di apertura θ^2 utilizzando le Eqq. (8) e (9) ed esprimendo w_0 in funzione di z_R mediante la (10). Infine, si sono calcolati le perdite e la precisione angolare $\delta\phi_{1,2}$ con cui gli specchi vanno orientati utilizzando le Eqq. (26) e (18), supponendo che il raggio utile degli specchi sia pari a 10 mm. Tutti i calcoli sono stati effettuati assumendo che il laser oscilli a 632.8 nm. I relativi valori sono riportati in Tabella I. Da un esame dei dati di Tabella I risulta che la combinazione di raggi di curvatura che ottimizza i vari parametri è quella con $R = 7$ m, $R_2 = 12$ m.

Poichè i raggi di curvatura di specchi di lunga focale possono essere prefissati con una precisione dell'1%, si sono studiate le variazioni dei vari parametri (v. Tabella II). In particolare si è visto che il waist si sposta di ± 10 cm rispetto al centro dell'ondulatore, valore questo accettabile se confrontato con la lunghezza totale $L = 2.3$ m dello stesso.

E' opportuno notare che il raggio $w_0 = 0.7$ mm del waist è maggiore di quello previsto nel progetto iniziale (cf. ultima riga della Tabella I). Questo aumento di w_0 è giustificato da due fatti. Innanzitutto una diminuzione di w_0 avrebbe comportato un aumento di w_1 e w_2 . Per mantenere basse le perdite per diffrazione si sarebbero dovuti usare specchi da 2". In secondo luogo, diminuire w_0 significa rendere $R_1 + R_2$ sempre più prossimo a d . Ciò implica una riduzione $\delta\phi_{1,2}$ e, conseguentemente, un aumento inaccettabile della precisione con cui vanno orientati gli specchi ($\sim 0.5 \mu\text{rad}$).

3. - MECCANICA DELLA CAVITA' OTTICA

3.1. - Considerazioni generali

La cavità ottica sotto vuoto per l'esperimento LELA può essere schematicamente suddivisa in due parti, una collegata all'estremità a monte, rispetto al moto degli elettroni, della sezione dritta di Adone su cui è installato il magnete ondulatore, ed una collegata all'estremità a valle.

Le due parti sono di diversa lunghezza per motivi contingenti, ma sono anche funzio

nalmente diverse, sia per le esigenze dei servizi ottici per l'allineamento e l'accordo, e sia per le condizioni di lavoro dal punto di vista del vuoto, essendo la parte in avanti investita dalla radiazione ultravioletta dell'ondulatore.

Nonostante ciò, i due tronchi di guida ottica sono strutturalmente simili ed entrambi terminano con una "testa" contenente uno specchio ed i movimenti submicrometrici per l'accordo della cavità.

La cavità nel suo insieme dispone dei seguenti servizi ottici ausiliari:

a) Possibilità di introdurre il fascio del laser ad Argon lungo l'asse della guida ottica attraverso lo specchio a monte, per procedere all'allineamento (v. Fig. 5).

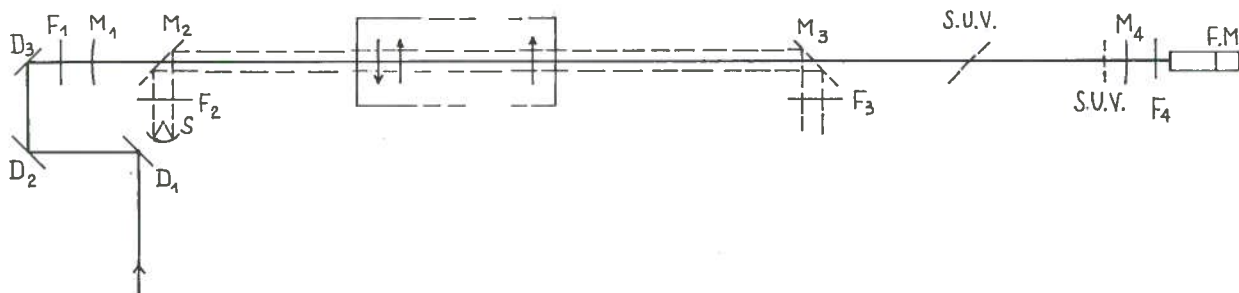


FIG. 5 - Sistema ottico relativo alla cavità. M_1 e M_4 rappresentano gli specchi dielettrici terminali della cavità con riflettività del 99.99%. M_2 e M_3 sono due specchi mobili che, una volta inseriti, servono ad osservare attraverso l'oblò F_3 il canale ottico illuminato con il faretto S posto a ridosso di F_2 ed a controllare l'allineamento del fascio laser ad Ar di centraggio con la radiazione spontanea dell'ondulatore. F_1 ed F_4 sono le finestre di ingresso e di uscita per il laser ad Ar. F_4 funge anche da finestra d'uscita per la radiazione del laser LELA. A ridosso di F_4 è posto il fotomoltiplicatore FM. S.U.V. è una finestra inclinata ad angolo di Brewster di cui è prevista l'eventuale inserzione per proteggere M_4 dalla radiazione UV dell'ondulatore. SUV è uno schermo di protezione UV per M_4 .

A questo scopo il porta specchi è aperto posteriormente e sulla parte terminale della testa è stata prevista una finestra ottica con trattamento antiriflettente a larga banda (BBAR) nel visibile.

b) Possibilità di illuminare l'interno del canale di trasporto della radiazione dentro l'ondulatore nel verso del moto degli elettroni. A tale scopo un passante micrometrico da vuoto porta sull'asse ottico della cavità uno specchio piano inclinato a 45° in corrispondenza di una finestra ottica, davanti alla quale è disposta una idonea sorgente luminosa di alta intensità. Ciò consente, agendo sull'ottica del fascio di elettroni, di portarlo sull'asse geometrico della cavità e sull'asse magnetico dell'ondulatore.

c) Possibilità di estrarre la radiazione spontanea dell'ondulatore dalla guida ottica senza esporre lo specchio in avanti alla radiazione ultravioletta. La struttura utilizzata è costituita da una finestra ottica ed un passante micrometrico da vuoto. Il

passante consente di disporre sull'asse ottico del canale uno specchio inclinato a 45° per deviare la radiazione sulla finestra. E' evidente che la stessa struttura consente di illuminare l'interno del canale ottico nella direzione opposta a quella del moto degli elettroni.

d) Possibilità di controllare le condizioni di funzionamento della cavità mediante una finestra ottica posta dietro lo specchio della testa a valle. La finestra ha le stesse caratteristiche di quella della testa a monte. Come rivelatore si usa un fotomoltiplicatore per spettroscopia il cui segnale consente di perfezionare l'accordo longitudinale (sincronismo), di misurare il fattore di merito della cavità e di segnalare l'avvenuto innesco dell'oscillazione laser.

La cavità dispone anche di due diversi accorgimenti per proteggere lo specchio a valle, limitandone l'esposizione diretta alla radiazione UV dell'ondulatore alla sola fase conclusiva delle operazioni di accordo.

Durante le operazioni preliminari lo specchio può essere protetto da:

- a) uno schermo che un passante micrometrico da vuoto permette di abbassare davanti ad esso nella testa;
- b) uno schermo orientato secondo l'angolo di Brewster, per minimizzare le perdite nel visibile, che un altro passante consente di inserire sul fascio di radiazione lungo la guida ottica.

La valvola pneumatica installata sul canale da vuoto immediatamente a valle dell'ondulatore assume la funzione di "beam stopper" e viene tenuta chiusa durante le fasi di non funzionamento della cavità, e particolarmente durante l'iniezione del fascio nella macchina, per non esporre guida ottica e specchio a valle al danneggiamento prodotto dalle perdite del fascio di elettroni.

A conclusione di queste considerazioni generali e prima di descrivere e commentare il progetto della meccanica della cavità sotto vuoto, è opportuno descrivere brevemente le caratteristiche della macchina mentre è ancora in corso l'esperimento di amplificazione.

La camera a vuoto di Adone nella sezione dritta in cui è installato il magnete ondulatore è collegata a tubi di raccordo rettilinei che, attraversando da ciascun lato i magneti curvanti, terminano appena fuori da questi con una valvola manuale. Questa parte, che è direttamente connessa all'impianto da vuoto dell'acceleratore, è stata prolungata nella parte a monte con un breve tronco che termina con la flangia su cui è fissata la finestra ottica, utilizzata per l'entrata del fascio del laser ad Argon per l'esperimento di amplificazione. Una valvola manuale in derivazione consente le operazioni di prevuoto. Il prolungamento dell'unità di luce dell'ondulatore sul lato a valle è più lungo e contiene due valvole pneumatiche in cascata, un raccordo a croce con una pompa ionica da 30 l/sec e un raccordo in derivazione con valvola di chiusura per le operazioni di prevuoto.

3.2. - Caratteristiche meccaniche

3.2.1. - Parte di cavità a monte dell'ondulatore

L'installazione dell'involucro sotto vuoto della cavità ottica prevede, per la parte a monte, lo smontaggio del tronco dopo la valvola manuale per far posto ad un raccordo a croce sviluppato verticalmente su due livelli (v. Fig. 6).

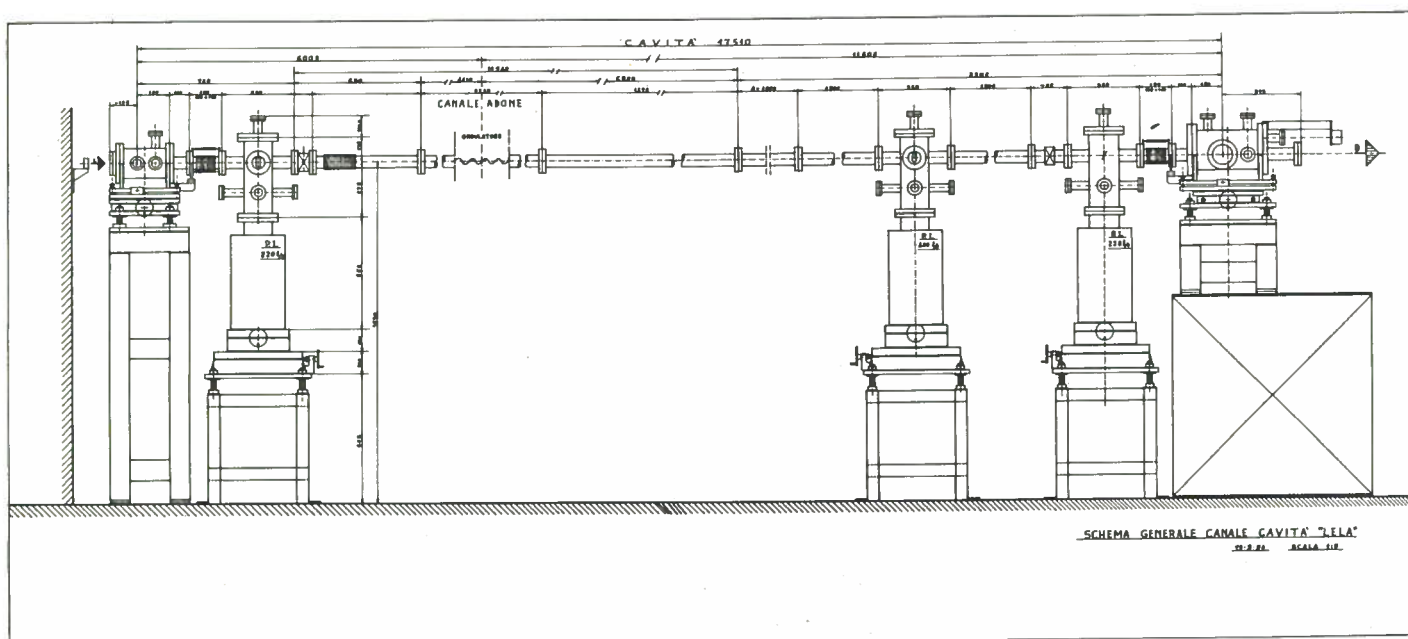


FIG. 6 - Vista globale della cavità ottica.

Un tronco di tubo del diametro di circa 150 mm raccorda al tubo che costituisce la guida ottica una pompa da 220 l/s. Il raccordo è chiuso superiormente da una flangia CONFLAT da 8" recante al centro il raccordo per la flangia di tenuta del passante da vuoto che sostiene lo specchio a 45° per l'illuminazione della guida ottica.

Questa soluzione si è resa necessaria per poter eventualmente intervenire sullo specchio che essendo da 2" di diametro non potrebbe essere estratto attraverso la flangia del passante micrometrico.

Sulla parte anteriore della crociera della pompa, alla quota del fascio di elettroni, è prevista una finestra d'ingresso del fascio di luce per l'illuminazione. Il tubo di collegamento alla pompa ionica ha un secondo livello di tre raccordi per una valvola di collegamento all'impianto di prevuoto e per i due elementi sensibili dei vacuometri, uno del tipo Pirani e uno del tipo Bayard-Alpert.

Un soffiutto con tre aste di contrasto, regolabili ad arridatoio e con fissaggio a snodo alle due estremità consente i movimenti del sistema di supporto della testa necessari per l'allineamento della guida ottica esterna col tronco dentro l'ondulatore e per il preallineamento della cavità ottica. Per la pompa ionica è previsto un supporto

dotato di viti calanti per la regolazione della quota e la messa in piano e di due slitte sovrapposte per spostamenti orizzontali, trasversali e longitudinali rispetto all'asse della cavità.

La testa a monte è la più semplice delle due, il suo specchio ha solo i due movimenti di "tilt" verticale ed orizzontale, con gli assi di rotazione contenuti nel piano della superficie riflettente.

Il sistema di movimento e le escursioni angolari sono identiche a quelli della testa a valle e saranno descritti in seguito.

L'involucro da vuoto della testa è un cilindro, coassiale con la cavità, con un diametro interno di circa 150 mm e lungo 240 mm. La flangia di chiusura posteriore porta una finestra con trattamento BBAR avvitata direttamente con fori filettati ciechi. Questa soluzione si è resa necessaria per contenere la lunghezza della testa ed in particolare la zona morta tra lo specchio e la finestra, al duplice scopo di disporre della massima lunghezza utile di cavità tra specchio e centro dell'ondulatore, e di avere tra la finestra e le schermature lo spazio necessario per inserire lo specchio che servirà ad introdurre nella guida ottica il fascio laser per gli allineamenti.

La testa ha lateralmente, in corrispondenza dello specchio, una finestra di osservazione e due altri raccordi destinati al passante elettrico a 10 contatti per l'alimentazione delle capsule piezoelettriche che controllano i movimenti di "tilt", ed alla valvola di riequilibrio della pressione per lo smontaggio della testa.

Il supporto della testa ha una struttura molto articolata, a diversi gradi di libertà, per consentire di posizionare lo specchio in maniera ottimale (v. Fig. 7).

Vale la pena di ricordare che non essendoci in questo tronco della cavità elementi di guida ottica diversi da quelli che fanno parte del raccordo pompa e della testa, non vi sono altri supporti, e quindi il posizionamento della guida dipende da quelli della pompa e della testa. Quest'ultima è fissata al suo sostegno mediante un'apposita culla che ha delle spine di riferimento per poterla ripo-

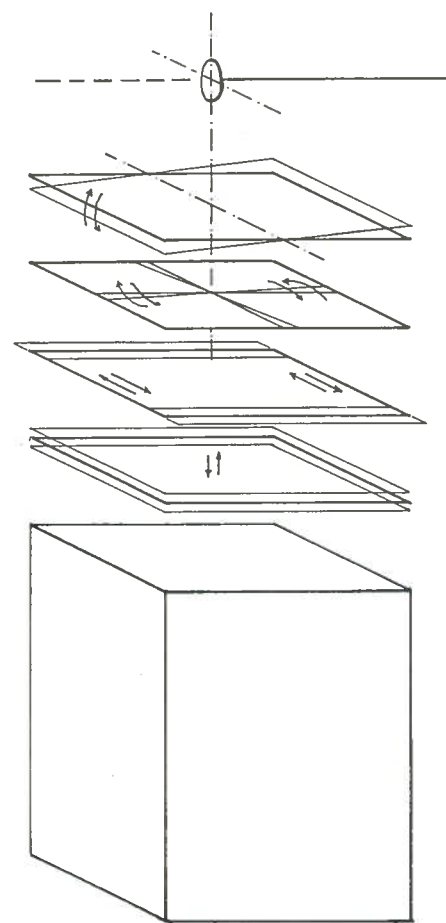


FIG. 7 - Rappresentazione schematica dei movimenti disponibili per l'orientamento di M_1 e M_4 .

sizionare rapidamente dopo ogni smontaggio. Il supporto è previsto per essere appoggiato su uno o più blocchi di cemento, opportunamente smorzati con lastre di piombo, per un'altezza di 1 m ed ha una struttura complessiva molto pesante. E' dotato di quattro viti calanti indipendenti, ciascuna bloccabile con controdado, per la messa in piano e per la regolazione della quota. Sono poi possibili i seguenti altri movimenti della testa: spostamento orizzontale in direzione perpendicolare alla guida ottica, rotazioni intorno al baricentro della faccia riflettente dello specchio nel piano orizzontale ed intorno ad un asse orizzontale che contiene la proiezione dello specchio in quello verticale. Questi spostamenti sono controllati da viti contrastate con molle per il ripristino dei giochi, e sono dotati di blocco manuale a fine operazione.

3.2.2. - Parte di cavità a valle dell'ondulatore

La parte diritta che si compone di due tratti di canale da 1.5 m ed 1 m, termina sulla crociera della prima delle due pompe ioniche da 400 l/s. La crociera utilizzata per l'uscita della radiazione spontanea, ha una struttura del tutto simile a quella della parte a monte della cavità, col passante micrometrico in testa, ed è dotata di una finestra di uscita e di due raccordi per la guida ottica. Anche qui ad una quota più bassa vi sono i raccordi per i vacuometri ed una valvola per il prevuoto. Il supporto di questa, come della seconda pompa da 400 l/s, è identico a quello della pompa a monte.

Tra la prima e la seconda pompa ionica è installato l'altro tronco di guida da 1.5 m, seguito da una valvola pneumatica che consente di sezionare la parte terminale del canale.

Essendo state adottate valvole con guarnizioni in "VITON" si è preferito interporre sempre tra esse e gli specchi le pompe ioniche, anche se questo costringe a mettere in aria le crociere delle pompe per operare sugli specchi.

Dopo la valvola pneumatica si trova la crociera della seconda pompa ionica da 400 l/s che è praticamente identica alle altre, salvo che per la mancanza della finestra.

Tra la crociera e la testa c'è il soffietto con le solite aste di contrasto ad arridatoio, la cui flangia terminale è fissata indipendentemente al supporto porta testa, perchè rimanga in posizione anche in mancanza di questa. Tutto ciò serve ad evitare di ripetere le procedure di allineamento preliminari ad ogni smontaggio.

La testa in avanti ha anch'essa struttura cilindrica, anche se non coassiale con la guida ottica, è più lunga dell'altra (350 mm) ed ha diametro maggiore (195 mm) per la presenza del carrello per gli spostamenti longitudinali dello specchio. Anche su questa testa sono previsti i raccordi per il passante elettrico a 10 contatti

ed il rubinetto di riequilibrio della pressione. Quest'ultimo è utilizzato per riempire la testa con azoto che vien fatto fluire durante lo smontaggio della flangia di attacco e fino alla chiusura della testa con una flangia cieca. Tutte le operazioni sugli specchi vengono effettuate, infatti, asportando dalla cavità le teste e portandole sotto una cappa a flusso laminare.

La testa in avanti ha, come l'altra, la finestra laterale di osservazione e la finestra ottica terminale con trattamento BBAR dietro lo specchio.

3. 3. - Teste portaspecchi

Passiamo ora alla descrizione necessariamente sommaria della struttura interna delle due teste, cominciando da quella in avanti che è la più complessa delle due. Essa ha in più, rispetto all'altra, lo schermo UV davanti allo specchio ed il movimento di regolazione della distanza tra gli specchi, necessario a garantire la sincronizzazione tra radiazione e pacchetto di elettroni. E' stato, infatti, necessario assegnare questo movimento alla testa a valle, per i problemi di spazio che gravano su quella a monte. La regolazione è ottenuta utilizzando un passante da vuoto micrometrico con in testa una capsula piezoelettrica con una corsa di $15 \pm 1.5 \mu\text{m}$ per 1000 V di tensione. La corsa totale è di 4 cm e lo spostamento minimo corrispondente alla variazione di 1 Volt della tensione del traslatore è di 15 nm, ottenuto cambiando di 2 o 4 unità, a seconda della configurazione scelta, il contenuto del registro del convertitore D/A che controlla lo spostamento fine dello specchio. La vite micrometrica è azionata da un motorino passo-passo che, lavorando a 400 passi/giro dà uno spostamento minimo di 1.25 μm .

Il sistema vite micrometrica-traslatore piezoelettrico spinge un carrello portaspecchio a gioco nullo, sospeso ad una doppia rotaia cilindrica tramite 8 cuscinetti a sfera (v. Fig. 8).

I movimenti angolari nel piano zx e zy avvengono intorno agli assi della faccia riflettente dello specchio, senza influenzare apprezzabilmente la lunghezza della cavità, per mezzo dell'azione combinata di due coppie di capsule piezoelettriche da vuoto (v. Fig. 9).

Ciascuna coppia è costituita da una capsula a corsa lunga (40 μm) ed una a corsa breve (per avere spostamenti minimi molto ridotti), che agiscono in contrapposizione tra la struttura fissa e l'equipaggio portaspecchio in modo da sommare le corse.

Le capsule che determinano la rotazione intorno all'asse orizzontale della faccia riflettente dello specchio agiscono ad una distanza di 40 mm ed hanno una corsa di 40 μm e 15 μm che sommate consentono una escursione angolare massima di 1.37 mrad che praticamente coincide con l'angolo sotto cui è visto uno specchio dal centro dell'al

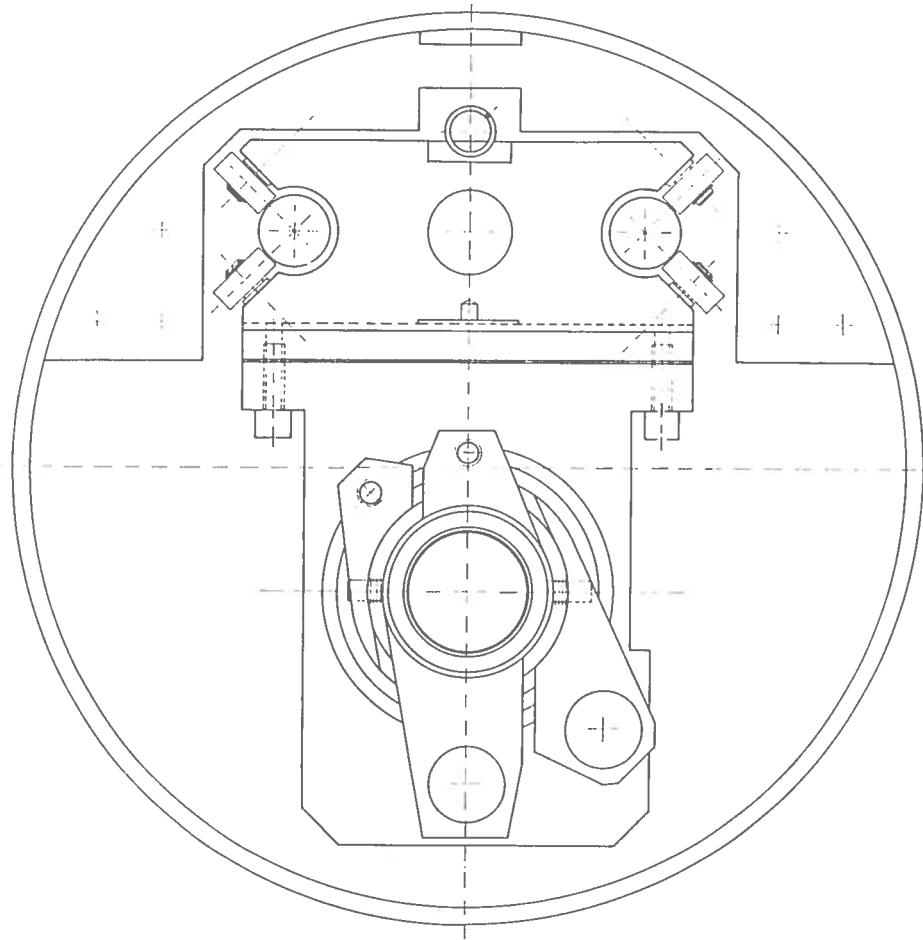


FIG. 8 - Vista frontale del carrello portasp specchio della testa a valle.

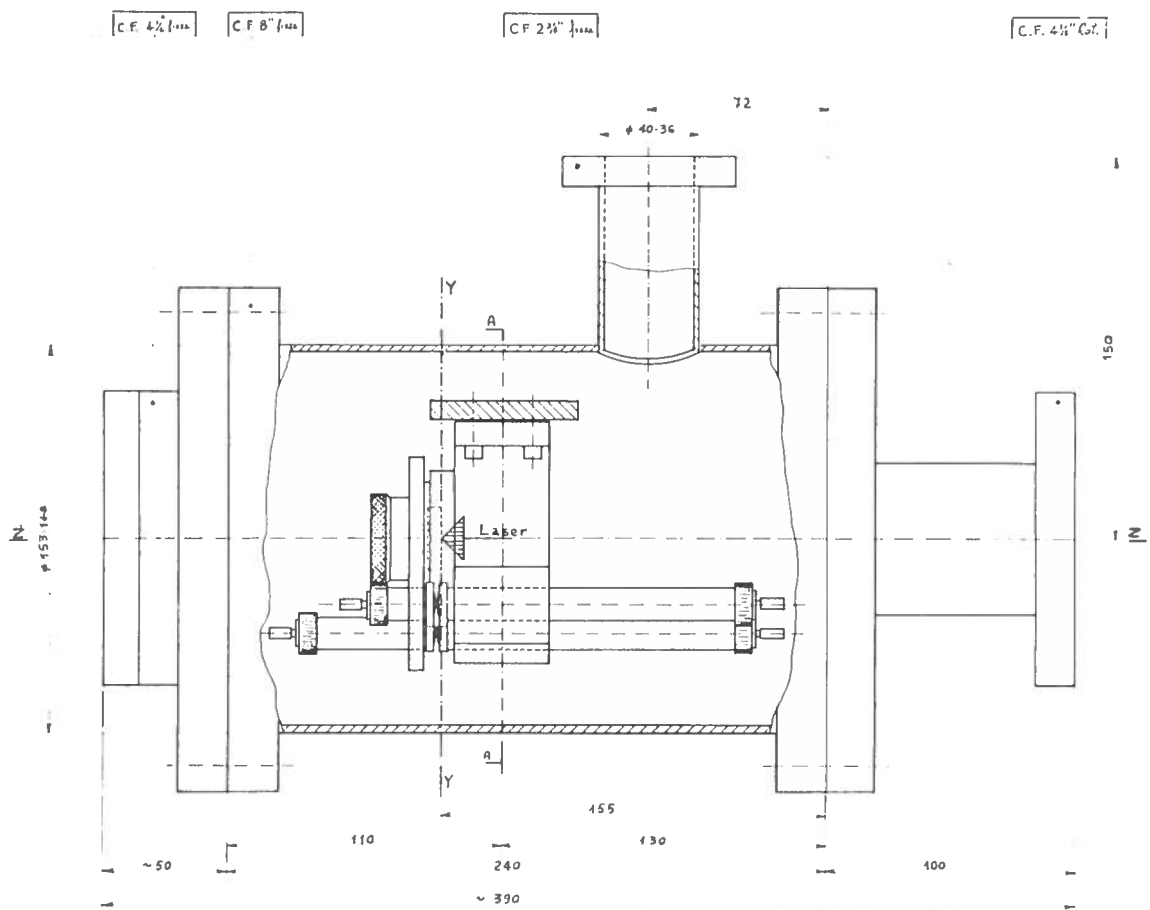


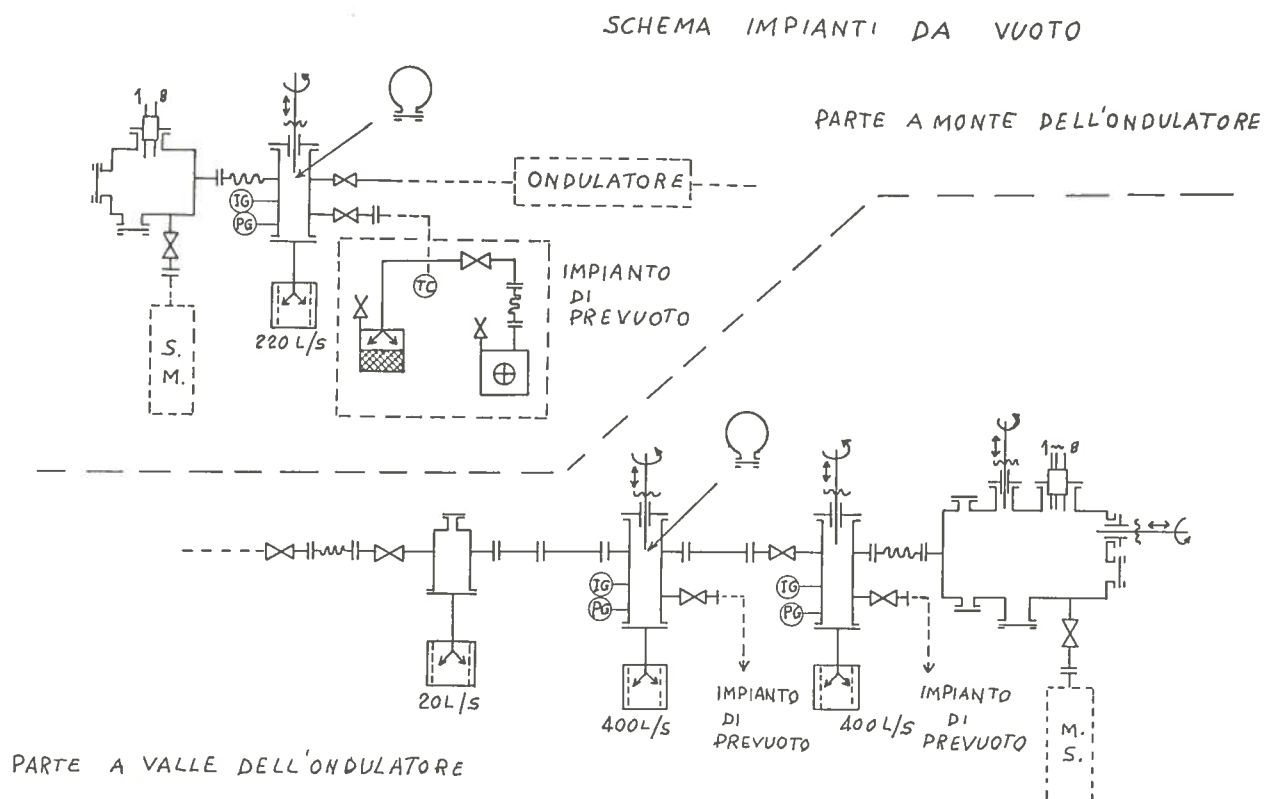
FIG. 9 - Vista laterale dell'involucro della testa a monte con spaccato del sistema portasp specchio.

tro. La rotazione minima è di $0.4 \mu\text{rad/Volt}$.

Le capsule pizeolettiche che controllano la rotazione intorno all'asse verticale agiscono ad una distanza di 28.6 mm ed hanno una corsa di $40 \mu\text{m}$ e $5 \mu\text{m}$. L'escursione angolare massima è di 1.57 mrad e la rotazione minima nominale è $0.17 \mu\text{rad/V}$.

3.4. - Impianto da vuoto

L'impianto per raggiungere e mantenere in tutta la cavità, ma particolarmente nelle due teste, un vuoto migliore di 10^{-9} torr, è costituito da una pompa ionica da 220 l/s, per il tratto a monte, e da due pompe da 400 l/s, per il tratto a valle. Tutte e tre le pompe sono previste del tipo a triodo (v. Fig. 10).



Le velocità di pompaggio sono state calcolate stimando che la superficie interna della parte di cavità a valle, sia dell'ordine di 2×10^4 centimetri quadrati e che quella della parte a monte sia 4×10^3 centimetri quadrati. Purtroppo le formule empiriche (ma abbastanza collaudate) che vengono normalmente utilizzate per il calcolo della velocità di pompaggio, fanno riferimento ad un coefficiente di degassamento specifico delle superfici esposte a radiazione che nel nostro caso è di difficile valutazione. I valori adottati da altri in casi simili (10^{-12} Torr·litri/sec· cm^2) si riferiscono, infatti, a superfici sottoposte, dopo l'istallazione, a riscaldamento a temperature di 300-400 °C. Nel nostro caso questa possibilità potrà essere utilizzata solo sui brevi tratti di guida

ottica che non contengono componenti delicati.

Per la realizzazione sono stati utilizzati esclusivamente tubi estrusi di acciaio inox AISI 304 ed è stata effettuata un'accurata pulizia delle superfici, senza l'uso di solventi organici che avrebbero lasciato residui particolarmente dannosi per gli specchi. E' poi previsto un degassamento preventivo con riscaldamento sotto vuoto del tubo e delle teste prima del montaggio degli elementi sensibili al calore. In questo modo si pensa di arrivare ad uno stato delle superfici interne abbastanza buono da consentire di raggiungere e mantenere il vuoto di progetto.

Il prevuoto va effettuato con particolari cautele per evitare tracce di vapori d'olio nell'atmosfera residua. Purtroppo tracce di vapori d'olio sono certamente presenti nel volume dell'acceleratore, per l'uso di pompe rotative e turbomolecolari.

Si prevede di vuotare preliminarmente il volume raggiungendo pressioni di qualche decimo di torr utilizzando una pompa rotativa con trappola ad azoto liquido. A queste pressioni molto superiori alla tensione di vapore e degli olii lubrificanti, la contaminazione del vuoto è assolutamente nulla.

Si attivano poi le pompe ad assorbimento in bagno di azoto liquido, per raggiungere pressioni dell'ordine di 10^{-5} torr prima di innescare le pompe ioniche.

L'operazione di prevuoto con questa tecnica richiede un accurato controllo della pressione durante tutta l'operazione e necessita quindi che ci sia sempre in misura un vacuometro che lavori in condizioni ottimali. E' per questo che si prevede di impiegare un vacuometro a termocoppia nel sistema di prevuoto per commutare dalla rotativa alla pompa ad assorbimento e poi due sensori a ionizzazione uno del tipo millitor ed uno del tipo Bayard-Alpert, per ciascuna sezione del volume della cavità.

4. - CONTROLLO DELL'ALLINEAMENTO DELLA CAVITA'

4.1. - Allineamento trasversale

La cavità va allineata portando a coincidere l'asse ottico con il fascio di elettroni, utilizzando come riferimento la radiazione spontanea. I movimenti attraverso cui questo allineamento può essere fatto sono stati descritti in precedenza. Illustreremo ora, molto brevemente, la procedura di allineamento, in modo da delineare attraverso quali strumenti e con quali operazioni il controllo dei movimenti è ottenuto.

Il procedimento inizia con l'allineamento del fascio laser ad argon con l'asse della radiazione spontanea. Il fascio laser entra nella cavità dalla finestra F_1 , attraverso lo specchio M_1 ed è estratto, insieme alla radiazione spontanea, per mezzo dello specchio mobile M_3 attraverso la finestra F_3 (v. Fig. 5).

La procedura di allineamento può consistere nello spostare ed orientare il fascio di elettroni fino a massimizzare l'amplificazione della radiazione. Una volta centrato il fascio di elettroni, si procede all'orientamento di M_1 ed M_4 utilizzando i movimenti meccanici manuali di cui le due teste portaspecchi sono dotate. M_1 ed M_4 sono specchi dielettrici multistrati con lunghezza d'onda di massima riflettività intorno a 6328 \AA , che risultano parzialmente riflettenti alla lunghezza d'onda del laser ad argon, 5145 \AA . E' quindi possibile, sempre utilizzando i movimenti manuali e sfruttando le riflessioni multiple tra i due specchi, ottenere un primo approssimativo allineamento dell'asse ottico della cavità con il fascio laser. L'ottimizzazione dell'allineamento si effettua poi utilizzando i traslatori piezoelettrici.

Abbiamo già visto nella sottosezione 2.4 come una rotazione o una traslazione dell'asse ottico può essere ottenuta ruotando nello stesso verso o in verso opposto gli specchi M_1 e M_4 . Abbiamo inoltre già descritto il modo in cui operano i traslatori piezoelettrici montati su i due portaspecchi. Nel seguito, pertanto, ci limiteremo a descrivere come la procedura di allineamento può essere automatizzata usando il calcolatore PDP 11/40 installato nella sala misure per esigenze di radioprotezione. In particolare, descriveremo le caratteristiche e le funzioni dei circuiti che permettono la manovra dei traslatori piezoelettrici, nonché la strumentazione necessaria per l'intera operazione.

Lo schema della disposizione dei circuiti utilizzati e dei loro collegamenti è mostrato in Fig. 11. La tensione di alimentazione dei traslatori piezoelettrici è generata da alimentatori di alta tensione Silena mod. 7712. Questi alimentatori, di cui in Tabella III vengono riportate le caratteristiche principali, sono contenuti in moduli singoli standard NIM, e ricevono l'alimentazione in bassa tensione direttamente dall'alimentatore NIM.

La tensione di uscita, 0-2 KV, può essere controllata, oltre che manualmente per mezzo di un potenziometro sul frontale, anche a distanza con un segnale in bassa tensione (0-10 V). Per effettuare questo controllo a distanza sono utilizzati dei moduli convertitori Digitale-Analogico costruiti in sede secondo lo standard CAMAC, di cui pure si riportano le caratteristiche in Tabella III.

Questi moduli DAC, installati nel contenitore-alimentatore CAMAC posto vicino al calcolatore, permettono di pilotare manualmente i traslatori piezoelettrici direttamente dalla sala misure. Gli alimentatori di alta tensione sono invece posti in contenitori alimentati NIM il più vicino possibile alle due teste dalla cavità e ricevono le tensioni di pilotaggio dai DAC attraverso cavi coassiali.

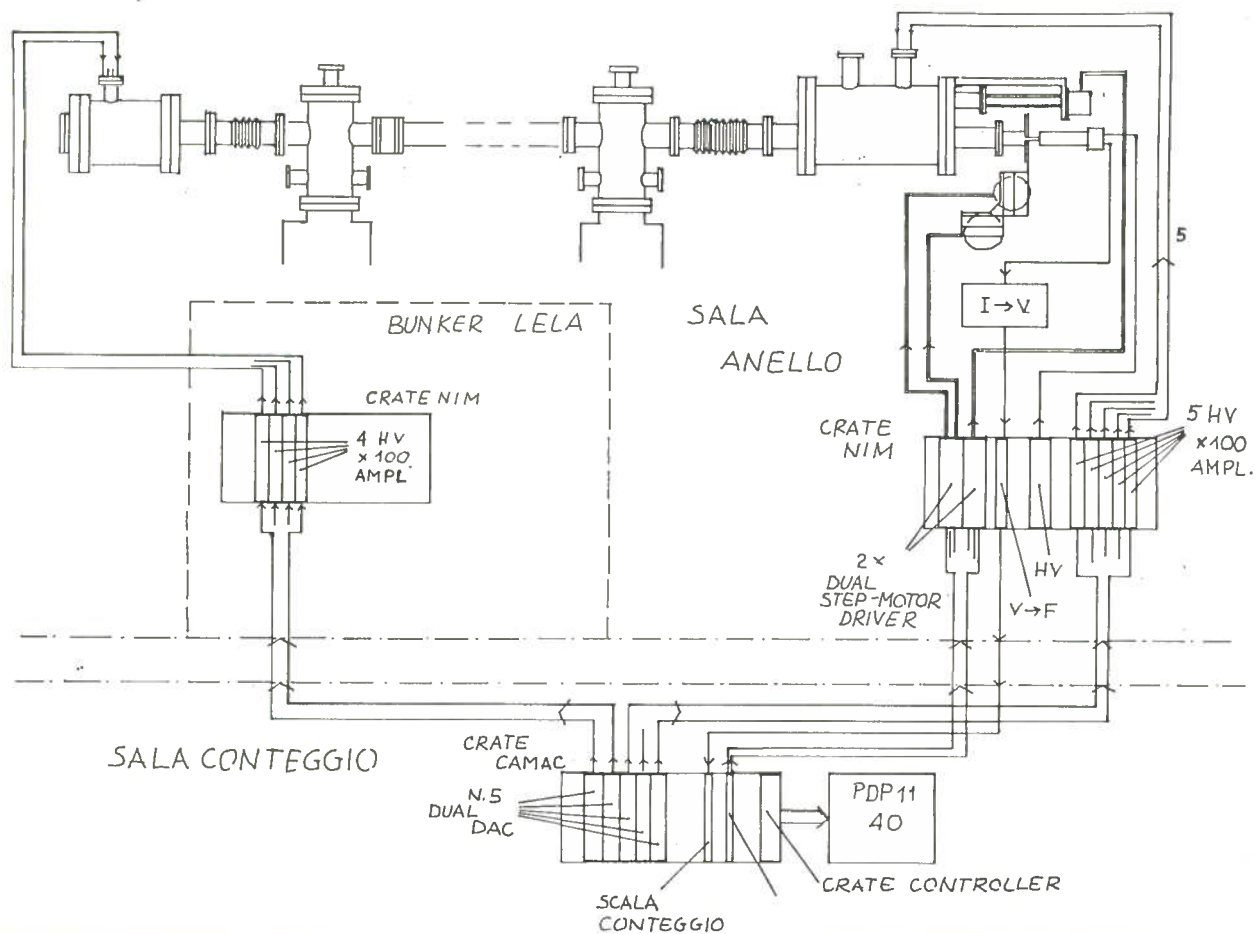


FIG. 11 - Sistema di controllo della cavità ottica.

TABELLA III - Caratteristiche principali dei circuiti utilizzati per l'allineamento della cavità.

1) Alimentatore HV Silena 7712

Una unità in un cassetto NIM singolo
Tensione di uscita 0-2000 VDC
Corrente di uscita massima 3 mA
Controllo remoto in bassa tensione 0-10 V
Rumore a bassa frequenza (0.1-50 Hz) ≤ 5 mV

2) Convertitore Digitale-Analogico

Due unità in un cassetto CAMAC doppio
Controllo manuale del pannello frontale
Tensione di uscita 0-9.9976 V
Risoluzione 1/4096
Linearità $\pm 1/2$ LSB da -25°C a 85°C
Tempo di propagazione 300 ns (corrente)
2.5 μs (tensione)
Impedenza di uscita $50 \times 10^{-3} \Omega$
Corrente di corto circuito ≤ 20 mA

Per mezzo della catena elettronica descritta è possibile effettuare rotazioni o traslazioni dell'asse ottico della cavità sotto controllo del calcolatore. E' anche possibile effettuare movimenti manuali sia dalla sala misure, agendo sui DAC, sia dalla zona sperimentale, agendo direttamente sugli alimentatori HV.

Con un approssimativo allineamento degli specchi effettuato con i movimenti manuali descritti in precedenza, la radiazione spontanea emessa dai pacchetti di elettroni entro l'ondulatore viene intrappolata per un tempo tanto più lungo quanto migliore è l'allineamento.

Il perfetto allineamento della cavità stessa si ottiene massimizzando, attraverso rotazioni e traslazioni dell'asse ottico, l'intensità di radiazione del modo fondamentale TEM_{00} usando un fotomoltiplicatore all'esterno della finestra terminale della testa a valle.

Filtrando la radiazione emergente dallo specchio M_4 con un filtro interferenziale centrato sul picco della radiazione spontanea e ponendo davanti al fotomoltiplicatore un'iride di apertura uguale o minore di quella del modo fondamentale TEM_{00} è possibile effettuare l'operazione di allineamento della cavità massimizzando la corrente di uscita del fotomoltiplicatore.

L'iride posta davanti al fotomoltiplicatore è montata su un sistema di movimenti micrometrici remotizzati nel piano xy. In questo modo, oltre a poter ottimizzare il posizionamento, è anche possibile analizzare le dimensioni trasverse della radiazione trasmessa dallo specchio. I movimenti sono effettuati da motori passo-passo il cui sistema di controllo a loop chiuso tramite calcolatore è lo stesso già utilizzato per la misura della radiazione spontanea (v. Rif. (6)). La risoluzione per entrambi i movimenti è di $1.25 \mu\text{m}/\text{passo}$ e la corsa totale di 5 cm. L'iride può essere spostata anche manualmente agendo sui Driver di potenza alloggiati nei contenitori alimentati NIM nella zona sperimentale.

La lettura della corrente del fotomoltiplicatore da parte del calcolatore è effettuata per mezzo di una catena elettronica composta da un convertitore corrente-tensione Keithley 740, da un convertitore tensione-frequenza, entrambi posti nella zona sperimentale vicino al fotomoltiplicatore, e da una scala CAMAC controllata da un clock programmabile.

Durante l'operazione di allineamento la lettura del fotomoltiplicatore è continuamente normalizzata alla corrente del fascio di elettroni che viene acquisita per mezzo di un ADC CAMAC Borer a 12 bits.

Pur non escludendo altre alternative per il sistema di acquisizione, questa soluzione si fa preferire per la minore sensibilità al rumore, dovendosi acquisire dati da

una stazione molto lontana dal calcolatore. Con la soluzione proposta si fanno viaggiare lungo i cavi di collegamento solo segnali digitali, minimizzandone contemporaneamente il numero.

4.2. - Accordo longitudinale e misura del Q della cavità

La cavità ottica dell'esperimento LELA funziona in regime impulsato. Per massimizzare il guadagno è necessario garantire la perfetta sovrapposizione tra il pacchetto di elettroni e gli impulsi di radiazione emessi dai pacchetti precedenti, riflessi dagli specchi. Quando la lunghezza del pacchetto è molto maggiore della distanza di cui l'impulso di radiazione sopravanza gli elettroni nella sua vita media in cavità la distanza tra gli specchi risulta esattamente uguale alla metà della distanza tra i due pacchetti successivi. Il controllo della distanza tra gli specchi, poichè lo specchio M_1 è fisso, si effettua attraverso traslazioni longitudinali dello specchio M_4 .

Come si è visto in Sez. 3 questo movimento è operato dall'azione congiunta di un traslatore meccanico micrometrico comandato da un motore passo-passo e di un traslatore piezoelettrico. L'elettronica che permette il controllo da calcolatore di questi traslatori è del tutto identica a quella usata per l'allineamento trasversale ed è parimenti mostrata in Fig. 11.

La misura diretta della lunghezza della cavità, con la precisione richiesta, non è possibile nella attuale situazione sperimentale. Dato l'alto Q della cavità, però, ogni variazione di distanza degli specchi rispetto a quella ideale si traduce in un allungamento dell'impulso di radiazione intrappolato. Attraverso la misura della lunghezza dello impulso trasmesso dallo specchio M_4 è quindi possibile una misura indiretta della distanza tra gli specchi con una risoluzione più che sufficiente per il nostro scopo. Infatti una variazione di $10 \mu\text{m}$ della posizione di M_4 , con $Q = 5 \times 10^3$, è perfettamente rivelabile attraverso una misura della forma dell'impulso di luce.

In Fig. 12 è mostrato lo schema del sistema di acquisizione e controllo per mezzo del quale è possibile l'esecuzione automatica di questa operazione. All'uscita dello specchio M_4 , dopo il filtro interferenziale, è posto un fotodiode rapido a vuoto (tempo di salita 100 ps), il cui segnale è inviato ad un cassetto sampling Tektronix 7S12 interfacciato direttamente al calcolatore PDP 11/40 (v. Rif. (7)). Il calcolatore valuta automaticamente la durata dell'impulso e agisce sui traslatori, attraverso la catena elettronica descritta in precedenza, in modo da minimizzarla.

Questo stesso procedimento può essere poi usato per la misura del Q della cavità. Infatti, una volta determinata la posizione di perfetto accordo, uno spostamento no

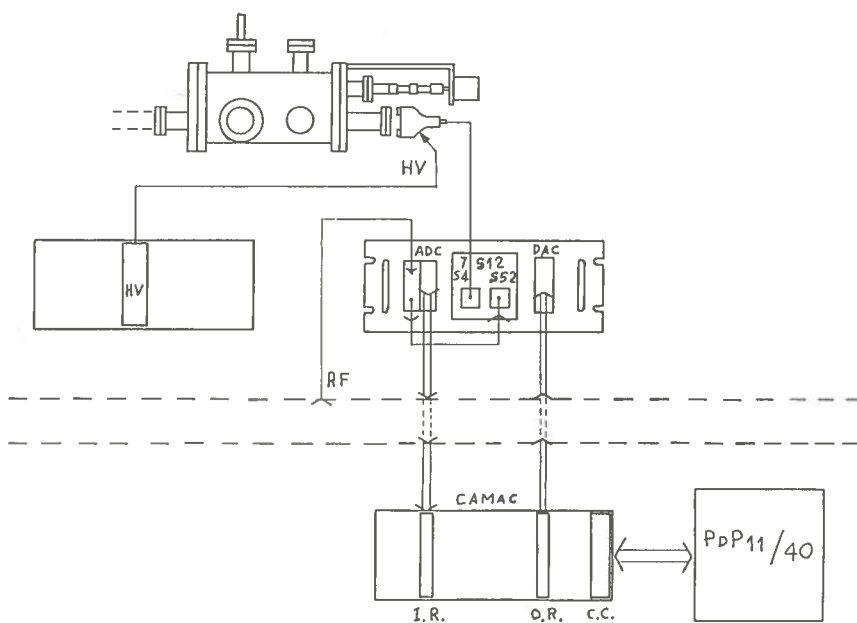


FIG. 12 - Sistema di misura per il sincronismo della cavità.

to della stessa genera, nell'impulso misurato, una coda esponenziale, il cui esponente è una misura diretta delle perdite della cavità e quindi del suo Q .

In questo modo è possibile un controllo in tempo reale della diminuzione della riflettività degli specchi che potrebbe verificarsi per il flusso di UV della radiazione spontanea che li raggiunge.

Gli autori desiderano ringraziare il Dr. V. Chimenti, della Divisione Tecnica dei Laboratori Nazionali di Frascati, per gli utili suggerimenti e l'aiuto dato nell'impostazione del progetto del sistema da vuoto, ed in Sig. S. Faini, della Divisione Macchine dei Laboratori Nazionali di Frascati, per la collaborazione organizzativa ed il supporto di attrezzature e materiali per la realizzazione.

Gli autori desiderano altresì ringraziare il Personale dei Servizi Tecnici ed Amministrativi della Sezione di Napoli dell'INFN, il Coordinatore dell'Officina Meccanica, Sig. V. Vanzanella, per il prezioso contributo dato, sia all'impostazione ed al perfezionamento del progetto meccanico, che alla realizzazione dell'intero sistema, i Tecnici del Servizio Meccanico, Sigg. C. Farella, G. Improta, F. Malvano⁽⁺⁾, R. Martorelli, F. Pagano e R. Rocco, per lo spirito collaborativo e l'eccellente qualità della realizzazione, ed infine il Sig. A. Parmentola per lo sviluppo dei disegni costruttivi. Un particolare ringraziamento va inoltre alla Sig. F. Candiglioti per il paziente lavoro di segreteria.

(+) Mentre il presente rapporto era in corso di stampa il Sig. F. Malvano è immaturamente scomparso. Gli autori desiderano ricordarlo a coloro che lo conobbero e ne apprezzarono le grandi qualità umane.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - R. Barbini et al. , Preliminary results of the Adone storage ring experiment, LELA, J. de Physique 2, 44, C1 - 1 (1983).
- (2) - M. Billardon et al. , Recent results of the ACO storage ring FEL experiment, J. de Physique, 2, 44, C1 - 1 (1983).
- (3) - P. Luchini, G. Prisco and S. Solimeno, Optimization of a FEL small signal with a gaussian mode, Proceedings of the Conf. on FEL, Orchas Insland, June 1983.
- (4) - J. Colson and P. Ellaume, Applied Physics B29, 101 (1982).
- (5) - A. Yariv, Quantum Electronics (Wiley, 1975).
- (6) - A. Torre, Cavità ottica per un laser ad elettroni liberi (LELA): sensibilità al di sallineamento ed ottimizzazione del guadagno, Tesi di Laurea in Fisica, Napoli (1983).
- (7) - M. Castellano, N. Cavallo, F. Cevenini and P. Patteri, A remote control system for the LELA experiment, Report INFN/TC-83/14 (1983).
- (8) - N. Cavallo e F. Cevenini, Sistema a campionamento gestito da calcolatore per la misura di impulsi brevi, INFN Napoli, Gruppo V, Memorandum interno LELA 83-1 (1983).