

Università degli studi di Udine
Laboratorio di Fisica Generale II - Cds Ingegneria
Elettronica

Gruppo 2:
Vittorio Alzetta - 168352
Stefano De Monte - 166688
Raul Marizza - mat.

23 Gennaio 2025

Indice

1	Introduzione	1
2	Cenni di teoria	1
3	Analisi dei dati	3
4	Considerazioni finali	4

1 Introduzione

Questa relazione sintetizza i risultati ottenuti durante l'esperimento di laboratorio. Nella prima parte viene introdotto brevemente il quadro teorico, concentrandosi sulla formula che descrive la posizione dei minimi di diffrazione. Nella seconda parte vengono presentate le misure sperimentali, con le relative analisi e conclusioni. L'obiettivo dell'esperimento è stato determinare indirettamente la lunghezza d'onda λ del raggio laser, attraverso lo studio delle figure di diffrazione generate dal passaggio del fascio attraverso fenditure di diversa ampiezza e posizionando il laser a distanze variabili rispetto allo schermo. Inoltre, è stata valutata la precisione dei risultati mediante analisi statistiche. In conclusione, si commenta l'esito dell'esperimento confrontando la lunghezza d'onda calcolata con quella del laser, stimata in base al colore del raggio emesso, cioè il rosso.

2 Cenni di teoria

Durante l'esperimento condotto in laboratorio, si è proceduto facendo passare il raggio di un laser attraverso una fenditura, con lo scopo di studiare il fenomeno della diffrazione. Questo processo ha permesso di generare una figura caratteristica sulla superficie di uno schermo posto a una certa distanza, consentendo così l'analisi delle proprietà del raggio incidente. Il tutto è illustrato nel seguente schema:

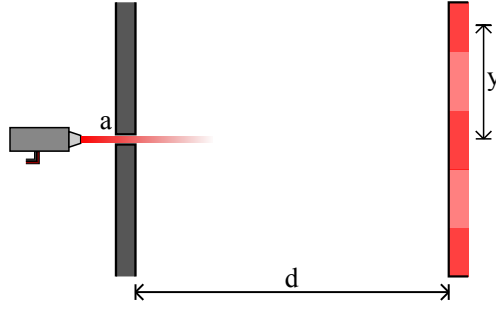


Figura 1: Schema di misura laser - fenditura - schermo

Per il principio di Huygens, ogni tratto infinitesimale dy della fenditura investito dalla luce, si comporta come una sorgente luminosa puntiforme. Si considerino due tratti dy adiacenti e i raggi emessi da questi, verso il generico punto P sullo schermo. Si avrà una differenza di cammino ottico pari a $\Delta r = dy \cdot \sin \theta$, dove θ identifica l'angolo tra la perpendicolare allo schermo e la retta che unisce la fenditura e punto P. Mentre la differenza di fase $d\Phi$ sarà

$$d\Phi(\theta) = k \cdot \Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot dy \cdot \sin \theta \quad [1]$$

Per completezza si è esplicitato il fatto che $d\Phi$ dipende dall'angolo θ , nel seguito si ometterà questo dettaglio. Volendo ora ricavare la differenza di fase lungo tutta la fenditura, estendendo il ragionamento appena fatto per il tratto infinitesimale dy , si potrà integrare l'equazione [1] fra 0 e a

$$\Phi = \int_0^a \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin \theta \, dy = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot \sin \theta \quad [2]$$

Il risultato a cui si è giunti rappresenta la differenza tra la prima e l'ultima fase dei vettori dE generati dai tratti dy , dove con primo e ultimo si fa riferimento al tratto dy inferiore e superiore. Rappresentando questi vettori nel piano, facendo coincidere la coda di uno con la testa del precedente e ruotandoli opportunamente della quantità indicata dalla [1] si ottiene il seguente schema

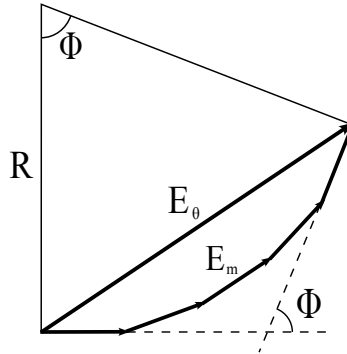


Figura 2: Schema fasoriale

Il campo elettrico massimo si ha quando la differenza di fase tra i campi infinitesimali dE è nulla, cioè quando essi sono tutti allineati nella direzione perpendicolare allo schermo. In tutti gli altri casi è presente una differenza di fase non nulla, che genera quella sorta di inarcamento nel diagramma fasoriale. Il vettore campo elettrico risultante si ottiene facendo la somma delle componenti dE , nella figura 2 è indicato come E_θ . Mettendo a sistema le due seguenti equazioni, ricavabili in seguito a considerazioni geometriche sul sistema

$$\begin{cases} E_\theta = 2R \cdot \sin(\frac{\Phi}{2}) \\ E_m = R \cdot \Phi \end{cases} \quad [3]$$

si ottiene

$$E_\theta = E_m \cdot \frac{2}{\Phi} \cdot \sin\left(\frac{\Phi}{2}\right) = E_\theta = E_m \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right) \quad [4]$$

dove $\alpha = \Phi/2$. Ricordando ora la proporzionalità tra intensità della radiazione e campo elettrico che l'ha generata

$$I \propto E^2 \implies \frac{I_\theta}{I_m} = \frac{E_\theta^2}{E_m^2} \quad [5]$$

si può esprimere l'intensità I in funzione dell'angolo θ che stiamo considerando

$$I_\theta = I_m \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right)^2 \quad [6]$$

A questo punto, volendo individuare la posizione dei minimi, si può facilmente notare che essi si avranno per $\alpha = \pm\pi, \pm2\pi, \dots$. In particolare, imponendo questa condizione nella formula [2] si ottiene

$$\alpha = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi}{\lambda} a \cdot \sin \theta = m\pi \quad [7]$$

con $m \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$. Dunque la formula che utilizzeremo per risalire alla lunghezza d'onda partendo dalla posizione dei minimi sarà

$$\lambda = \frac{a \cdot \sin \theta}{m} = \frac{a \cdot \sin[\tan^{-1}(y/d)]}{m} \quad [8]$$

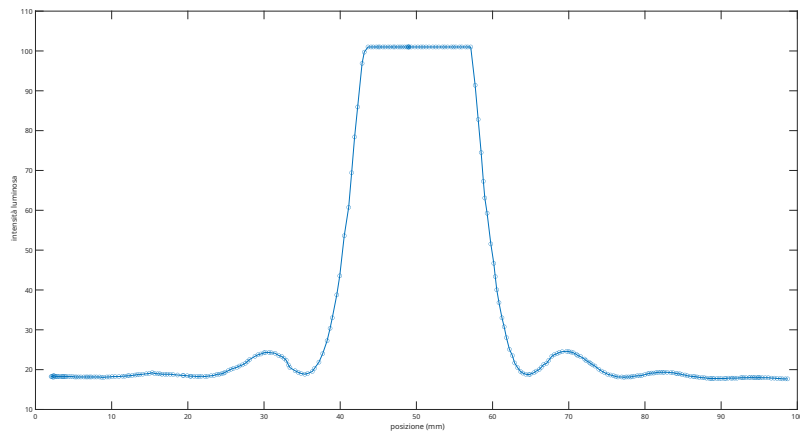
3 Analisi dei dati

Durante l'esperimento il raggio del laser è stato fatto passare attraverso 3 fenditure di larghezza variabile (chiaramente in momenti separati), in particolare $a = 0,48mm$, $b = 0,24mm$ e $c = 0,12mm$. Inoltre, per ogni fenditura, si è misurata l'intensità della figura di diffrazione a due diverse distanze del laser dallo schermo: $d = 1,57m$ e $D = 1,96m$. Infine, ogni misurazione è stata ripetuta amplificando il segnale in ingresso, cioè l'intensità dell'onda incidente. Nella seguente tabella sono riportate le distanze tra minimi dello stesso ordine, dal primo fino al sesto (solo dove possibile):

dist	tipo	ampl	Distanze fra minimi di diffrazione (mm)					
			1° min	2° min	3° min	4° min	5° min	6° min
D	a	1	6,105	11,72	17,53	/	/	/
		50	/	/	/	23,73	29,40	35,09
	b	1	11,68	23,38	/	/	/	/
		50	/	/	34,92	46,05	56,83	67,48
	c	1	/	/	/	/	/	/
		50	29,25	54,68	/	/	/	/
d	a	1	4,86	9,72	14,26	/	/	/
		50	/	/	/	18,94	23,55	28,32
	b	1	9,81	19,19	28,34	/	/	/
		50	/	/	/	37,51	46,58	/
	c	1	/	/	/	/	/	/
		50	22,85	43,75	/	/	/	/

Tabella 1: Distanze fra minimi di diffrazione, dal primo al sesto ordine

L'amplificazione a 1 non ha permesso di misurare con precisione la distanza fra minimi del quarto ordine o di ordine maggiore, cosa che è stata possibile analizzando il grafico amplificato a 50.



In alcuni casi, come si può osservare, non si è stati comunque in grado di andare oltre il secondo ordine, neanche amplificando al massimo il segnale. Ad ogni modo, dividendo per 2 i valori della tabella si sono ottenute le distanze che nella figura 1 ho chiamato y , cioè $posizione_massimo_centrale - posizione_minimo$. A seguire è stata applicata la formula [8] per il calcolo della λ del laser, trovando

dist	tipo	1° min	2° min	3° min	4° min	5° min	6° min
D	a	748	718	716	726	720	716
	b	715	716	713	705	696	688
	c	895	837	/	/	/	/
d	a	743	743	727	724	720	721
	b	750	733	722	717	712	/
	c	873	836	/	/	/	/

Tabella 2: Valori delle lunghezze d'onda misurate (nm)

Da questa tabella è stato possibile calcolare la lunghezza d'onda media e la sua deviazione standard

Parametro	Valore (nm)
Media	742
Deviazione standard	53

Tabella 3: Tabella riassuntiva dei risultati

4 Considerazioni finali

I risultati ottenuti nell'esperimento evidenziano alcune discrepanze rispetto alle attese teoriche, nonostante il calcolo della lunghezza d'onda media risulti coerente con il

range associato alla luce rossa (625 nm - 740 nm). Analizzando i dati, emergono i seguenti problemi:

- **Diminuzione della lunghezza d'onda per ordini superiori:** Si osserva che, man mano che si considerano i minimi di ordine maggiore, la lunghezza d'onda calcolata tende a diminuire. Questo comportamento potrebbe essere attribuito a errori di misurazione, specialmente per i minimi più lontani dalla fenditura centrale. La maggiore distanza angolare introduce un'attenuazione più marcata del segnale, che può risultare in una difficoltà di individuazione precisa della posizione dei minimi. Anche eventuali aberrazioni ottiche o leggere deviazioni dell'allineamento del raggio laser rispetto alla fenditura possono contribuire a queste discrepanze.
- **Aumento della lunghezza d'onda per la fenditura più stretta:** Per la fenditura di larghezza più stretta ($c = 0,12mm$), si nota un incremento sistematico della lunghezza d'onda calcolata. Questo fenomeno può essere spiegato considerando l'incertezza introdotta dall'effetto di diffrazione più marcato: fenditure più strette generano figure di diffrazione con massimi più ampi, che rendono meno definita la posizione esatta dei minimi. Ciò introduce un errore sistematico nelle misure di distanza tra i minimi e, di conseguenza, nella determinazione della lunghezza d'onda.
- **Interferenze luminose esterne:** Un altro fattore significativo è rappresentato dal rumore di fondo dovuto alle interferenze luminose esterne. Durante l'esperimento, il sensore era in grado di percepire non solo la luce del laser ma anche quella ambientale presente nella stanza. Sebbene il contributo del rumore sia stato mitigato grazie all'amplificazione del segnale, il livello di intensità luminosa non controllata ha comunque influenzato la precisione delle misurazioni, specialmente per i minimi di ordine maggiore o nelle configurazioni con fenditure strette. Una riduzione dell'intensità luminosa ambientale o un miglior isolamento del sistema ottico potrebbero contribuire a diminuire questo effetto.

In conclusione, pur con i limiti e le discrepanze riscontrate, l'esperimento ha permesso di determinare una lunghezza d'onda media ($742nm$) compatibile con il valore atteso per la luce rossa del laser utilizzato. Tuttavia, miglioramenti nell'allineamento del sistema, nel controllo del rumore di fondo e nell'acquisizione dati per minimi di ordine maggiore potrebbero ulteriormente ridurre le incertezze e migliorare l'accuratezza delle misure.