



Associazione
per l'Insegnamento
della Fisica



PLS- Piano Lauree
Scientifiche
Fisica
Università di Trento

Esperimenti a basso costo per introdurre la fisica moderna

pasquale.onorato@unitn.it

Cosa pensano gli esperti

I libri di testo

Il corpo nero

Inroduzione alla spettroscopia

Effetto fotoelettrico LED e costante di Planck

Spettri atomici e fluorescenza

Singola fenditura: il principio di indeterminazione e il dualismo

Proprietà ondulatorie della materia

La legge di Malus e la polarizzazione

Esperimento dei 3 polaroid

Cosa pensano gli esperti

Table 1. Overview of the experts' research fields

Expertise		Number of experts (interviews)	Number of experts (questionnaire)
Astro- and astroparticle physics	Experimental physicists	0	2
Applied Physics		2	2
Experimental condensed matter physics and optics		2	6
Experimental Nuclear and subnuclear physics		2	2
Theoretical physics	Theoretical physicists	2	5
Theoretical physics (optics and condensed matter)		5	6
History of physics	History and Education	1	2
Physics Education		3	6

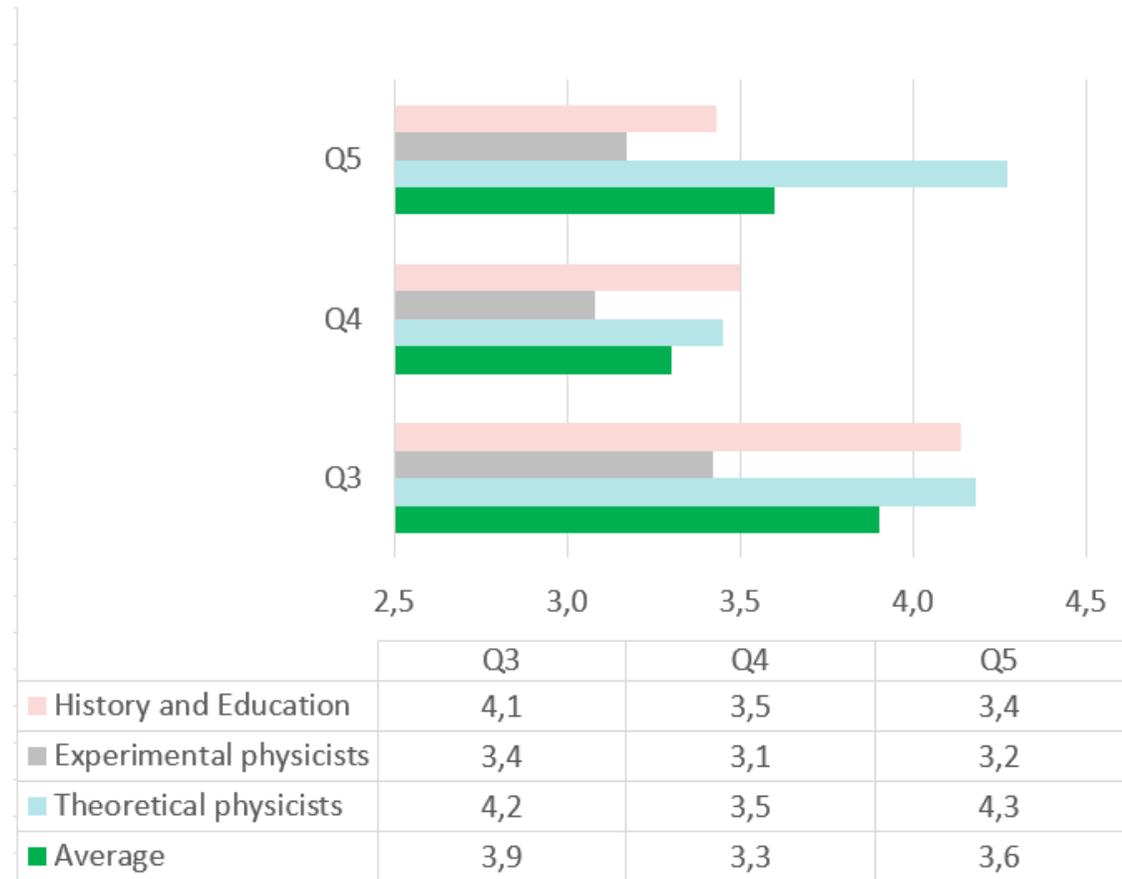
It is appropriate to teach QP at pre-university level



(Q3) Teaching quantum physics in high school is important because it is one of science's greatest cultural achievements. Do you agree?

(Q4) Teaching quantum physics in high schools is important for its technological applications. Do you agree?

(Q5) The teaching of quantum physics in high schools is important to counter the large amount of misinformation present in various media about the contents and consequences of this theory. Do you agree?



Concepts		
	Average	CNS
Atomic energy levels and quantisation	4,5	0,7
Particle behaviour of light	4,1	0,7
Heisenberg's uncertainty principle	4,1	0,8
Probability	4,1	0,7
Superposition	3,8	0,6
Wave-particle duality	3,7	0,5
Quantum measurement	3,6	0,6
Quantum state	3,5	0,5
Entanglement	3,4	0,6
De Broglie wavelength	3,4	0,6
Wave function	3,3	0,6
Pauli principle	3,3	0,6
Tunnelling	3,3	0,6
Spin incompatible observables	2,9	0,5
Fermions/bosons	2,9	0,5
Time evolution	2,1	0,7

Examples		
	Average	CNS
Photoelectric effect	4,1	0,7
Double slit experiment	3,9	0,6
Spectral lines	3,7	0,5
Black body radiation	3,6	0,6
Radioactive decay	3,4	0,5
Compton scattering	3,2	0,6
Schrödinger's cat specific	3,0	0,6
Heat of solids	2,9	0,6
Harmonic oscillator	2,9	0,5
1D infinite potential well	2,8	0,6

Applications		
	Average	CNS
Lasers	2,9	0,6
Semiconductors	2,8	0,7
Solar cells	2,7	0,6
LEDs	2,7	0,5
Quantum information	2,7	0,5
Quantum computers	2,6	0,5

Sezione H La fisica quantistica

Unità 29 Origini della fisica dei quanti

1 La radiazione di corpo nero e i quanti di Planck	258	Da uno stato eccitato allo stato fondamentale	283
Di che colore è la stella?	260	RIEPILOGO VISUALE	286
Perché nel mondo macroscopico i quanti di Planck non si notano?	262	MAPPA CONCETTUALE	287
2 I quanti di luce e l'effetto fotoelettrico	263	ESERCIZI DI PARAGRAFO	288
Una fotocellula: come arrestare la corrente?	266	VERSO L'UNIVERSITÀ	296
3 L'effetto Compton	267	PROBLEM SOLVING PASSO PER PASSO	298
Come vengono diffusi i raggi X?	268	PROBLEMI DI RIEPILOGO	300
4 Gli spettri caratteristici degli atomi	271	VERSO L'ESAME DI STATO	304
5 I primi modelli atomici	274		
6 Il modello di Bohr	278		
Qual è lo stato eccitato?	281		
7 Le orbite quantizzate e le righe spettrali degli atomi	282		

Dettaglio dei contenuti video

- + VIDEO** Niels Bohr
- + VIDEOLAB** La misura della costante di Planck attraverso l'effetto fotoelettrico;
La misura della costante di Planck attraverso il LED

VI Sommario

Unità 30 Onde, corpuscoli e indeterminazione

1 La dualità onda-corpuscolo	308	RIEPILOGO VISUALE	334
Anche Fido ha una lunghezza d'onda?	309	MAPPA CONCETTUALE	335
Un passo... reticolare	311	ESERCIZI DI PARAGRAFO	336
2 La meccanica ondulatoria	315	VERSO L'UNIVERSITÀ	342
3 I numeri quantici dell'atomo di idrogeno	320	PROBLEM SOLVING PASSO PER PASSO	344
Che altro aspettarsi da un vettore quantizzato?	321	PROBLEMI DI RIEPILOGO	346
4 La configurazione elettronica degli atomi complessi	324	VERSO L'ESAME DI STATO	348
5 Il principio di indeterminazione di Heisenberg	328		
Quanto è incerto quel livello?	331		
6 L'effetto tunnel	332		

Dettaglio dei contenuti video

- + VIDEO** Il principio di indeterminazione
- + VIDEOTUTORIAL**

FIGURE 1.5: Index of Caforio-Ferilli's textbook [30] for the quantum physics part.

27 La crisi della fisica classica

	TEORIA	ESERCIZI
1 Il corpo nero e la quantizzazione di Planck	234	268
2 L'effetto fotoelettrico e la quantizzazione di Einstein	238	268
3 L'effetto Compton	243	270
4 L'esperimento di Millikan	248	271
5 I primi modelli atomici	251	272
6 Lo spettro dell'idrogeno e il modello di Bohr	254	272
7 L'esperimento di Franck e Hertz	261	273
Le formule	263	
Test		266
Problemi di riepilogo		274
Sei pronto per la verifica?		275
PROBLEMI MODELLO		
La distribuzione spettrale di una stella	237	
Energia cinetica massima e velocità massima degli elettroni emessi per effetto fotoelettrico	243	
La diffusione nell'effetto Compton	247	
L'esperimento di Millikan con le microsferi	250	
Il salto di un elettrone da un'orbita a un'altra	260	

28 La fisica quantistica

	TEORIA	ESERCIZI
1 Le proprietà ondulatorie della materia	276	315
2 Le onde di probabilità	282	316
3 Il principio di indeterminazione di Heisenberg	287	317
4 Il principio di sovrapposizione	291	318
5 La descrizione quantistica dell'atomo di idrogeno	296	319
6 Gli atomi con molti elettroni	302	320
7 Il laser	307	320
Le formule	311	
Test		313
Problemi di riepilogo		321
Sei pronto per la verifica?		323
PROBLEMI MODELLO		
La lunghezza d'onda dei raggi X da un esperimento di diffrazione	280	
Calcolo della probabilità di trovare una particella	286	
L'indeterminazione della quantità di moto di una palla da biliardo	289	
L'esperimento della doppia fenditura con gli elettroni	294	

FIGURE 1.3: Index of Amaldi's textbook [28] for the quantum physics part.

CAPITOLO 18 PARTICELLE E ONDE

1 Corpuscoli e onde: due modelli per i fenomeni	207
2 L'effetto fotoelettrico e i fotoni	208
L'effetto fotoelettrico	208
Difficoltà interpretative	209
L'ipotesi del fotone	209
La quantità di moto di un fotone	211
3 La radiazione di corpo nero e l'ipotesi di Planck	212
Caratteristiche della radiazione di corpo nero	213
L'ipotesi di quantizzazione di Planck	214
4 La quantità di moto di un fotone e l'effetto Compton	215
5 La lunghezza d'onda di de Broglie e la natura ondulatoria dei corpi materiali	218
6 Onde di probabilità	220
L'esperimento influenza il risultato	222
7 Il principio di indeterminazione di Heisenberg	224
I concetti fondamentali	227
LA STORIA DELLA FISICA Storia della microscopia elettronica	228
Esercizi	230
VERSO L'ESAME CON MATEMATICA	246
VERSO L'ESAME	247

SIMULAZIONE D'ESAME 249

CAPITOLO 19 LA NATURA DELL'ATOMO

1 Il modello atomico di Rutherford	253
2 Gli spettri a righe	255
3 Il modello di Bohr dell'atomo di idrogeno	256
Le caratteristiche del modello di Bohr	257
Le energie e i raggi delle orbite di Bohr	257
I diagrammi dei livelli energetici	259
Lo spettro a righe dell'atomo di idrogeno	260
Spettri di emissione e spettri di assorbimento	261
4 L'esperimento di Franck-Hertz	261
Interpretazione	262
5 La quantizzazione del momento angolare secondo de Broglie	263
6 L'atomo di idrogeno secondo la meccanica quantistica	265
Dalle orbite agli orbitali	268
7 La natura quantistica dello spin: l'esperimento di Stern e Gerlach	269
L'esperimento	269
Interpretazione dei risultati	270
Uso di analizzatori di Stern-Gerlach in successione	271
8 Il principio di esclusione di Pauli e la tavola periodica degli elementi	272
Il numero massimo di elettroni in un guscio	273
La tavola periodica degli elementi	275
9 I raggi X	275
Lo spettro dei raggi X	276
La lunghezza d'onda di taglio	277
Applicazioni mediche dei raggi X	278
10 Il laser	279
L'emissione stimolata di radiazione	279
Il laser	280
Applicazioni del laser in campo medico	281
I concetti fondamentali	283
LA STORIA DELLA FISICA Il modello atomico	284
Esercizi	286
VERSO L'ESAME CON MATEMATICA	300
VERSO L'ESAME	301

FIGURE 1.4: Index of the Cutnell's textbook [29] for the quantum physics part.



Il corpo nero

IL CORPO NERO

Richiami di Teoria e approssimazioni

La legge di Wien

La legge di Stefan Boltzmann

La approssimazione di Wien

Quantitative experiments in a distance lab: studying blackbody radiation with a smartphone

Pasquale Onorato¹ , Tommaso Rosi¹ , Eugenio Tufino¹,
Caterina Caprara¹ and Massimiliano Malgieri^{2,*} 

2. The radiative emission of a body

It is well known that the emission of radiation from a black body (an idealized body which, by definition, absorbs all incoming radiation on all wavelengths [16, 17]) is described by Planck's energy distribution according to which the power, $W(\lambda, T)$, emitted at the wavelength λ per unit surface and per unit wavelength is given by the equation:

$$W(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}$$

With:

- h : Planck's constant ($h = 6.6 \times 10^{-34}$ J s)
- k : Boltzmann's constant ($k = 1.38 \times 10^{-23}$ J K⁻¹)
- c : speed of light in vacuum ($c = 3 \times 10^8$ m s⁻¹).

The differentiation of Planck's distribution with respect to the wavelength, and its integration over all wavelengths yields other well-known laws:

- (a) The Stefan–Boltzmann law for total radiation power, obtained by integration of equation (1) over all wavelengths, gives the thermal energy J radiated by a blackbody radiator per second per unit area as

$$J = \sigma T^4, \quad (2)$$

where σ is the Stefan–Boltzmann constant ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ W m⁻² K⁻⁴).

- (b) Wien's displacement law for the wavelength corresponding to maximum radiated power

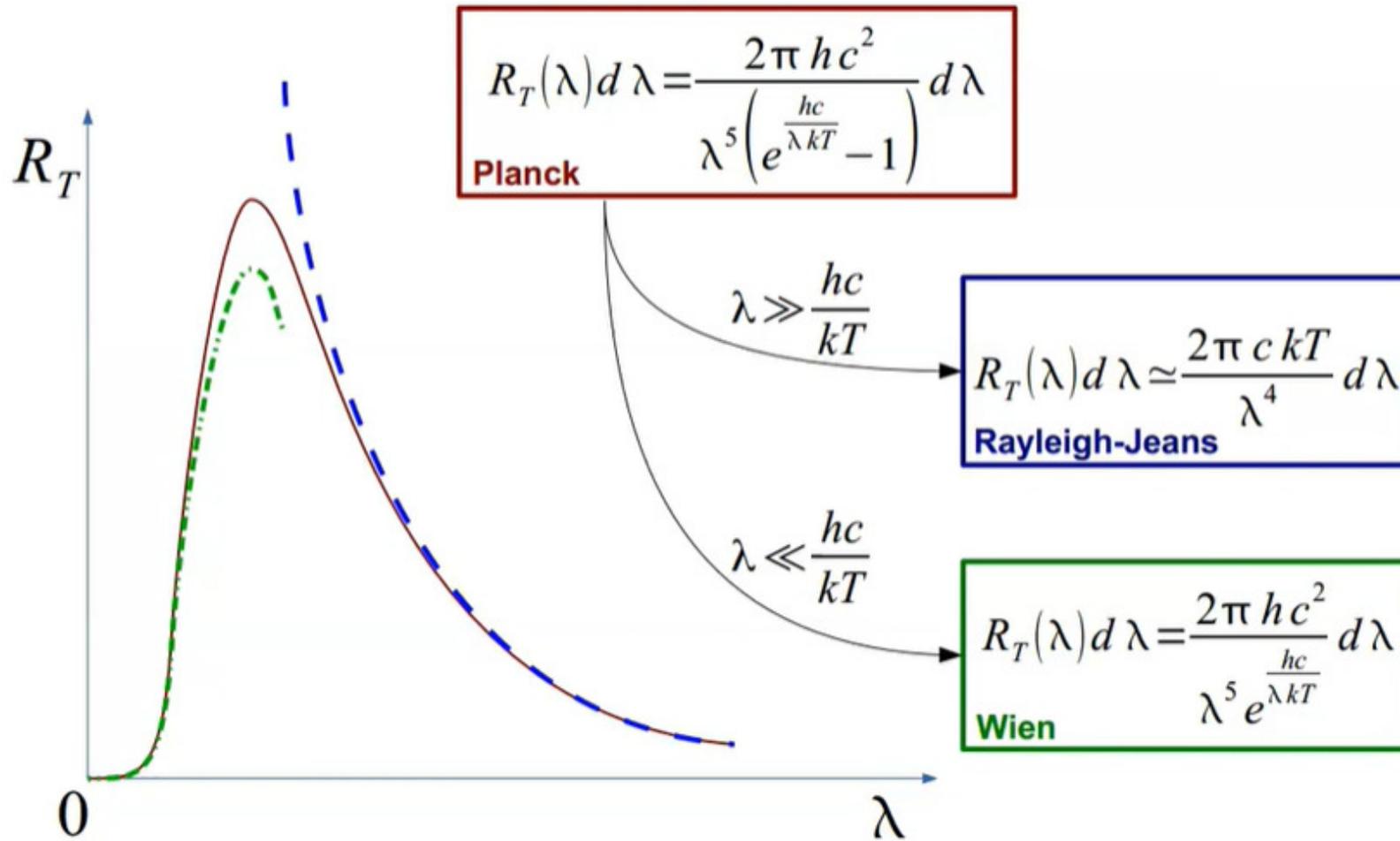
$$\lambda_{\max} T = 2.88 \times 10^{-3} \text{ mK}. \quad (3)$$

- (c) In the limit of $\lambda \ll \frac{hc}{kT}$ from equation (1) we get Wien's approximation. In fact, $\lambda \ll \frac{hc}{kT}$ implies: $\frac{hc}{kT\lambda} \gg 1$ and by using the approximation: $e^x - 1 \approx e^x$ for $x \gg 1$ in equation (1) we obtain:

$$W(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 e^{\frac{hc}{kT\lambda}}} d\lambda, \quad (4)$$

which describes the emitted power distribution per wavelength interval, at different temperatures.

Thermal Radiation



Wien's approximation

Incandescent lamp $T \approx 3000 \text{ K}$ \rightarrow $\frac{hc}{kT} = 4800 \text{ nm}$

For the spectral response of the ambient light sensor

$$\lambda_{\text{sensor}} \ll \frac{hc}{kT}$$

Then Wien's approximation is valid

$$R_T(\lambda) = 2\pi h c^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}$$

Intensity measured by the ambient light sensor as a function of the temperature of the incandescent lamp:

$$L \approx A e^{B/T}$$

$$B = -\frac{hc}{\lambda_0 k}$$

thus Wien's approximation $\lambda_0 \ll \frac{hc}{kT}$ holds:

$$W(\lambda, T) d\lambda \approx \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 e^{\frac{hc}{kT\lambda}}} d\lambda. \quad (7)$$

Following the reasoning outlined by Monteiro in reference [9], the light intensity J_S measured by the ambient light sensor can be approximated as:

$$J_S \approx \int_{\lambda_L}^{+\lambda_U} W(\lambda, T) d\lambda, \quad (8)$$

where λ_L and λ_U are the lower and upper limits of spectral response of the ambient light sensor. If we apply the mean-value theorem from calculus, the L in the formula above, can be written as:

$$J_S \approx \int_{\lambda_L}^{+\lambda_U} W(\lambda, T) d\lambda = (\lambda_U - \lambda_L) \frac{2\pi hc^2}{\lambda_0^5 e^{\frac{hc}{kT\lambda_0}}}. \quad (9)$$

And therefore

$$J_S \approx (\lambda_U - \lambda_L) \frac{2\pi hc^2}{\lambda_0^5 e^{\frac{hc}{kT\lambda_0}}} = (\lambda_U - \lambda_L) \cdot \lambda_0^{-5} \cdot 2\pi hc^2 \cdot e^{-\frac{hc}{kT\lambda_0}}. \quad (10)$$

This can be represented as:

$$J_S \approx A \cdot e^{C/T} \quad (11)$$

with

$$C = -\frac{hc}{k\lambda_0}. \quad (12)$$

From the logarithmic plot of the normalized intensity as a function of temperature it is possible to extrapolate the value of the coefficient C . The estimated value of C , when the other parameters in the formula (12) are assumed as known, should correspond to a 'dominant' or average wavelength λ_0 of the sensor consistent with the frequency response of the two smartphones used (see table 1 in the following section). Although one may intuitively expect to find a λ_0

about at the centre of the visible range, we found this is not necessarily true, and in many cases the resulting λ_0 is at or near the wavelength of red, due to a significant sensitivity of the sensor in the infrared portion of the spectrum. This is true in particular for those smartphone models in which the signal from the proximity sensor (an IR photodiode) is not separated from the signal of other luminosity sensors.

$$J = \varepsilon\sigma T^4$$

$$\lambda_{\max} T = 2.88 \times 10^{-3} \text{ mK.}$$

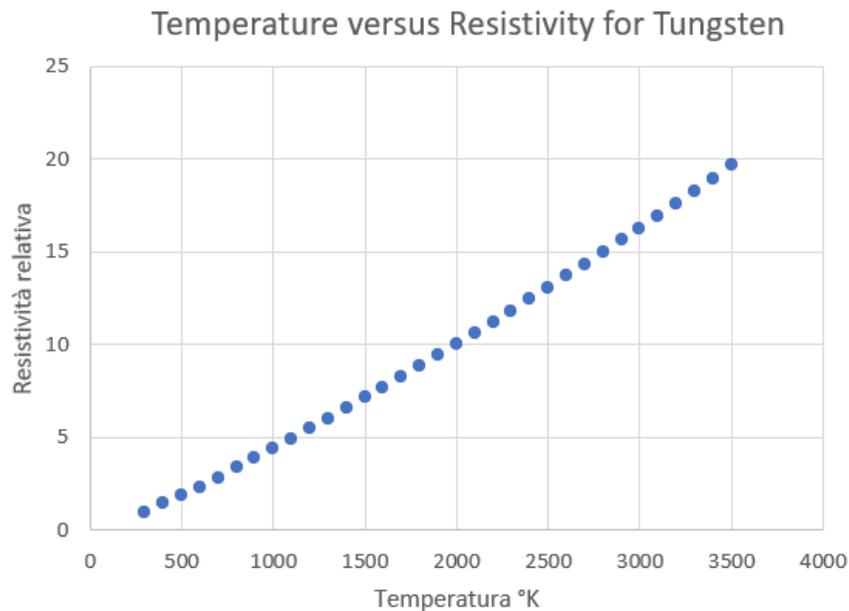
$$J_S \approx A \cdot e^{C/T}$$

RESISTENZA E TEMPERATURA DEL TUNGSTENO

La dipendenza della resistività del tungsteno dalla temperatura è riportata in tabella e nel grafico

Temperature and Resistivity for Tungsten

R/R _{300K}	Temp °K	Resistivity μΩ cm	R/R _{300K}	Temp °K	Resistivity μΩ cm	R/R _{300K}	Temp °K	Resistivity μΩ cm	R/R _{300K}	Temp °K	Resistivity μΩ cm
1.0	300	5.65	5.48	1200	30.98	10.63	2100	60.06	16.29	3000	92.04
1.43	400	8.06	6.03	1300	34.08	11.24	2200	63.48	16.95	3100	95.76
1.87	500	10.56	6.58	1400	37.19	11.84	2300	66.91	17.62	3200	99.54
2.34	600	13.23	7.14	1500	40.36	12.46	2400	70.39	18.28	3300	103.3
2.85	700	16.09	7.71	1600	43.55	13.08	2500	73.91	18.97	3400	107.2
3.36	800	19.00	8.28	1700	46.78	13.72	2600	77.49	19.66	3500	111.1
3.88	900	21.94	8.86	1800	50.05	14.34	2700	81.04	26.35	3600	115.0
4.41	1000	24.93	9.44	1900	53.35	14.99	2800	84.70			
4.95	1100	27.94	10.03	2000	56.67	15.63	2900	88.33			



Come possiamo approssimare la Resistività in funzione della temperatura?

APPROSSIMAZIONE LINEARE

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha \cdot (T - T_0)]$$

APPROSSIMAZIONE A LEGGE DI POTENZA

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.2}$$

N. F. Mott and H. Jones, *The Theory of the Properties of Metals and Alloys* (Dover, New York, 1958)

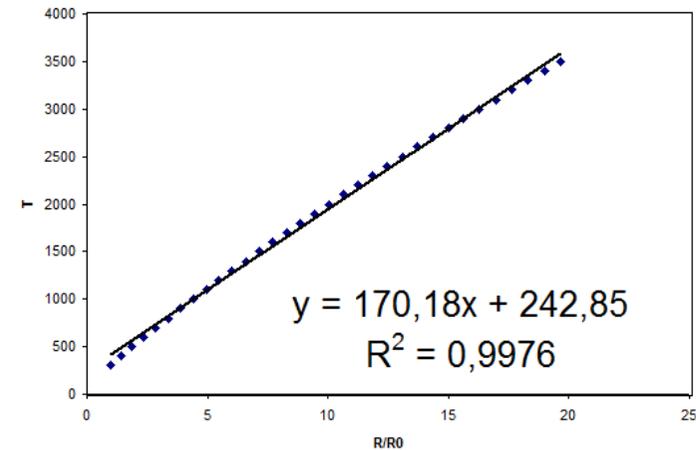
RESISTENZA E TEMPERATURA DEL TUNGSTENO

Vogliamo individuare una legge fenomenologica che leghi la temperatura di un filamento di tungsteno alla resistenza misurata e alla resistenza a temperatura ambiente (300K)

APPROSSIMAZIONE LINEARE

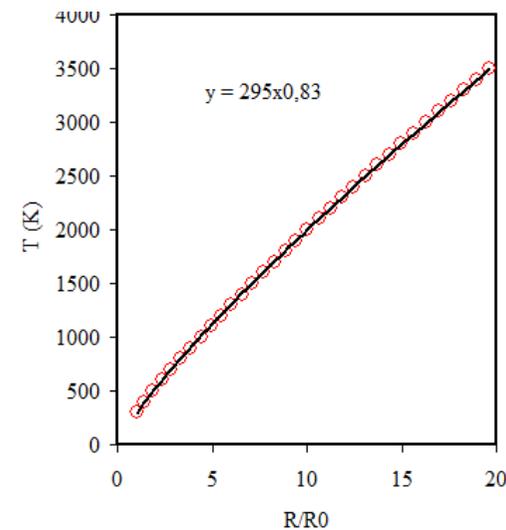
$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha \cdot (T - T_0)]$$

$$T(R) \approx 170 \left(\frac{R_T}{R_{ref}} \right) + 243 \quad K$$



APPROSSIMAZIONE A LEGGE DI POTENZA

$$T(R) \approx 295 \left(\frac{R_T}{R_{ref}} \right)^{0.83} \quad K$$



LA TEMPERATURA DELLA LAMPADINA

Per misurare la temperatura del filamento si può quindi procedere nel modo seguente:

1. Si **misura con precisione la resistenza (R_{ref})** del filamento di tungsteno a temperatura ambiente (circa 300 K) ovvero appena si applica una piccola differenza di potenziale alla lampadina. L'accuratezza è qui importante. Un piccolo errore in R_{ref} comporterà un grosso errore nel risultato per la temperatura del filamento. Nel nostro caso la resistenza risulta

A questo punto, nota la resistenza della lampadina a temperatura ambiente possiamo estrapolare la temperatura del filamento misurandone la resistenza.

$$T(R) \approx 295 \left(\frac{R_T}{R_{ref}} \right)^{0.83} \quad K$$

2. Quando il filamento è percorso da corrente, la misura di tensione e corrente consente di valutare la resistenza R_T . In effetti, è conveniente costruire la grandezza R con Capstone e visualizzare direttamente l'andamento di R al variare della tensione

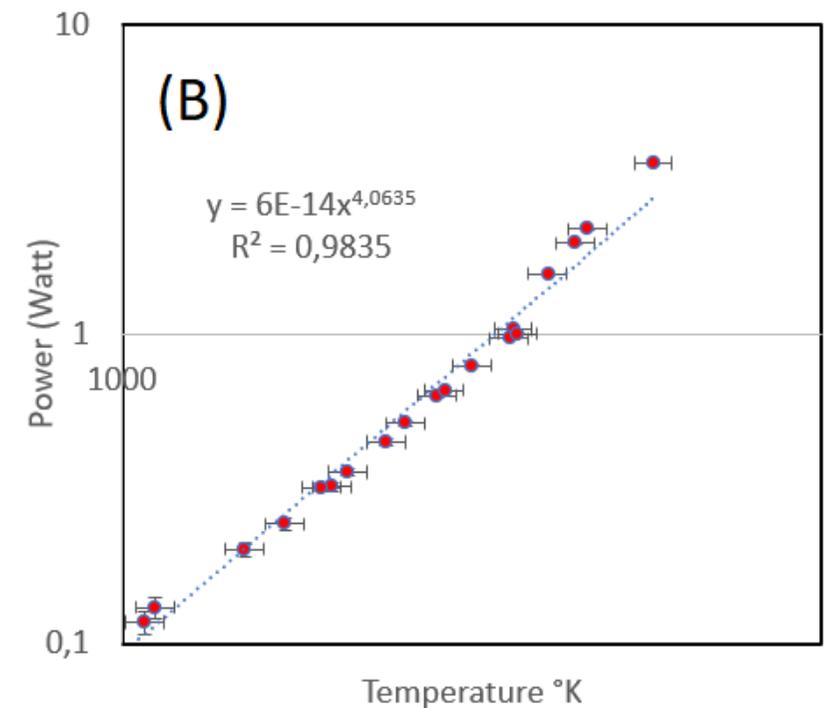
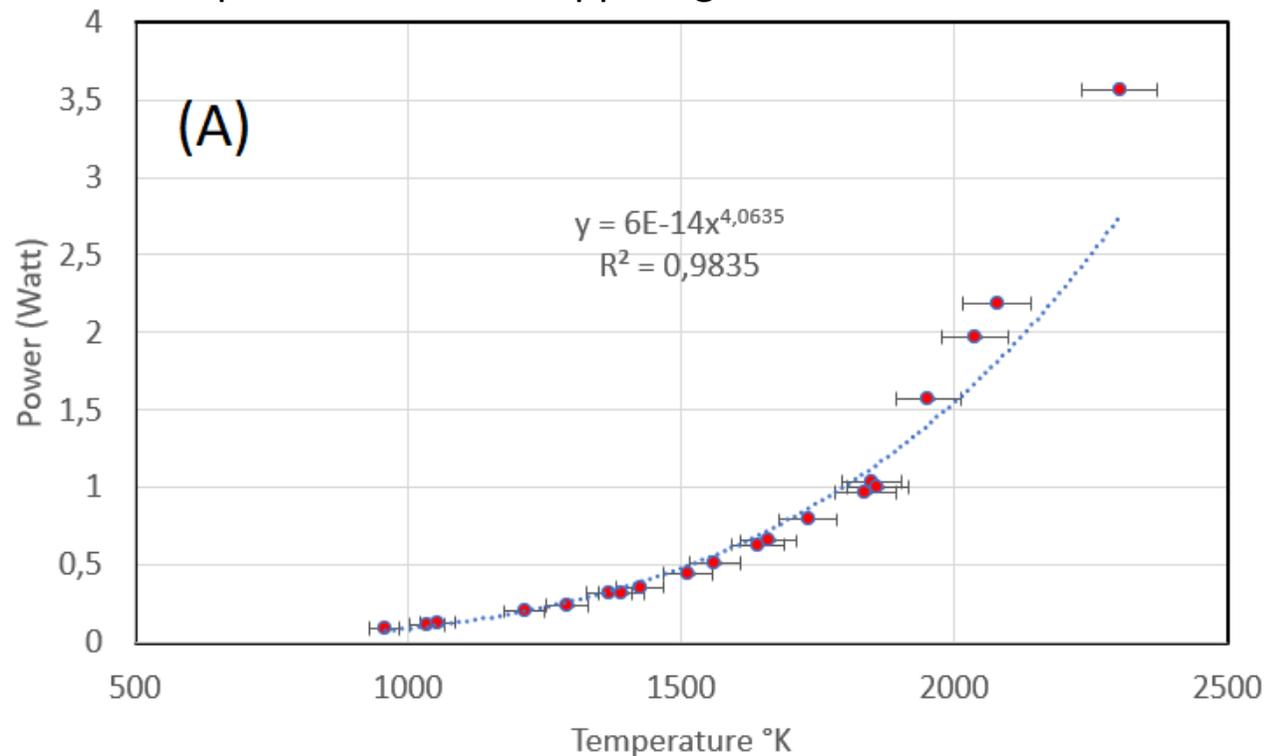
3. Dalla misura della resistenza relativa del filamento (R_T / R_{ref}), quindi si ottiene il valore della temperatura del filamento. Dai dati acquisiti si ricava che la temperatura del filamento della lampada da noi utilizzata varia dai 300 K iniziali a circa 1500/2000 K quando la tensione è grande

La legge di Stefan

L'analisi dati può essere fatta utilizzando il foglio di calcolo (ovviamente questo approccio è necessario quando facciamo le misure con i multimetri)

Nel grafico mostriamo come la legge di potenza corrisponda ad una retta se riportata su scala doppiologaritmica

$$\ln P = 4 \ln T + \ln S \rightarrow P = ST^4$$



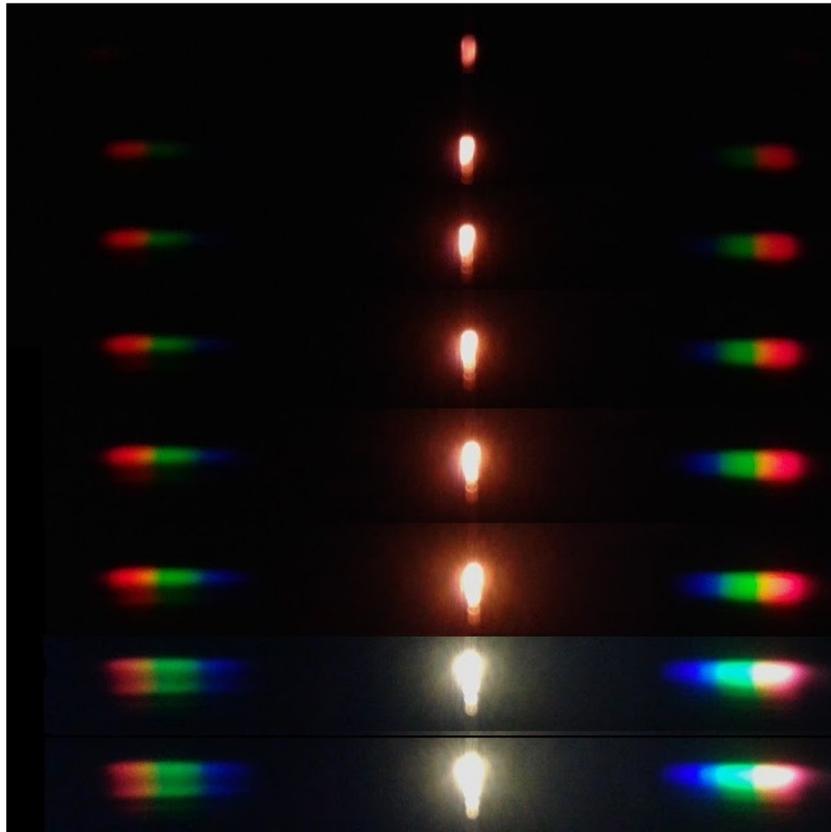
Potenza temperatura e legge di Stefan Boltzmann

La misura della temperatura del filamento consente di verificare come la potenza elettrica trasformata in radiazione sia proporzionale a T^4 , coerentemente con quanto previsto dalla legge di Stefan Boltzmann.

$$\text{Potenza Irradiata (W)} = A \sigma T^4$$

$$\text{Potenza elettrica (W)} = V I$$

La legge di Wien



Fotomontaggio degli spettri di una lampadina a filamento a diverse temperature. La temperatura è determinata a partire dalle misure della resistenza

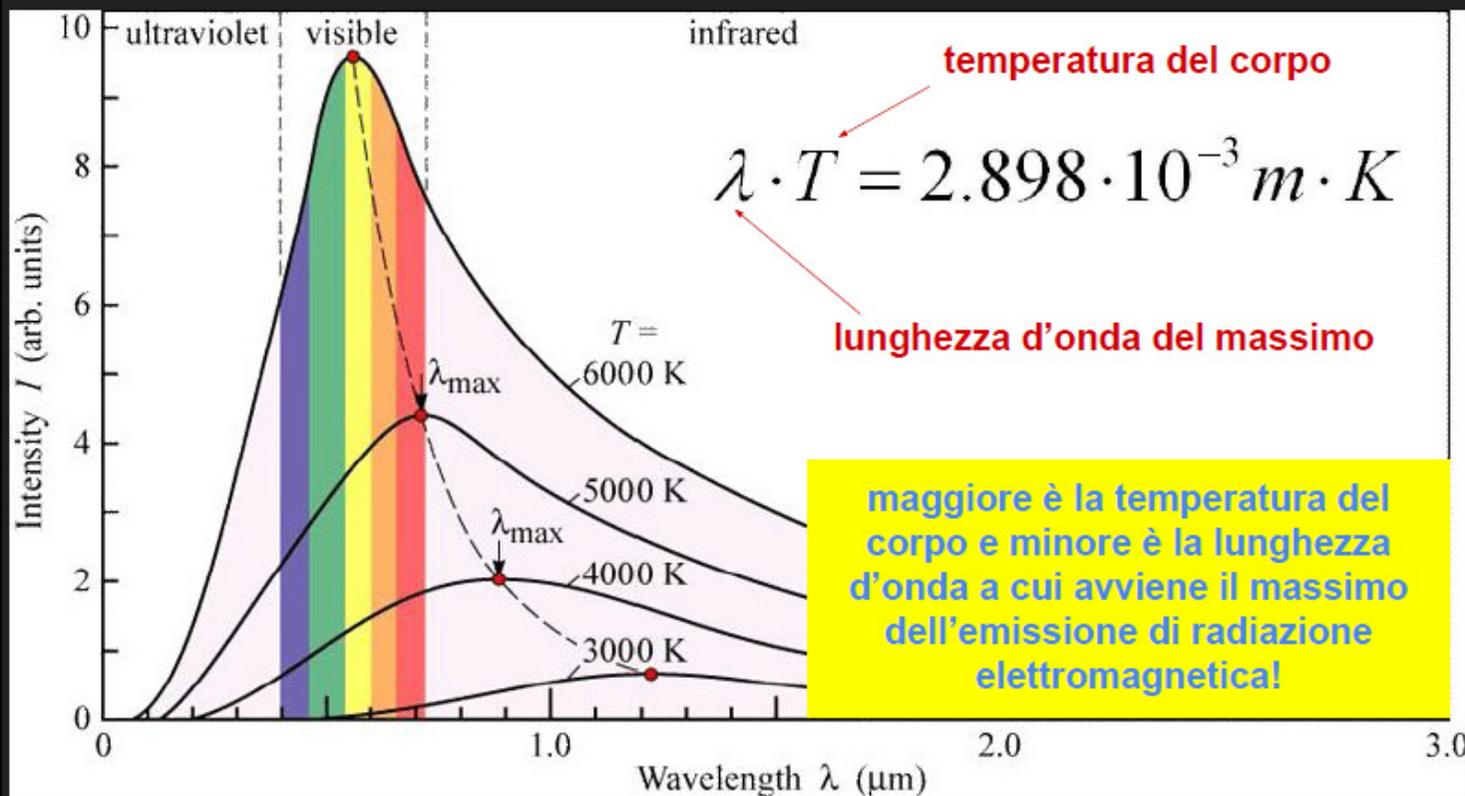
$$\lambda_{\max} T = \text{cost}$$

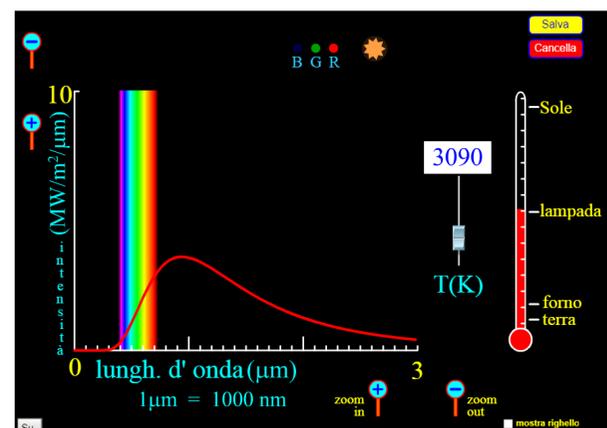
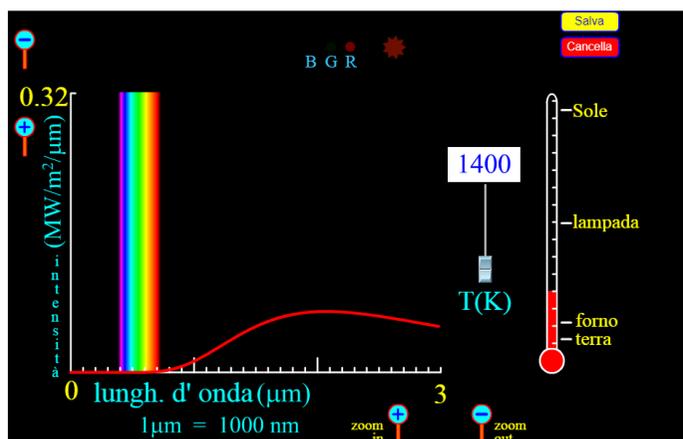
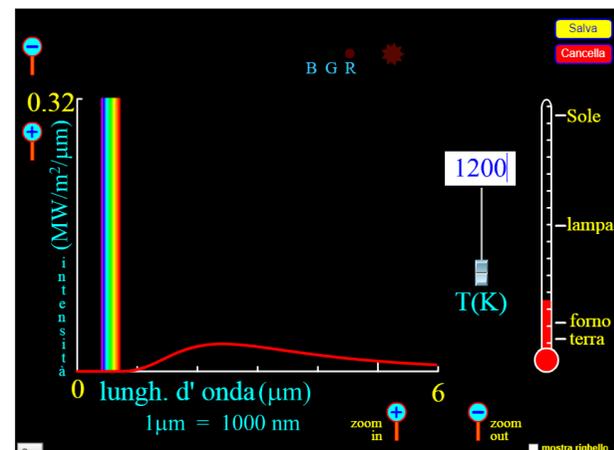
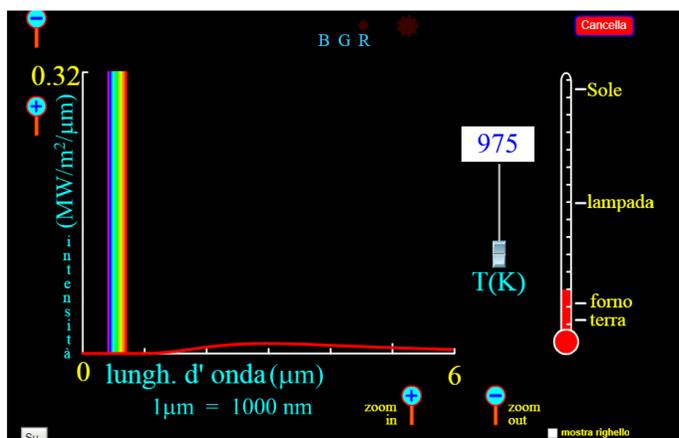
È evidente come all'aumentare della tensione applicata alla lampadina, e quindi della corrente, la lampadina diventi via via più luminosa, mentre cambia il colore del filamento dal rosso al bianco. Ciò è formalmente legato a come si modifica la funzione di Planck che descrive la radiazione emessa dal filamento di tungsteno al crescere della temperatura:

1. aumenta la potenza della radiazione emessa su tutto lo spettro secondo la legge di Stefan Boltzmann
2. si sposta il massimo dello spettro di emissione verso lunghezze d'onda più piccole

La legge di Wien

Maggiore è la temperatura, minore è la lunghezza d'onda corrispondente al picco di emissione (**Legge di Wien**).





https://phet.colorado.edu/sims/blackbody-spectrum/blackbody-spectrum_it.html

Lab in remoto

Remote-LAB GymKT, Experiment 7 - VeLMA

HAPPY
NEW YEAR
2022

RL
GymKT

2022-01-14, 14:01:39

5W 10V

Remote-LAB GymKT, Experiment 7 - VeLMA

HAPPY
NEW YEAR
2022

RL
GymKT

2022-01-14, 14:02:27

Voltage setting

Exp. values

Power Supply

70 %

$U_L = 1.66$ V

$I_L = 139$ mA

Save to table



<http://remote-lab.fyzika.net/vzdalene-experimenty.php?lng=en>

Measurements

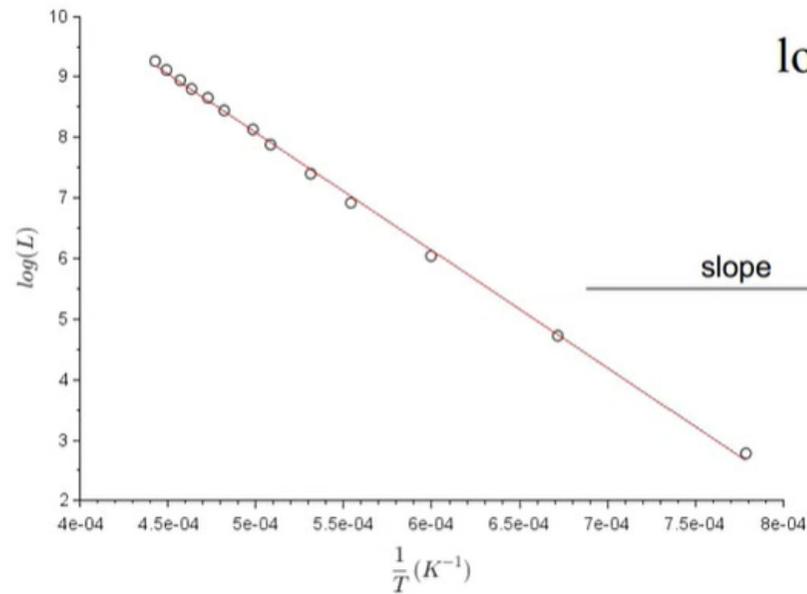
Different voltages – Different temperature of the lamp

T obtained from voltage and current in the lamp

Then we have a table of Temperature and Light

$$L \approx A e^{B/T}$$

$$\log(L) \approx \log(A) + B/T$$



$$\log(L) \approx \log(A) + \frac{B}{T}$$

$$B = -\frac{hc}{\lambda_0 k}$$

$$h = 6.7 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$



Spettroscopia

Spettroscopia, una parentesi

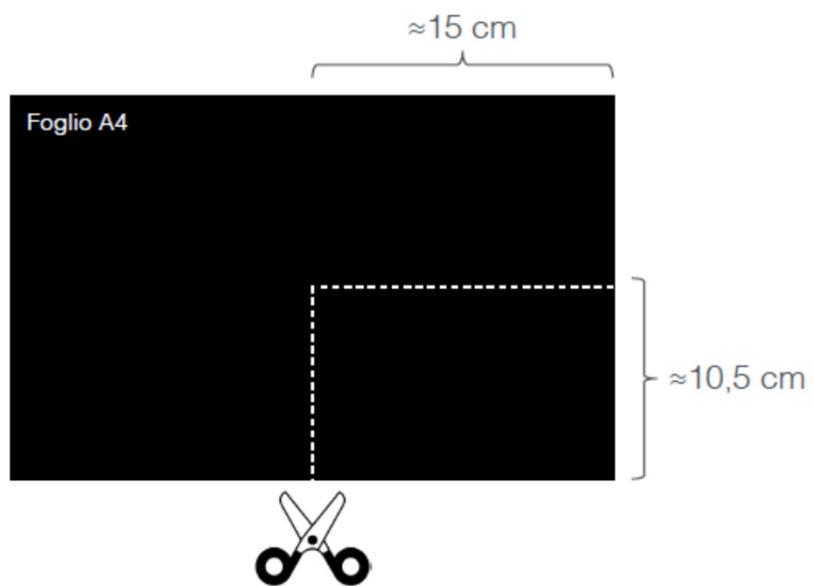
- **Assemblaggio dello strumento**
- Calibrazione in lunghezza d'onda
- Misure

Assemblaggio dello strumento

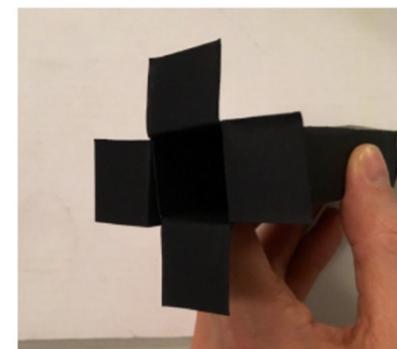
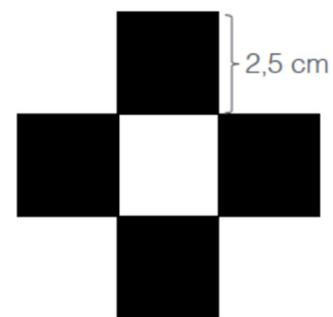
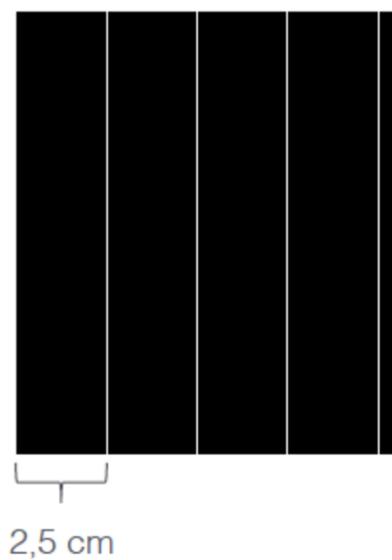
Confronto tra sorgenti: spettri discreti e spettri continui

Calibrazione in lunghezza d'onda

Misure

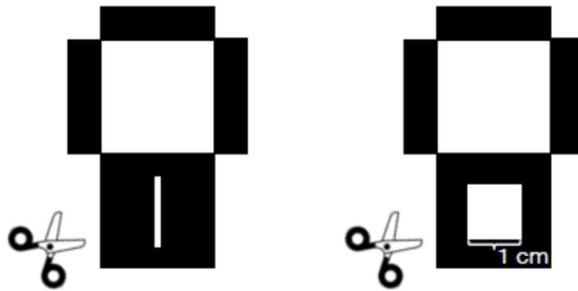
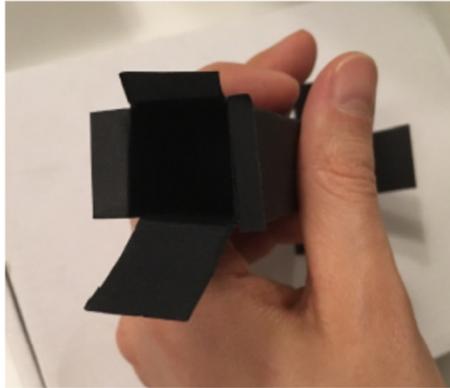
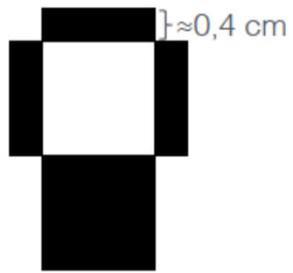


Assemblaggio dello strumento



Tagliamo così entrambe le estremità

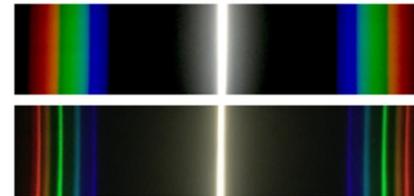
Assemblaggio dello strumento



In una estremità ritagliare una piccola fenditura, dall'altra un quadrato su cui attaccheremo il reticolo



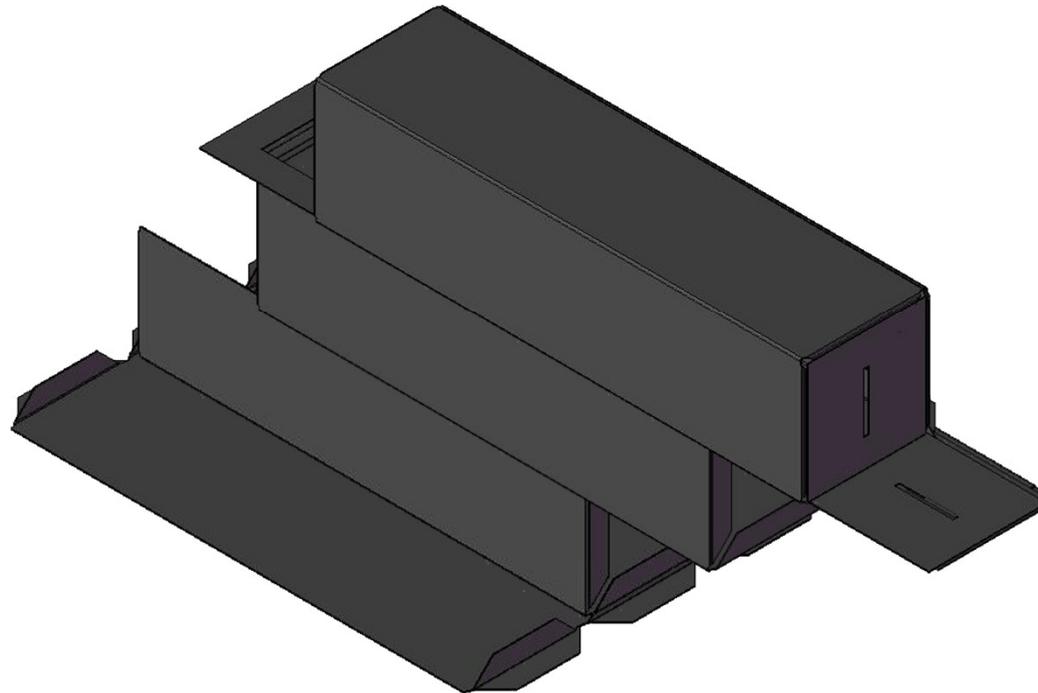
Fissare qui il reticolo di diffrazione



Occhio all'orientamento del reticolo! Se è orientato nel modo giusto, dovremmo vedere delle immagini di questo tipo

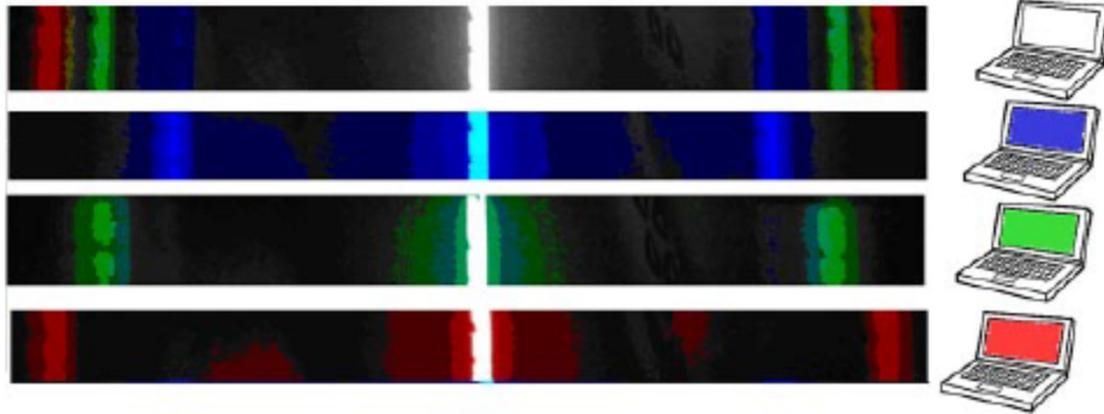
Costruzione spettrometro

Una volta ritagliato il **cartoncino**, andiamo a piegarlo lungo le linee tratteggiate come mostrato di seguito:



**Assemblaggio
dello
strumento**

Confronto tra sorgenti: spettri discreti e spettri continui

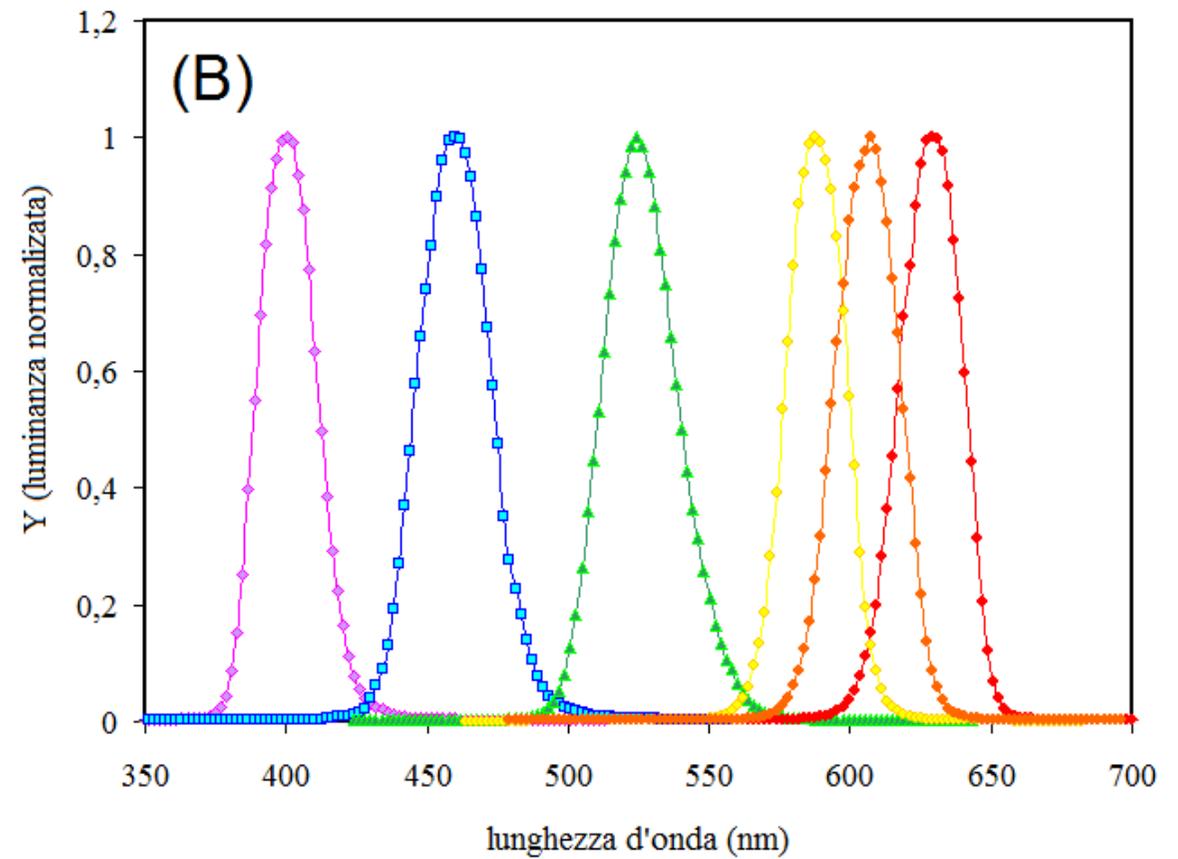
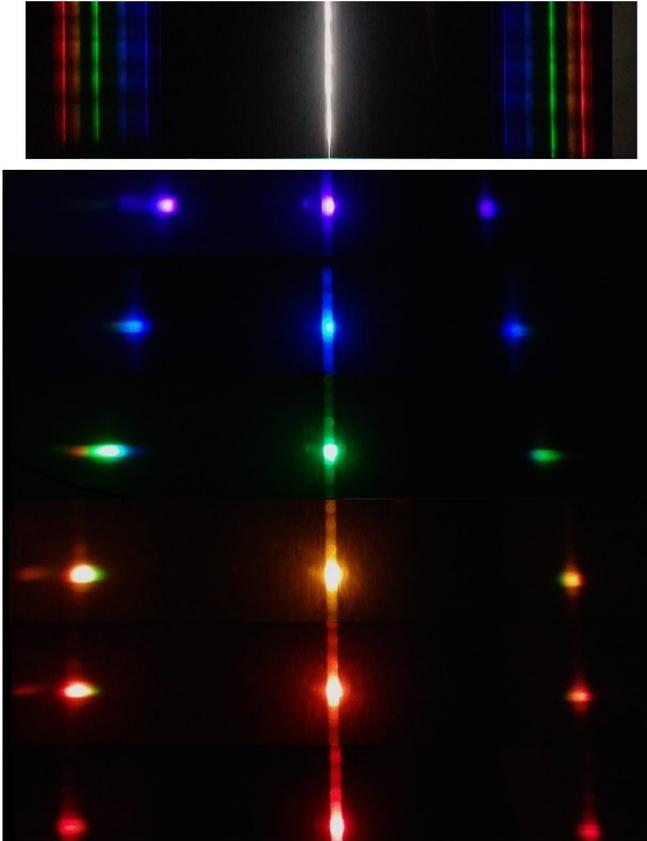




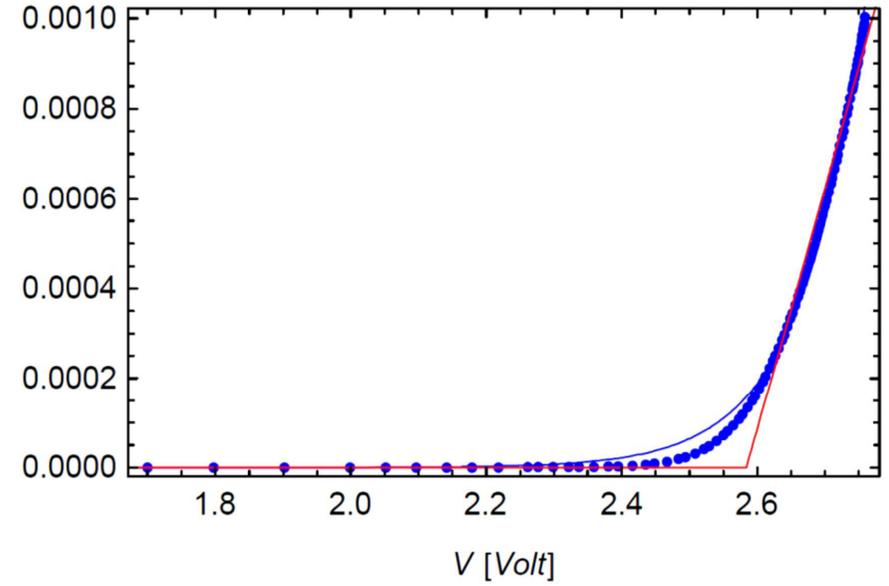
QUANTIZZAZIONE LED e FOTOELETTRICO:

Determinazione della
costante di Planck

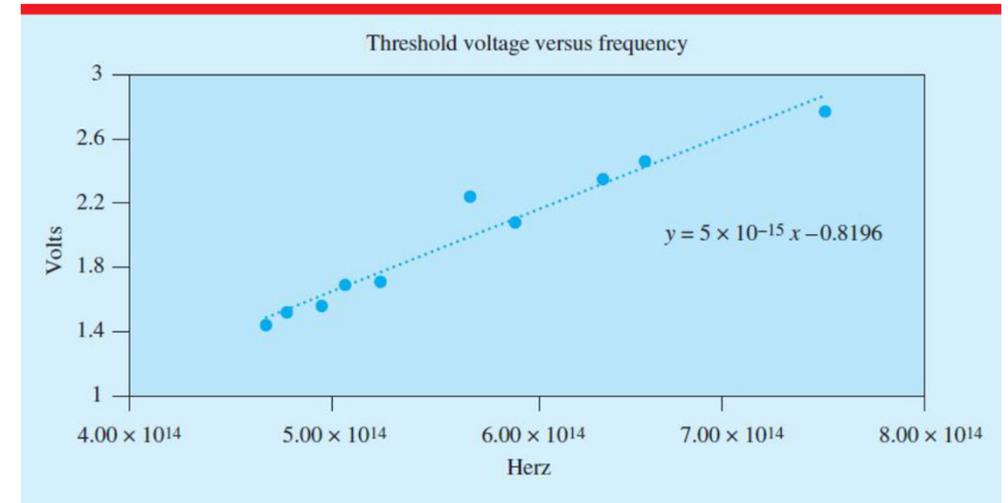
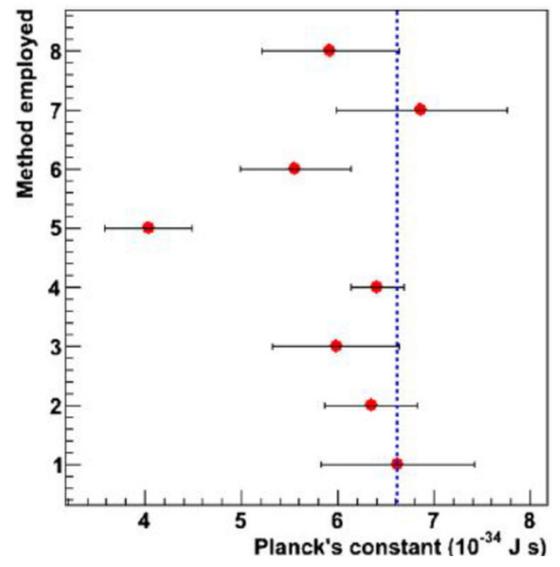
Misura delle lunghezze d'onda dei Led



- Nella versione di base di questo esperimento, come suggerito da molti autori [20-23], per determinare la tensione di soglia si potrebbe misurare solo la tensione di polarizzazione applicata al LED nel momento in cui si vede il LED accendersi. Questo metodo può risentire della diversa sensibilità alla luce dell'occhio per i diversi colori, e inoltre è inapplicabile per i LED infrarossi e ultravioletti. Ma la critica principale alla stima a occhio è che, in realtà, non esiste alcuna tensione di "accensione" ben definita, in quanto la caratteristica I-V di un LED non può essere esattamente descritta da due segmenti che si intersecano.



- Sembra quindi preferibile, proporre agli studenti di lavorare sulle curve caratteristiche I-V. Una misura tipica della curva I-V, eseguita per uno dei LED impiegati, viene mostrata su una scala lineare



COLORE	lambda (nm)	Tensione soglia (V)	frequenza (10^{14} s^{-1})
UV	401	2,9	7,48
Blue	462	2,5	6,49
verde	526	2	5,70
Giallo	588	1,9	5,10
Rosso	607	1,8	4,94
Rosso 2	631	1,8	4,75
IR1	870	1,2	3,45
IR2	940	1	3,19

Tabella 3 I valori V_s sono stati trovati estrapolando linearmente a zero la caratteristica $I(V)$ della corrente mostrata in fig. 8; l'incertezza è di circa 0,1 V. Le lunghezze d'onda sono state prese ai picchi degli spettri analoghi a quelli mostrati in fig. 6 (B); l'incertezza di questi valori è di circa 15 nm. Per i due LED infrarossi utilizziamo le lunghezze d'onda fornite dal produttore.



Spettri Atomici e fluorescenza

Measuring the hydrogen Balmer series and Rydberg's constant with a homemade spectrophotometer

P Onorato, M Malgieri and A De Ambrosio

¹Department of Physics, University of Pavia, Via Bassi 6, I-27100 Pavia, Italy

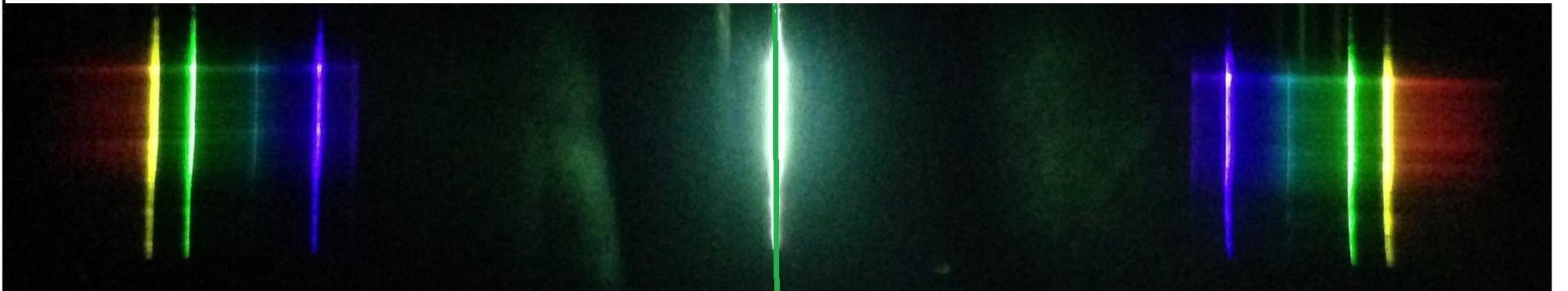
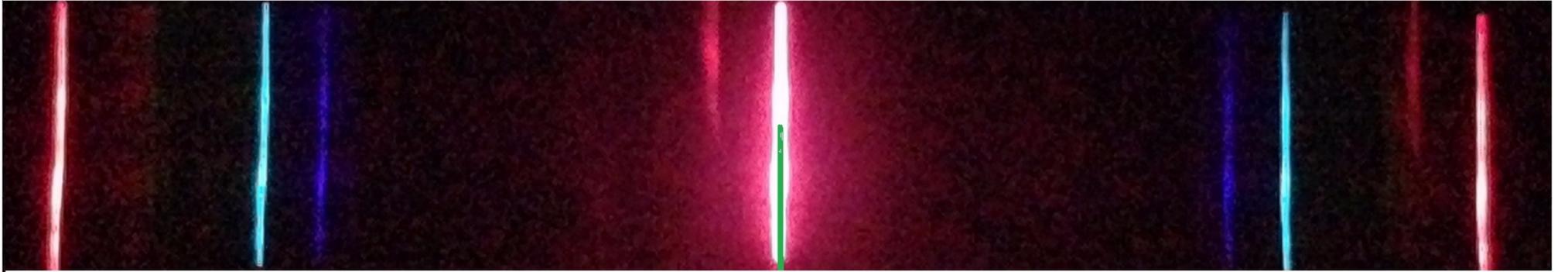
E-mail: anna.deambrosio@unipv.it

Quantitative analysis of transmittance and photoluminescence using a low cost apparatus

P Onorato¹, M Malgieri² and A De Ambrosio^{2,3}

¹Department of Physics, University of Trento, Via Sommarive 14, I-38123 Povo (TN) Italy

²Department of Physics, University of Pavia, Via Bassi 6, I-27100 Pavia, Italy



millimetre. The wavelengths of the visible light of Balmer series emitted by hydrogen atoms are measured using a commercial digital camera and free video analysis software. Rydberg's constant R is evaluated, using the well-known Rydberg generalized empirical formula [3]:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad n_i > n_f,$$

where $R = \frac{2\pi^2me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2h^3c} = 1.097\,373 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ and n_i and n_f are the integers known as principal quantum numbers. For the hydrogen atom $n_f=2$ corresponds to the Balmer series.

blue cyan green red
wavelength (nm)
350 400 450 500 550 600 650

FLUORESCENT
LAMP

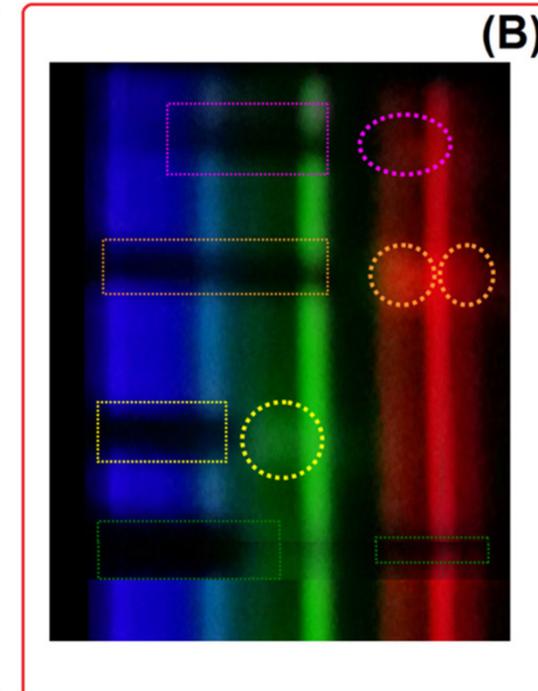
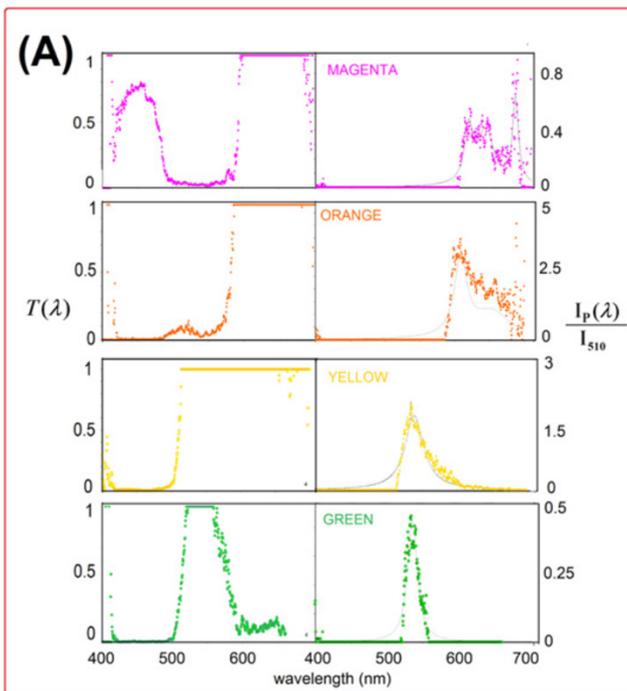
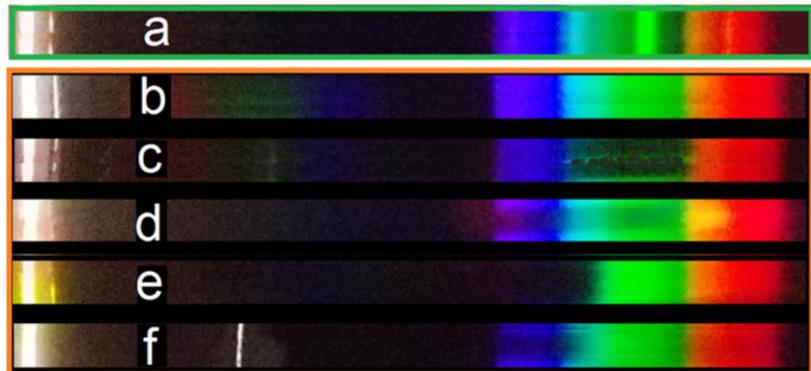
SUNLIGHT

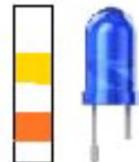
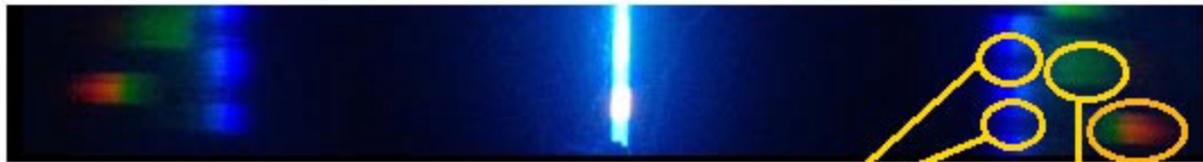
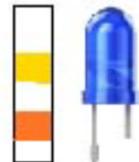
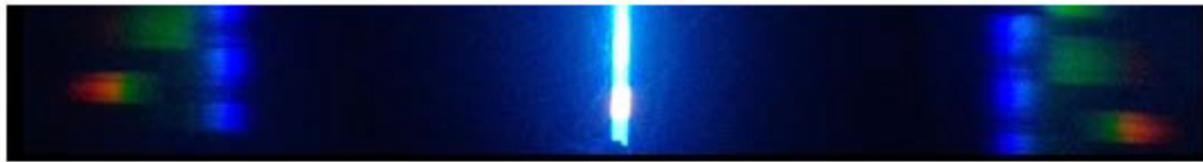
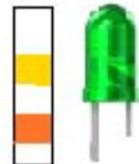
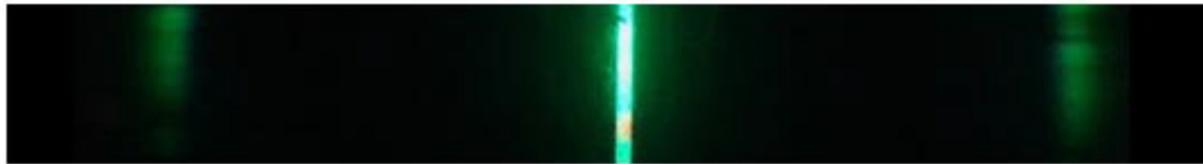
MAGENTA

ORANGE

YELLOW

GREEN





assorbimento emissione



Esperimento:
la singola fenditura

Osservare come varia la figura di diffrazione prodotta sullo schermo bianco al variare della dimensione delle singole fenditure lineari.

Si noti che fenditure più larghe danno figure di diffrazione più strette, al limite di fenditura molto larga la figura di diffrazione svanisce.

- Osservare quindi le figure di diffrazione relative a diversi fori di grandezza variabile, come cambia la figura della diffrazione

1. Diffrazione da fenditura

- Riportare in una tabella i valori di Δy osservati per diversi valori di a ,

- Riportare su un grafico l'andamento di Δy in funzione di $1/a$. In questo modo ci si aspetta un andamento lineare.

Attaccare sullo schermo bianco un foglio di carta millimetrata, facendo attenzione a disporlo in modo esattamente orizzontale ortogonalmente alla direzione di incidenza del fascio. Allineare il disco fissando una determinata fenditura lungo il percorso del fascio laser.

- Misurare la distanza D dalla fenditura allo schermo con il relativo errore.

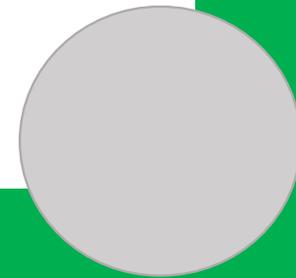
- Segnare sulla carta millimetrata dei puntini in corrispondenza dei primi due minimi, uno a destra e uno a sinistra del massimo principale relativo alla figura di diffrazione, individuando in questo modo le posizioni di y_m ed y_{m+1} in equazione 9.

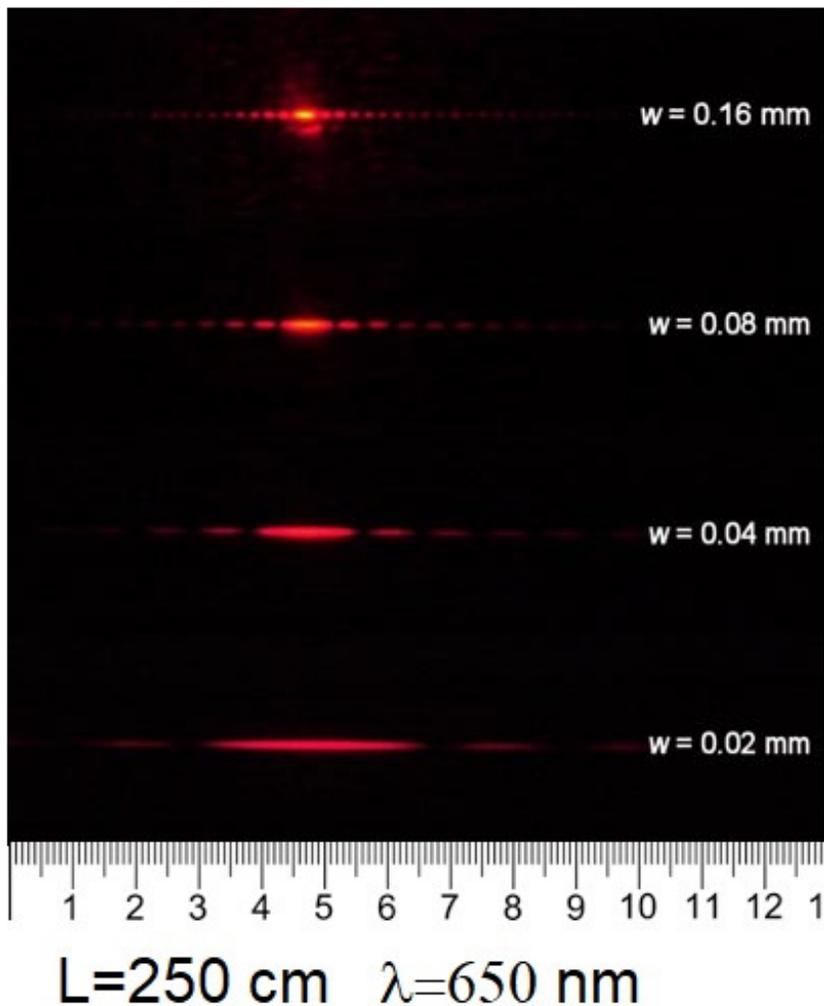
- Ripetere l'operazione per diversi valori a delle dimensioni della fenditura, mantenendo fissa la distanza D dello schermo dalla fenditura.

- Ripetere lo stesso procedimento con delle fenditure circolari, di cui si varia il diametro d . Raccogliere i corrispondenti valori delle posizioni dei minimi relativi ai primi due dischi concentrici lungo la direzione orizzontale ortogonale alla direzione di incidenza del fascio.

- Misurare diversi minimi ad ordini successivi.

SINGOLA FENDITURA Procedura sperimentale

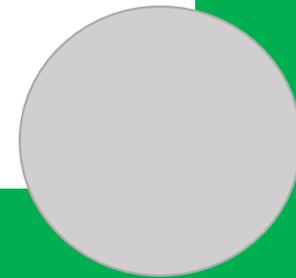


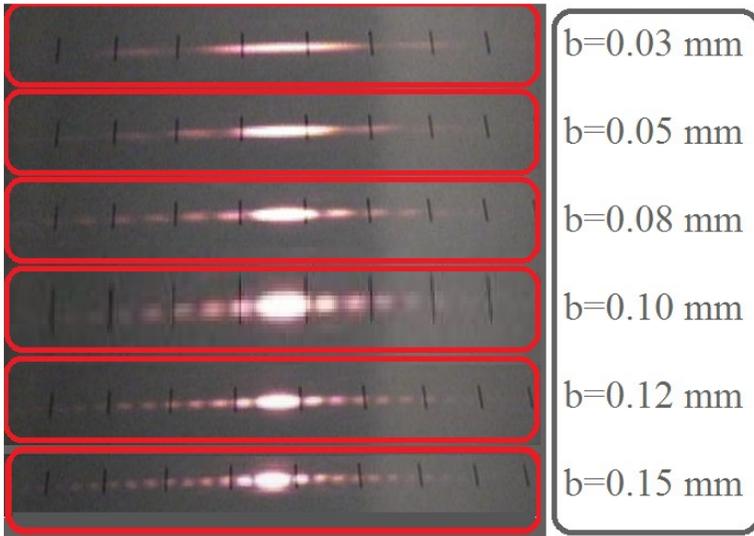


Abbiamo misurato la semi-larghezza del massimo centrale (posizione della prima frangia scura), dividendo per due la distanza tra le prime frange scure a destra e a sinistra del massimo

Possiamo osservare, qualitativamente, che la figura di diffrazione si allarga al restringersi della fenditura, e viceversa, verificando anche la relazione inversa tra le due quantità. Per fare questo è sufficiente rappresentare l'inverso della semilarghezza della figura di diffrazione in funzione della larghezza della fenditura verificando la legge di proporzionalità inversa

SINGOLA FENDITURA

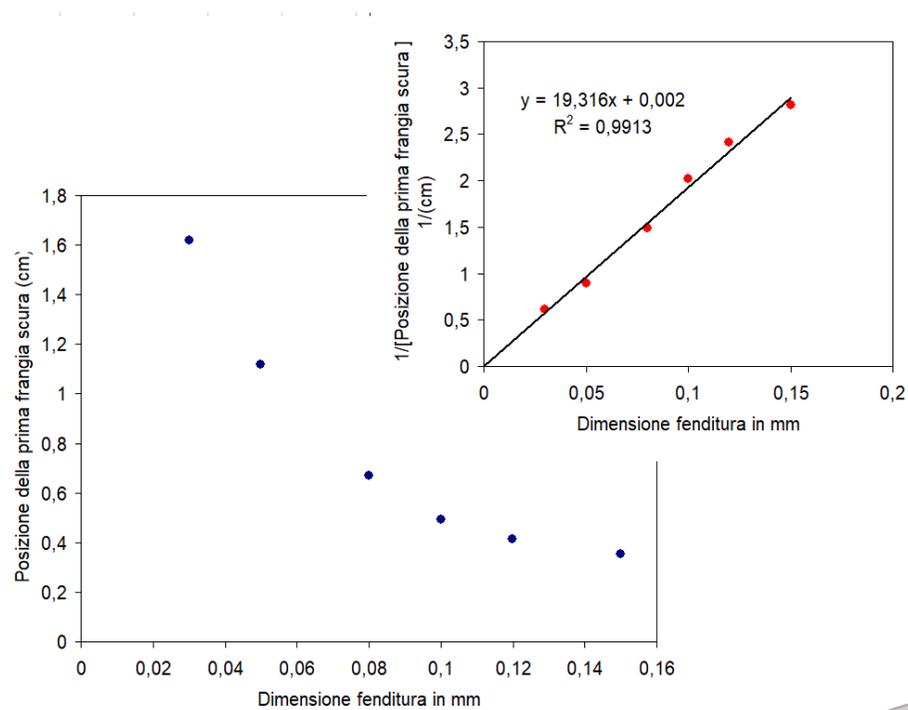




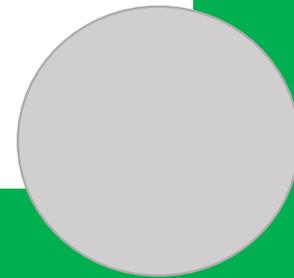
la semilarghezza del massimo centrale, δ , sarà

$$\delta \propto \frac{1}{b} \text{ ovvero } \delta \sim \frac{\lambda L}{b} \rightarrow \frac{1}{\delta} = \frac{1}{L\lambda} b$$

rappresentare l'inverso della semilarghezza della figura di diffrazione in funzione della larghezza della fenditura verificando la legge di proporzionalità inversa



SINGOLA FENDITURA: Risultati

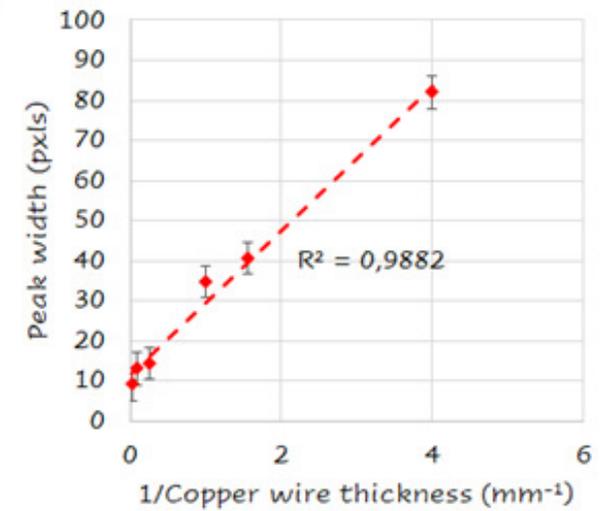
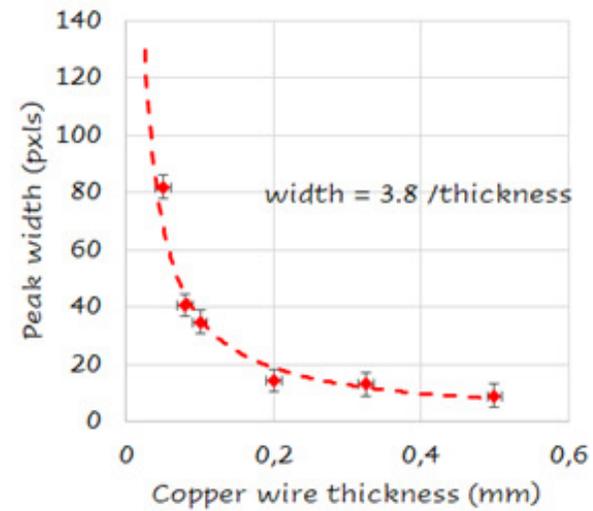
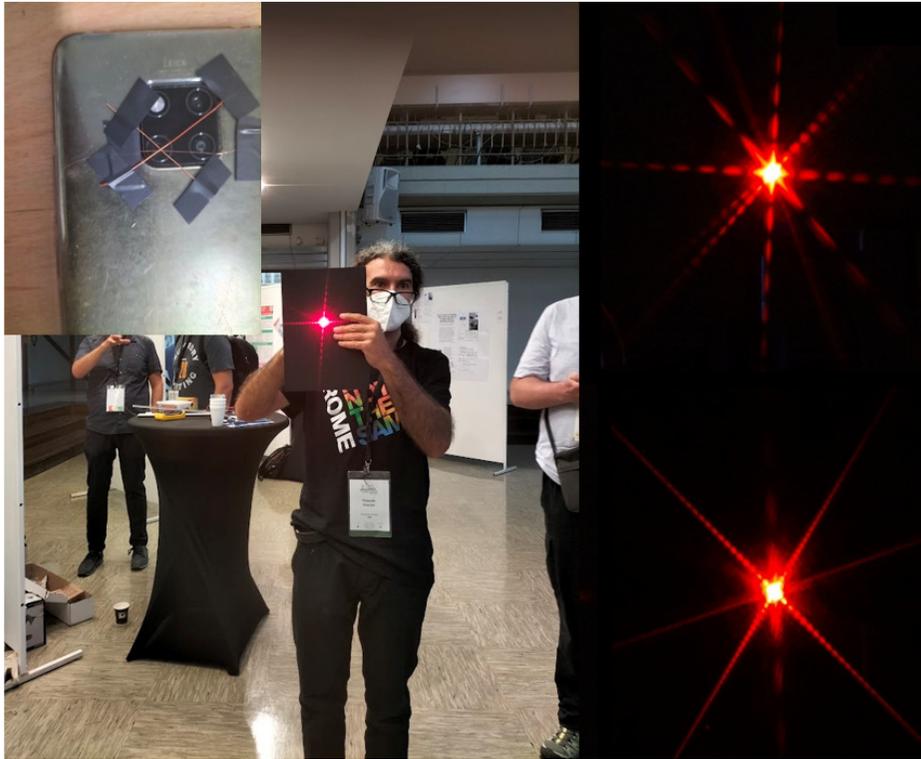


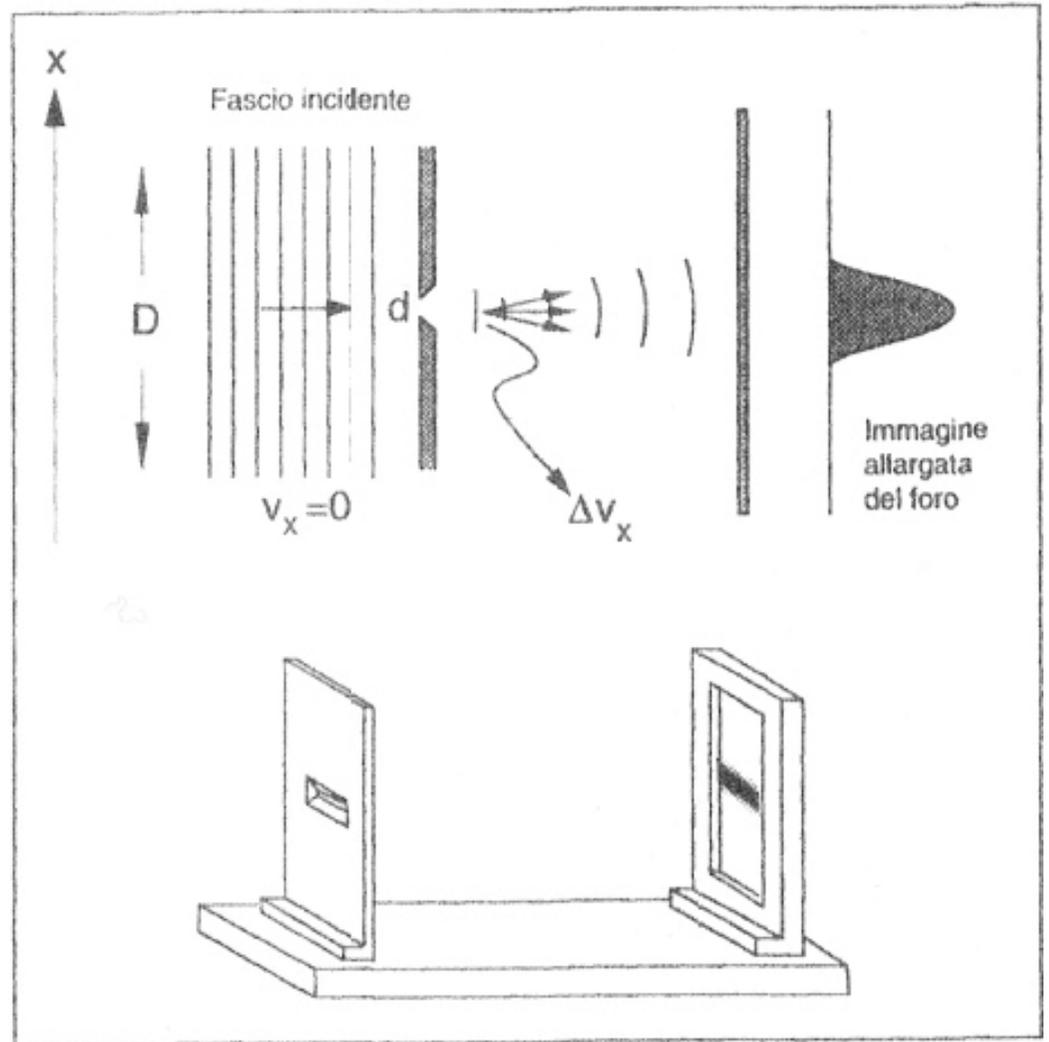
Sostituire la fenditura con un filo

Principio di complementarità di Babinet.: afferma che due schermi diffrangenti complementari, cioè tali che l'uno è opaco nei punti in cui l'altro è trasparente, e viceversa, danno luogo alla stessa figura di diffrazione (con l'esclusione del punto corrispondente alla componente non diffratta)



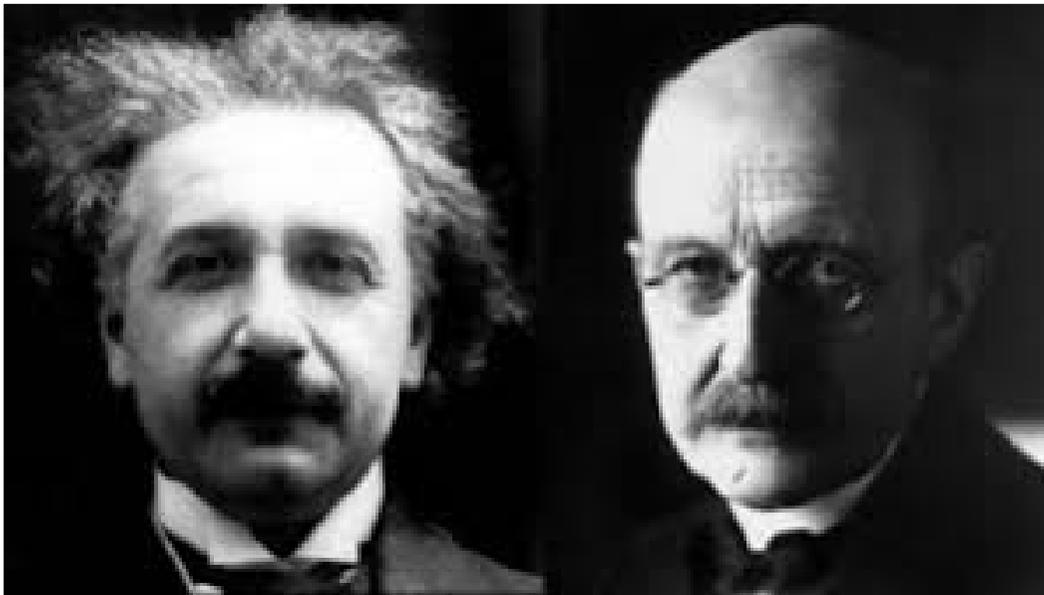
La diffrazione da filo





Teoria corpuscolare moderna

All'inizio del XX secolo alcuni esperimenti hanno portato a concludere che la radiazione elettromagnetica deve essere interpretata come composta da corpuscoli di energia e momento definiti, i fotoni,



La singola fenditura come misura della posizione dei fotoni

Le particelle sono lanciate tutte in **direzione perpendicolare allo schermo**, emesse da una sorgente di estensione D , molto maggiore dell'ampiezza d della fenditura.

Questo processo si configura quindi come un'evidente tentativo di misurare la posizione delle particelle dirette verso lo schermo... solo i fotoni racchiusi nello spazio d passeranno lo schermo: la nostra conoscenza della loro posizione è aumentata considerevolmente.

Tuttavia **cosa succede?** Una volta superato il primo schermo la figura di diffrazione che risulta nel secondo schermo (che rileva la posizione di arrivo delle particelle) è più larga della fenditura, nonostante i fotoni siano sparati tutti esattamente in direzione perfettamente perpendicolare agli schermi e quindi con velocità nella direzione x ben definita ed uguale a zero.

Come se non bastasse, la figura di diffrazione (esperimenti lo dimostrano) aumenta la propria estensione al diminuire della larghezza della fenditura d nel primo schermo.

Il tentativo di definire con maggior precisione la posizione della particella comporta una perdita di conoscenza della sua velocità, dimostrando l'indeterminazione ben spiegata dal principio di Heisenberg.



La singola fenditura come misura della posizione dei fotoni

L'interpretazione di quanto osservato nell'esperimento basandoci su un modello corpuscolare ci dice che dobbiamo considerare un fascio di fotoni che si muove lungo l'asse y e attraversa una singola fenditura di larghezza d .

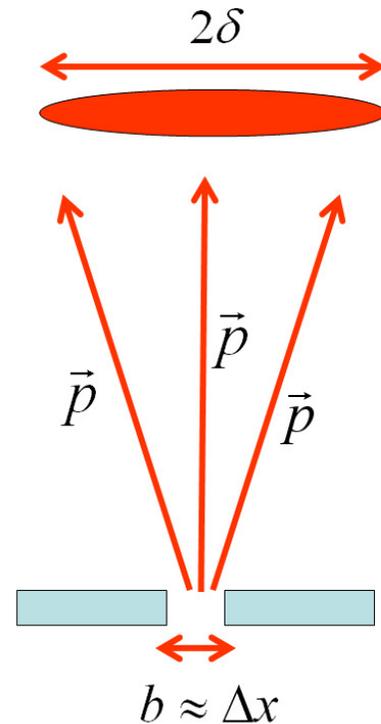
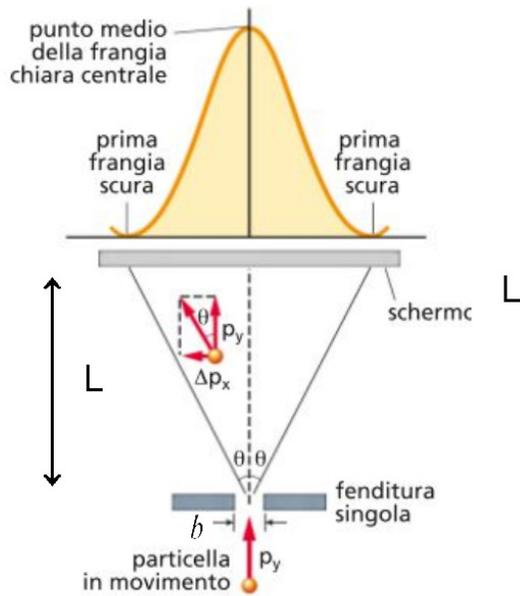
Questi fotoni supposti monocromatici avranno tutti lo stesso momento (quantità di moto p) lungo l'asse y definita con estrema precisione. Il valore di p dipende dalla lunghezza d'onda secondo la nota relazione

$$|\vec{p}| = \frac{h}{\lambda}$$

macroscopicamente sullo schermo viene a formarsi una figura di diffrazione con un massimo centrale più intenso ciò ci indica dove è più probabile che arrivi il fotone ma anche che i fotoni dopo la fenditura non procedono tutti paralleli dopo la fenditura ma, dopo aver attraversato la fenditura, il fascio si allarga per formare la figura di diffrazione e la quantità di moto di alcuni fotoni acquista una componente x dovuta alla deviazione subita.

Attenzione nell'attraversamento della fenditura, il singolo fotone può esser deviato e la deflessione non è dovuta all'interazione tra fotoni diversi ma solo alla presenza della fenditura.

La singola fenditura come misura della posizione dei fotoni



La larghezza del primo massimo della figura di interferenza si può ottenere misurando il primo minimo di diffrazione rilevabile su uno schermo successivo a distanza L dalla fenditura, che si presenta a un angolo θ rispetto alla direzione dell'asse y , dato dalla relazione

$$\frac{\delta}{L} = \tan(\mathcal{G}) \approx \sin(\mathcal{G})$$

passaggio attraverso la fenditura rappresenta un'osservazione del fotone, che permette di delimitarne la posizione sull'asse x , con un'incertezza

$$\Delta x \approx b$$

La singola fenditura come misura della posizione dei fotoni

La diffrazione provocata dalla fenditura indica che i fotoni acquistano una componente della quantità di moto trasversale al loro moto, con una indeterminazione che possiamo stimare in base alla deflessione

$$\frac{\Delta p_x}{|\vec{p}|} \approx \frac{\delta}{L}$$

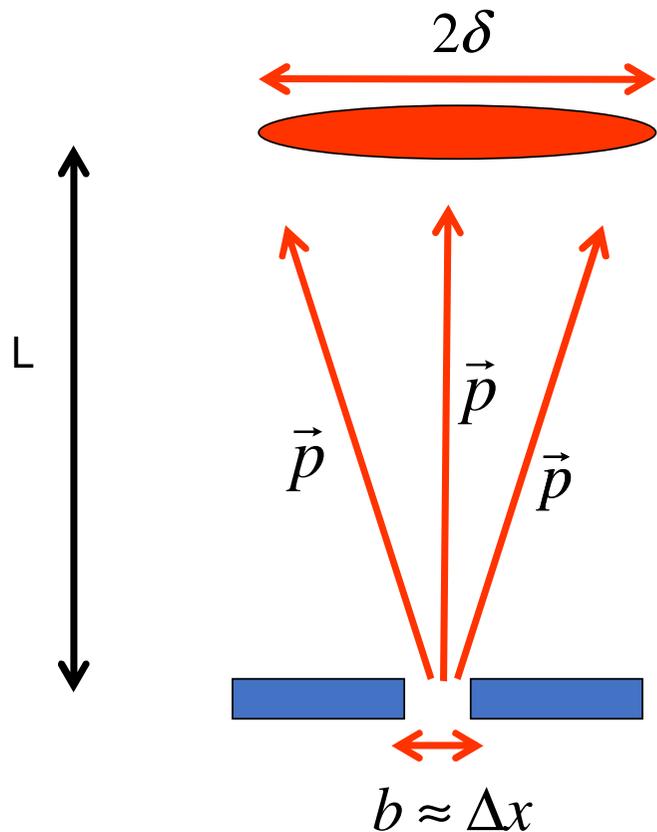
Quindi sostituendo nell'ultima formula δ e p ottenuto dalla relazione di sopra

$$\frac{\Delta p_x}{p} \sim \frac{\lambda L}{b} \frac{1}{L} \rightarrow \Delta p_x \sim \frac{p\lambda}{b} \rightarrow \Delta p_x b \sim \frac{h}{\lambda} \lambda = h$$

Relazione che esprime la minima indeterminazione sempre presente in un sistema quantistico per la coppia di variabili posizione/quantità di moto (lungo la stessa direzione).

$$\Delta p_x \Delta x \approx \frac{h}{2}$$

Principio di indeterminazione: *la posizione e la quantità di moto di un oggetto quantistico non possono essere contemporaneamente ben definite: il prodotto delle loro incertezze non può scendere al di sotto di una quantità minima.*



I fotoni in media avranno componente x nulla con una deviazione che può essere messa in relazione con la larghezza del primo massimo della figura di interferenza

Tutti i fotoni hanno la stessa quantità di moto p ma con direzioni diverse

$$p_x = |\vec{p}| \sin(\vartheta)$$

Il valore di p dipende dalla lunghezza d'onda secondo la nota relazione

$$|\vec{p}| = \frac{h}{\lambda}$$

la larghezza del primo massimo della figura di interferenza

$$\delta \approx \frac{\lambda}{2b} L \quad \text{Corrisponde ad un angolo} \quad \frac{\delta}{L} = \tan(\vartheta) \approx \sin(\vartheta)$$

TEORIA: PRINCIPIO INDETERMINAZIONE

$$\frac{\delta}{L} \approx \frac{\Delta p_x}{|\vec{p}|}$$

$$\Delta p_x \Delta x \approx |\vec{p}| \frac{\delta}{L} b \approx \frac{h}{\lambda} \frac{\lambda}{2b} \frac{b}{L} = \frac{h}{2}$$

Dall'indeterminazione al dualismo

Single-Slit Diffraction: Transitioning from Geometric Optics to the Fraunhofer Regime

Christopher L. Panuski and Carl E. Mungan, Physics Department, U.S. Naval Academy, Annapolis MD

THE PHYSICS TEACHER ♦ Vol. 54, SEPTEMBER 2016

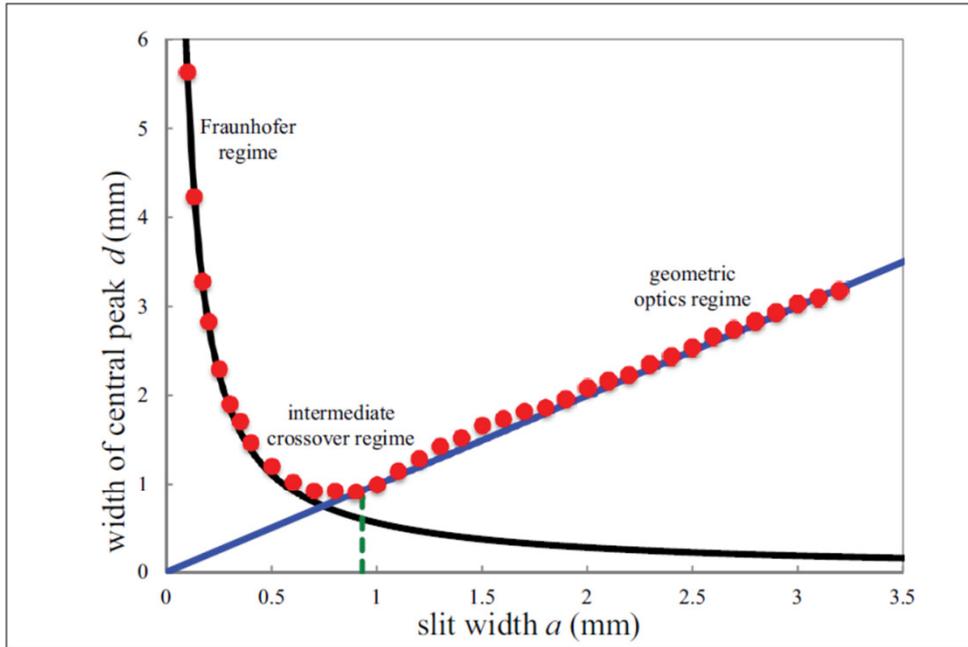


Fig. 4. Experimental widths d of the central peak (red dots) as a function of the slit size a . The horizontal and vertical uncertainties in the data are on the order of the size of the dots. The black curve is a plot of Eq. (6), the blue line is a plot of the geometric optics prediction $d = a$, and the green dashed line marks the critical slit width predicted by Eq. (4). The laser used for these measurements has a wavelength of $\lambda = 660$ nm and the slit-to-screen distance is $L = 656$ mm.

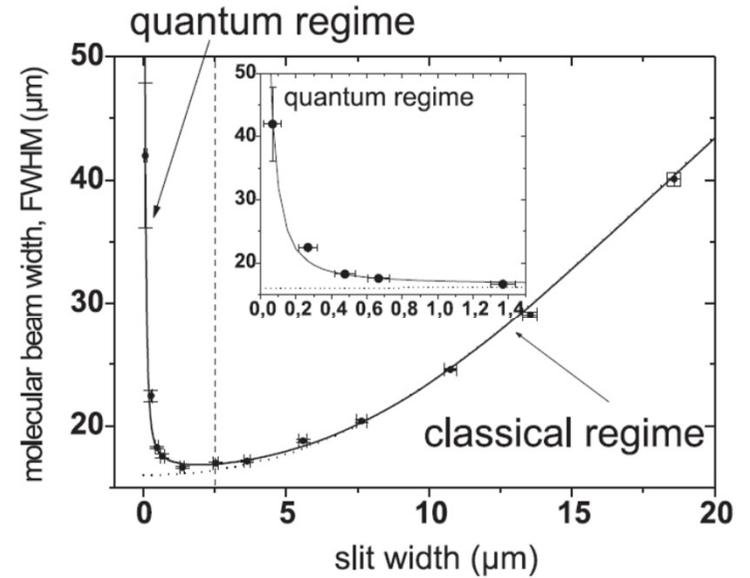
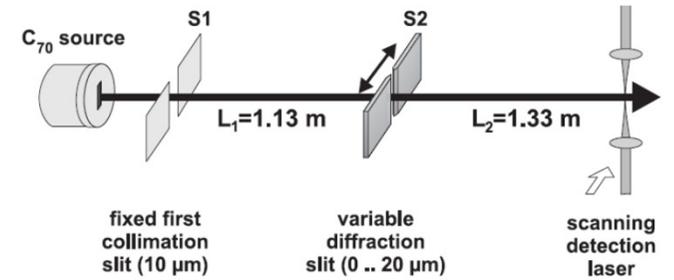
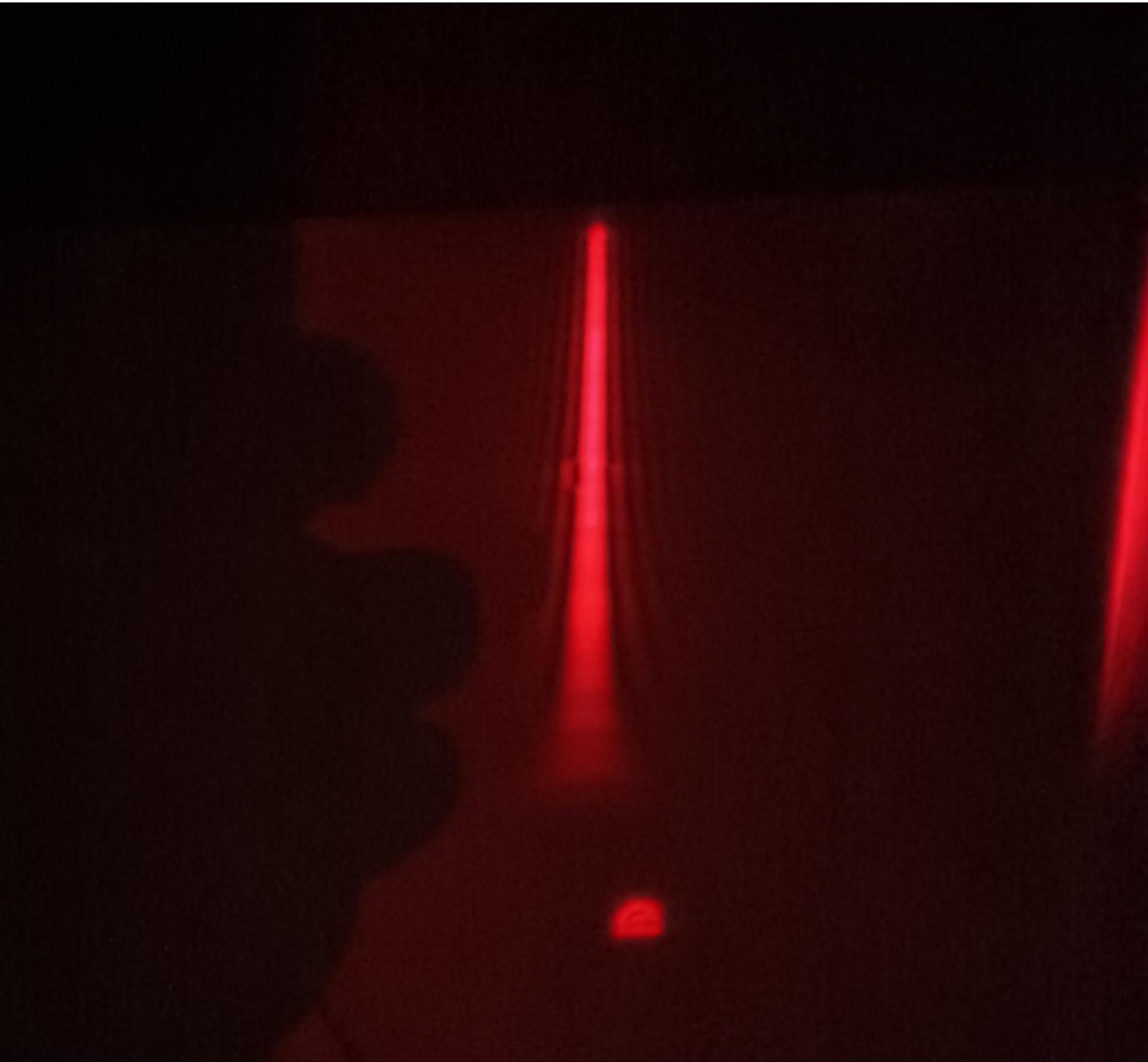


FIG. 3. The experimental molecular beam width (full circle) is compared with the quantum prediction (continuous line) as a function of the slit opening Δx . The agreement is excellent across the whole range of slit openings (70 nm... 20 μ m). A purely classical shadow model predicts the dotted line and is in marked disagreement with the data for $\Delta x < 4$ μ m. The latter is therefore designated as the quantum regime and magnified in the inset of fig 3.

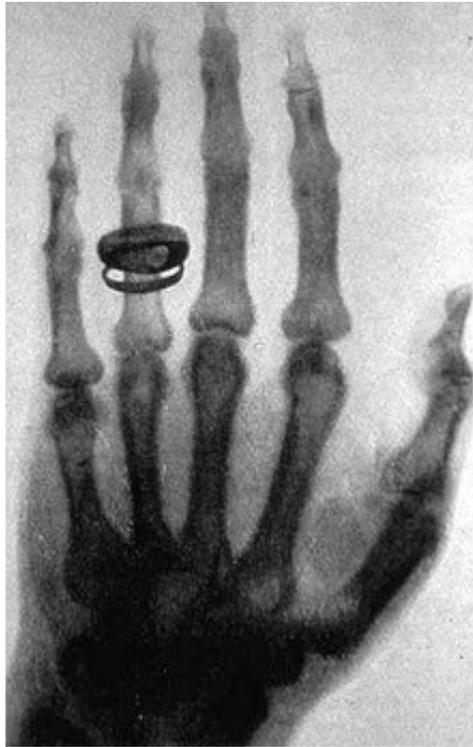




Proprietà ondulatorie
della materia

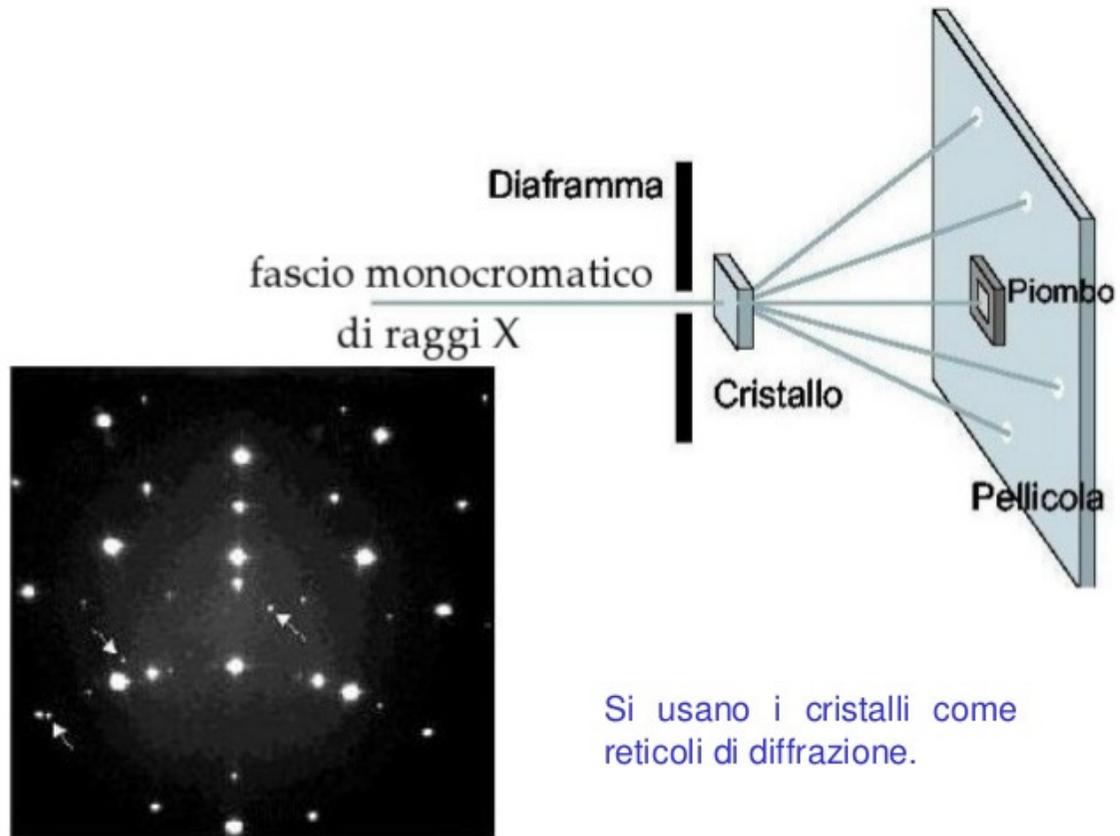


- **Dal reticolo ai cristalli**
 - Laue
 - Bragg
 - Polveri[Debye Sherr]
- **La diffrazione degli elettroni**



La **diffrazione dei raggi X** è una delle tecniche più importanti per lo studio dei solidi cristallini

I **raggi X** (o **raggi Röntgen**) sono quella porzione di spettro elettromagnetico con lunghezza d'onda compresa approssimativamente tra 10 nanometri (nm) e 1/1000 di nanometro (1 picometro), classificati come radiazioni ionizzanti, avendo un potere di penetrazione molto elevato: solo spessori dell'ordine di centimetri di piombo o di decimetri di calcestruzzo possono fermarli.



Si usano i cristalli come reticoli di diffrazione.

DAL RETICOLO AI CRISTALLI

IOP Publishing

European Journal of Physics

Eur. J. Phys. 35 (2014) 055021 (11pp)

[doi:10.1088/0143-0807/35/5/055021](https://doi.org/10.1088/0143-0807/35/5/055021)

Observation of the two-dimensional reciprocal lattice by use of lattice grating sheets and a laser pointer

Takanori Tsutaoka, Tomohito Tokunaga¹,
Takashi Umeda and Toshinobu Maehara

Department of Science Education, Graduate School of Education, Hiroshima

Reticoli di Bravais Bidimensionali

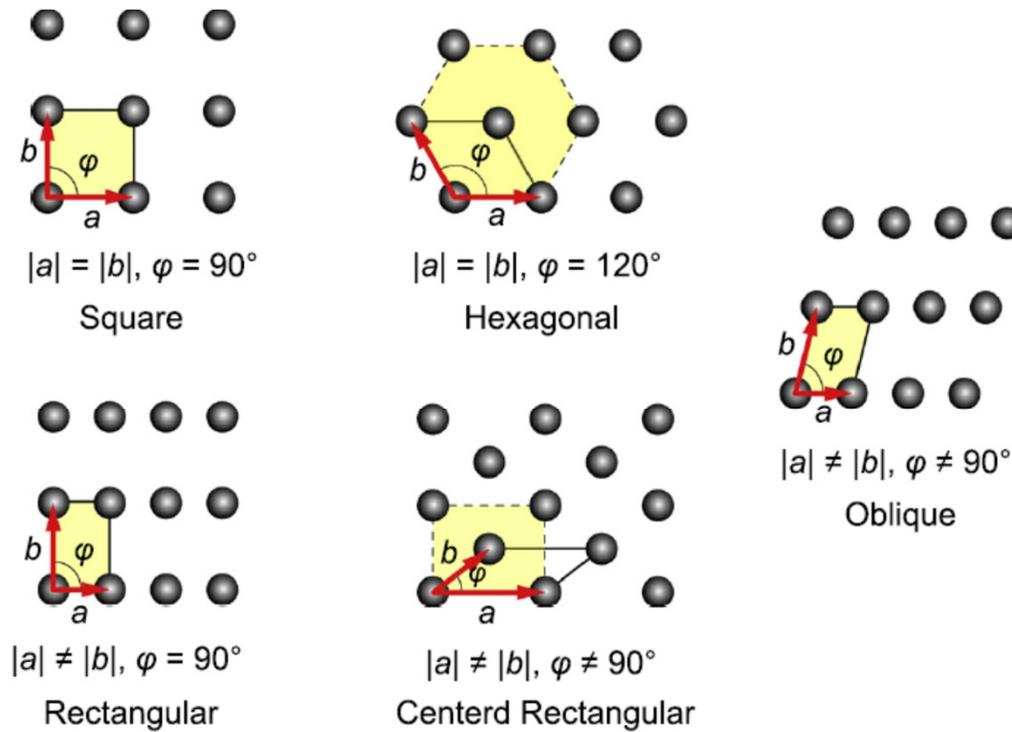
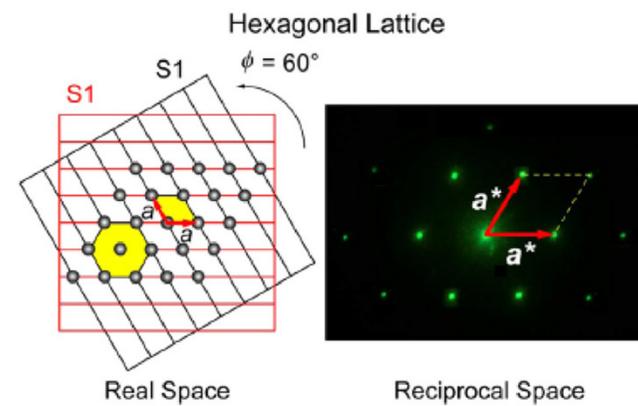
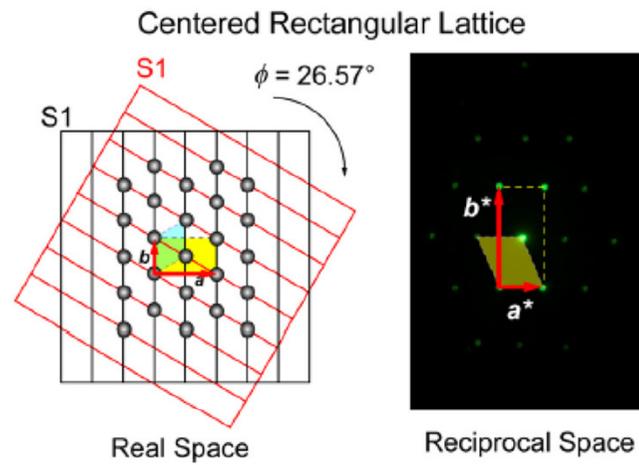
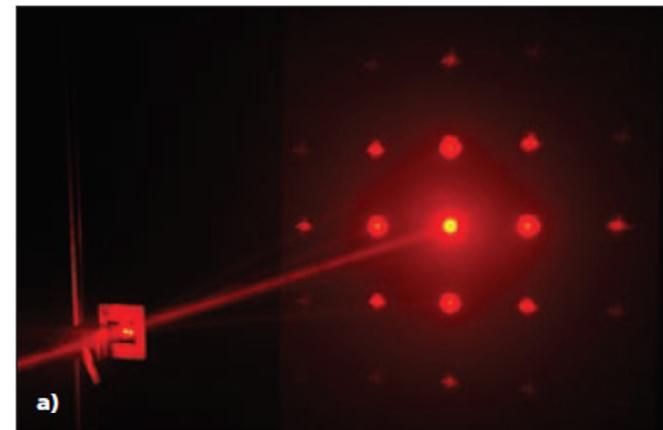
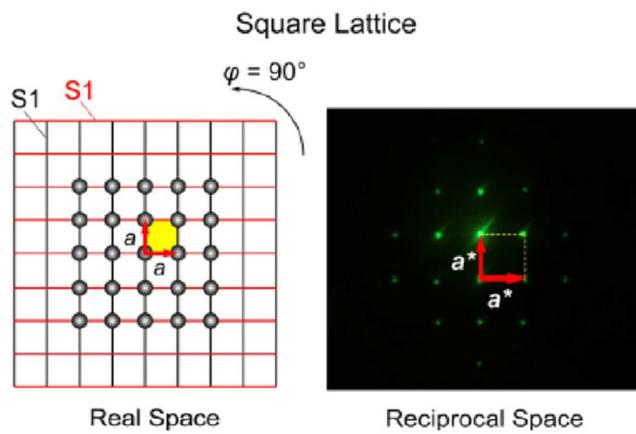


Figure 1. Two-dimensional Bravais lattices.



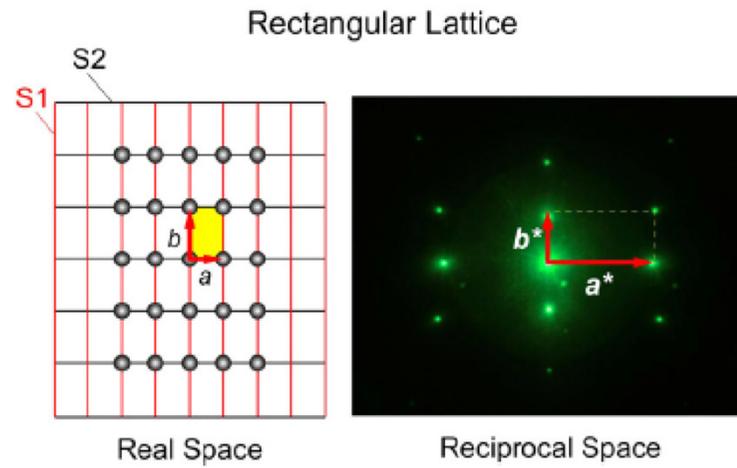


Figure 11. Schematic diagram of the rectangular lattice (real space) and the diffraction patterns indicating the reciprocal space.

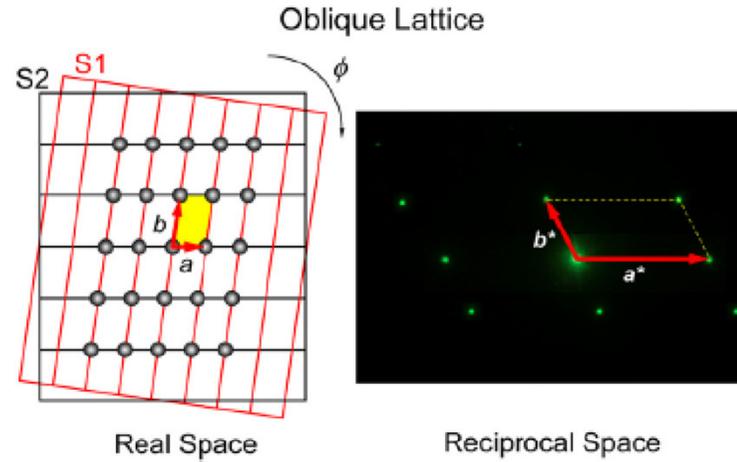
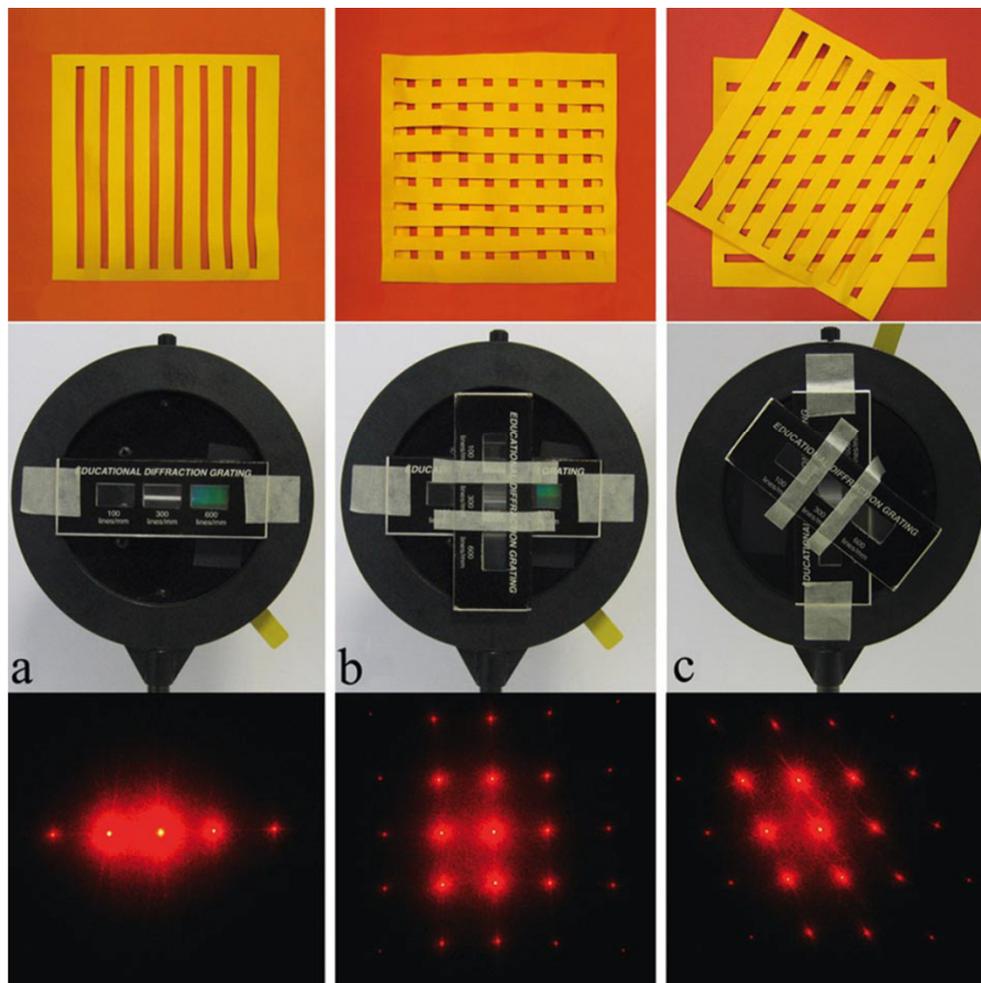


Figure 12. Schematic diagram of the oblique lattice (real space) and the diffraction patterns indicating the reciprocal space.



Simulazione ottica della diffrazione da cristalli secondo Laue

F. Logiurato, L. M. Gratton e S. Oss

Dipartimento di Fisica, Università di Trento, 38100 Povo (Trento), Italia

DA LAUE A DEBYE-SCHERR

Optical Simulation of Debye-Scherrer Crystal Diffraction

F. Logiurato, L.M. Gratton, and S. OSS, University of Trento, Trento, Italy

Metodo delle polveri
(cristalli disordinati,
materiale amorfo)
IN TRASMISSIONE

DEBYE-SHRERR

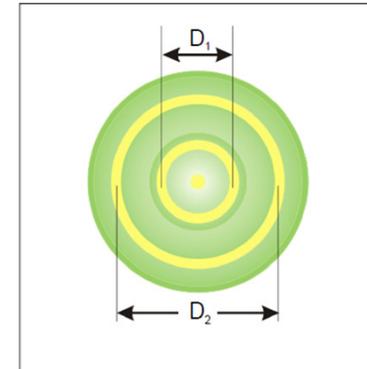
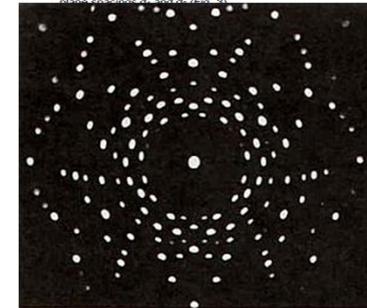


Fig. 1: Schematic representation of the observed ring pattern due to the diffraction of electrons on graphite. Two rings with diameters D_1 and D_2 are observed corresponding to the lattice planes.

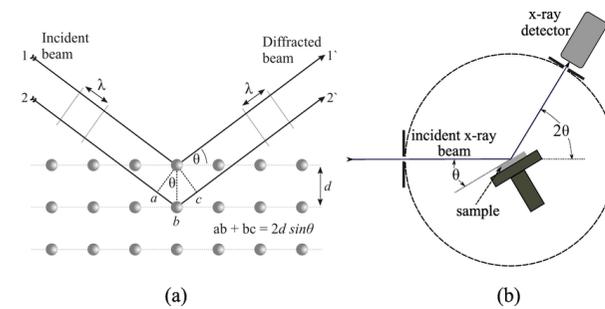
(cristalli ordinati)
IN TRASMISSIONE

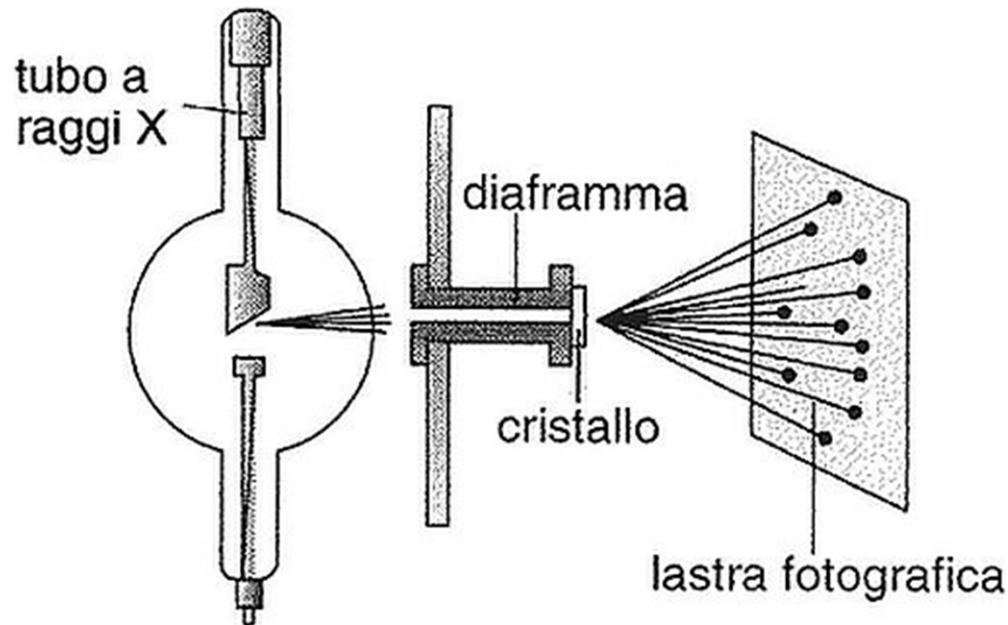
VON LAUE



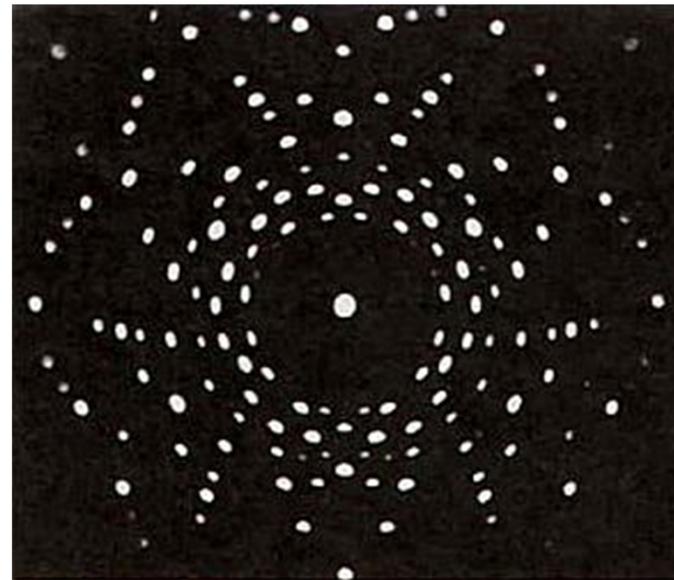
(cristalli ordinati)
IN RIFLESSIONE

BRAGG





Nel 1912 von Laue, con Paul Knipping (1883 – 1935) e Walter Friedrich (1883 – 1960), pubblicò il primo esperimento di diffrazione dei raggi X da parte di un cristallo dando contemporaneamente due dimostrazioni: i raggi X sono onde elettromagnetiche, i cristalli hanno la struttura reticolare prevista da Bravais.

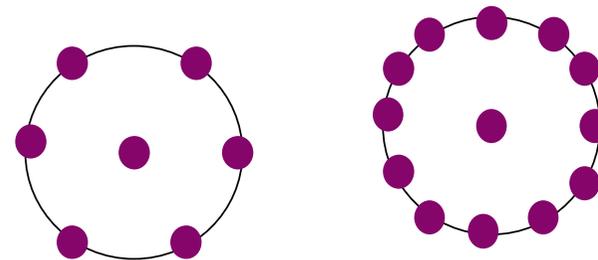
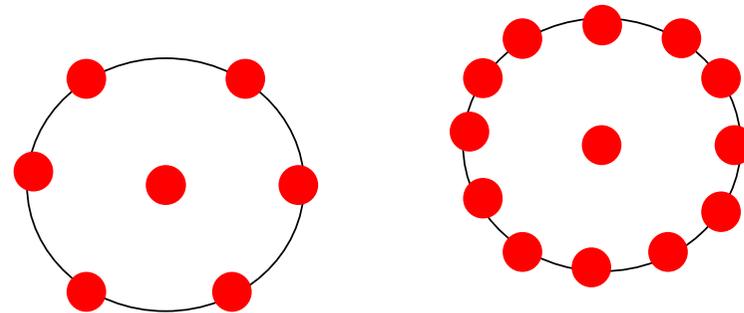
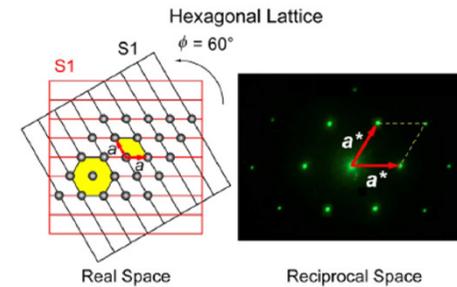


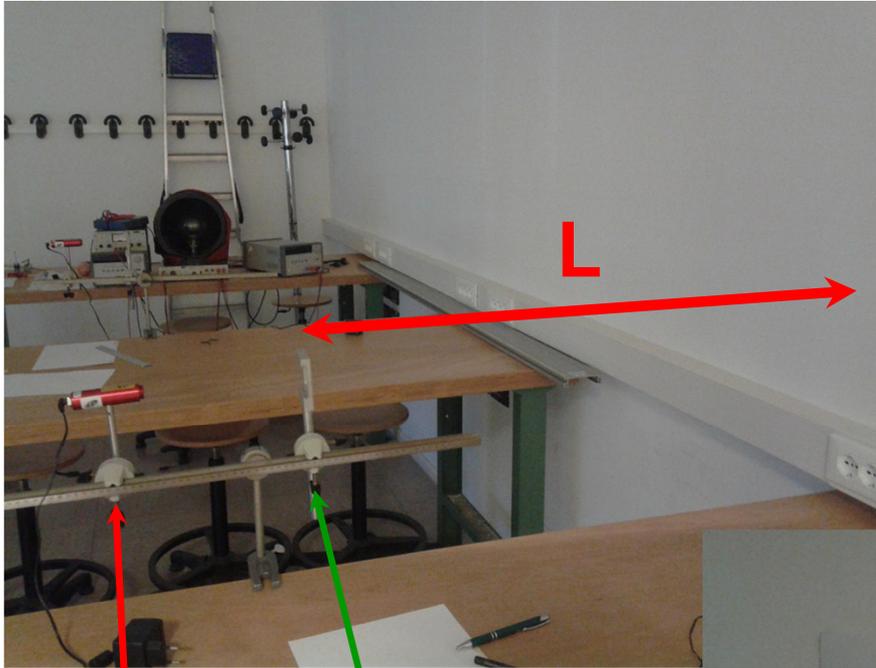
- La nostra procedura:

Partiamo da due reticoli inclinati di un angolo circa 60° segnando la posizione dei picchi

Aggiungendo altri due identici piani reticolari con angoli casuali di accorgiamo che i picchi, che sono in numero maggiore e meno intensi, si dispongono lungo una circonferenza.

Misuriamo il raggio della circonferenza, quindi cambiamo la lunghezza d'onda del laser misurando il nuovo raggio





La dimensione degli anelli è direttamente proporzionale alla lunghezza d'onda

$$R = L \frac{\lambda}{d}$$

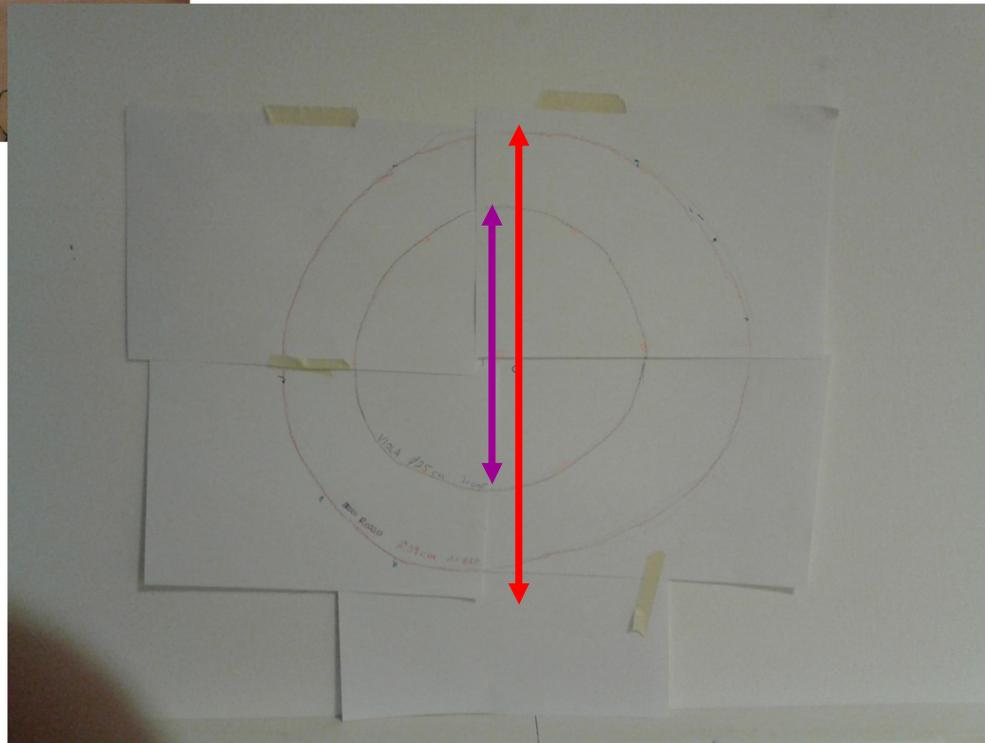
LASER

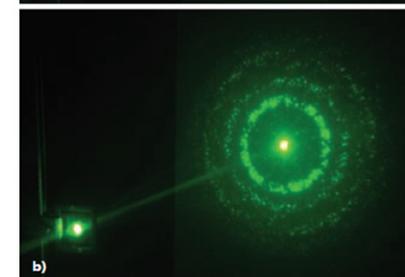
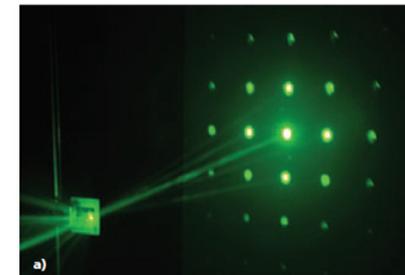
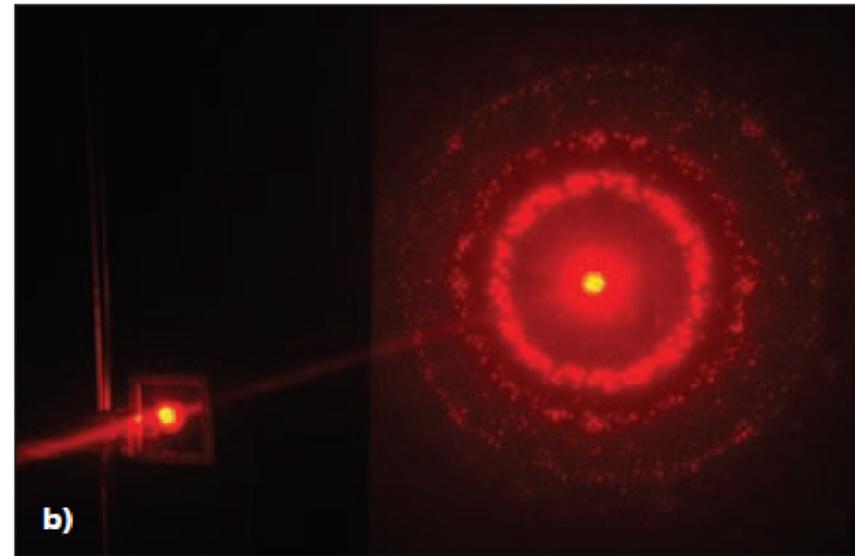
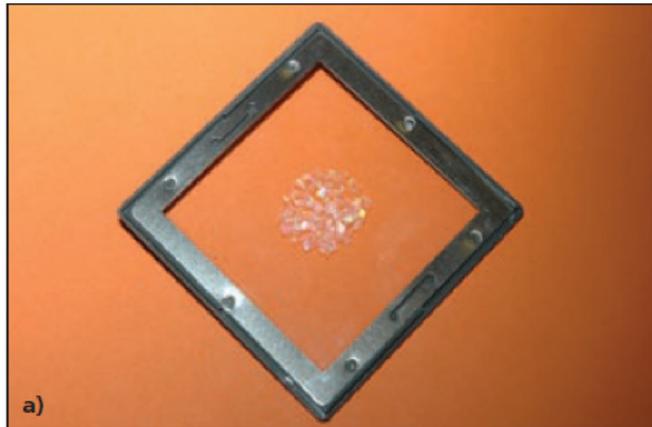
RETICOLO

D=39 cm

D=25 cm

$\lambda=655$ nm
 $\lambda=405$ nm





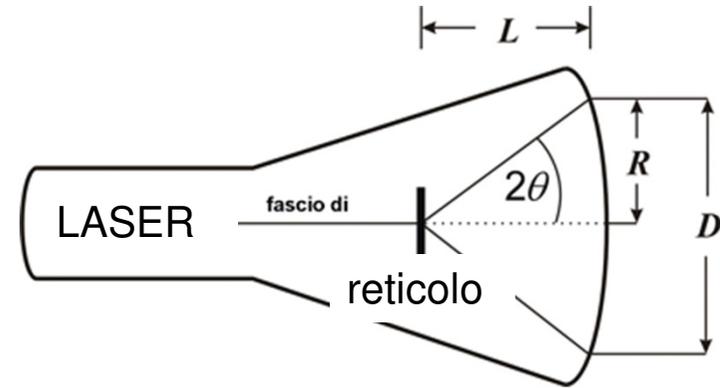
Optical Simulation of Debye-Scherrer Crystal Diffraction

F. Logiurato, L.M. Gratton, and S. Oss, University of Trento, Trento, Italy

Fig. 6. Diffraction by a two-dimensional grating [intact (a), fragmented (b)] of a green laser beam. These pictures should be compared with Fig. 3. A direct, quantitative comparison is possible since the camera was maintained at the same position and with the same focal length while taking the photographs.

MISURA

Note le distanze reticolari (d) determinare le lunghezze d'onda



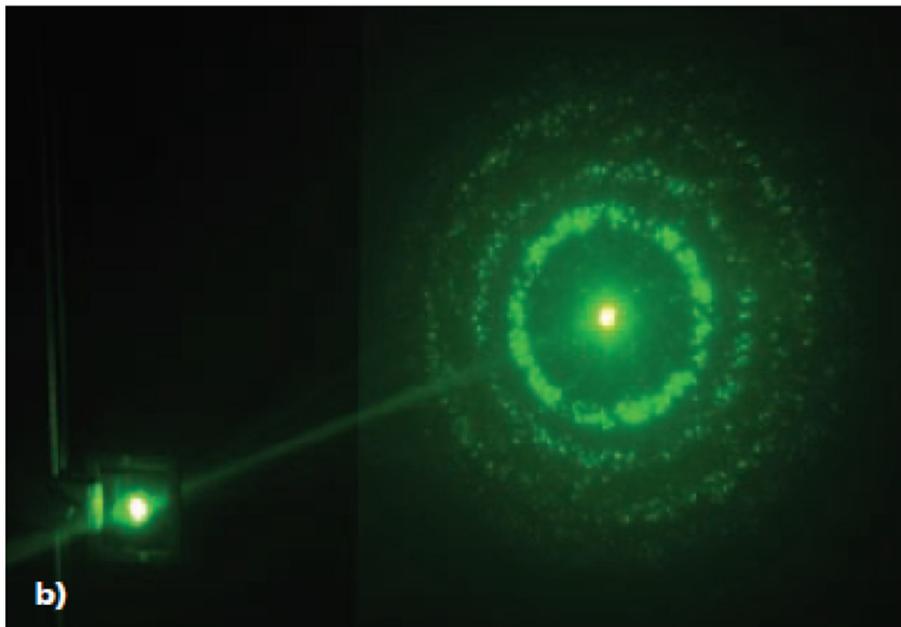
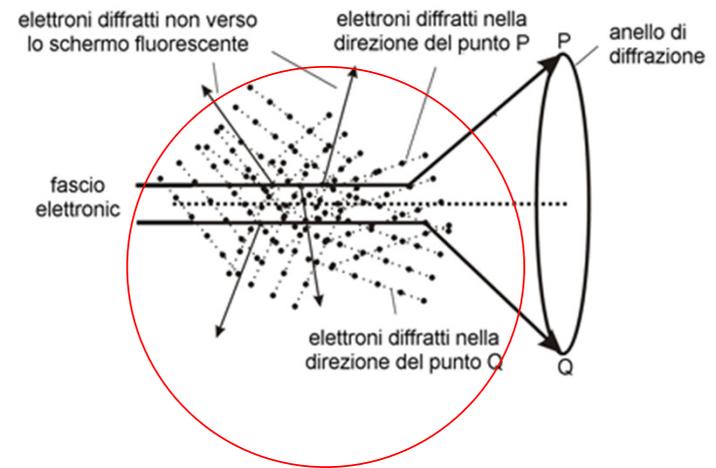
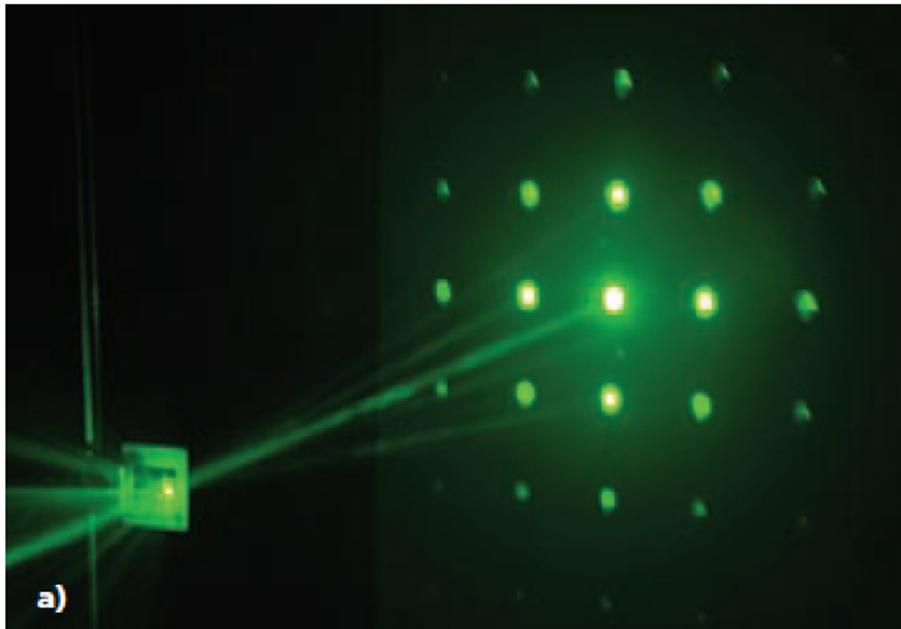
$$\tan(2\theta) = \frac{R}{L} = \frac{D}{2L} \approx \sin(2\theta) \approx 2\sin\theta$$

CONDIZIONE DI BRAGG

$$2d\sin\theta = n\lambda$$

$\lambda_{\text{nominale}}$ (nm)	R (cm)	$\lambda_{\text{misurata}}$ (nm)

$$\lambda = d \cdot \frac{R}{L}$$



RETICOLI DISORDINATI

$$\lambda = d \cdot \frac{R}{L}$$



Figure 11. Schematic diagram of the rectangular lattice (real space) and the diffraction patterns indicating the reciprocal space.

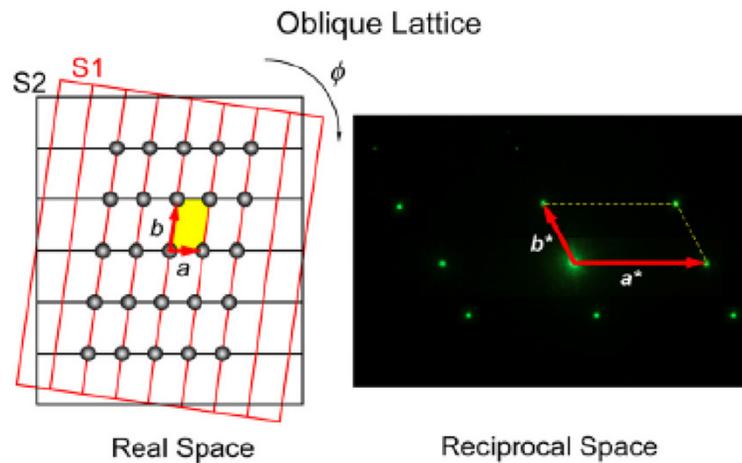


Figure 12. Schematic diagram of the oblique lattice (real space) and the diffraction patterns indicating the reciprocal space.

Se ci sono due passi reticolari diversi i raggi dei cerchi più piccoli sono proporzionali all'inverso dei passi reticolari

DIFFRAZIONE ELETTRONICA

<http://rcl-munich.informatik.unibw-muenchen.de/>



$$p = \frac{h}{\lambda}$$

CRITICAL POINT

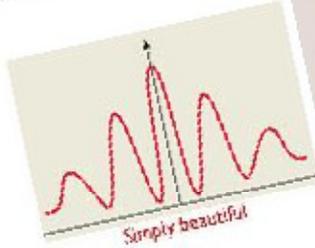
Sep 1, 2002

The most beautiful experiment

The most beautiful experiment in physics, according to a poll of *Physics World* readers, is the interference of single electrons in a Young's double slit. Robert P Crease reports.

When I asked readers earlier this year to submit candidates for the "most beautiful experiment in physics", I was pleased to receive more than 200 replies. The responses covered a broad spectrum, ranging from actual experiments to thought experiments, and from proposed experiments to proofs, theorems and models. However, one experiment - the double-slit experiment with electrons - was cited more often than any other, receiving a total of 20 votes.

Others in the top 10 included Galileo's experiments with falling bodies, Millikan's oil-drop experiment and Newton's separation of sunlight with a prism. Young's original double-slit interference experiment with light also appeared in the list (see [box](#)).



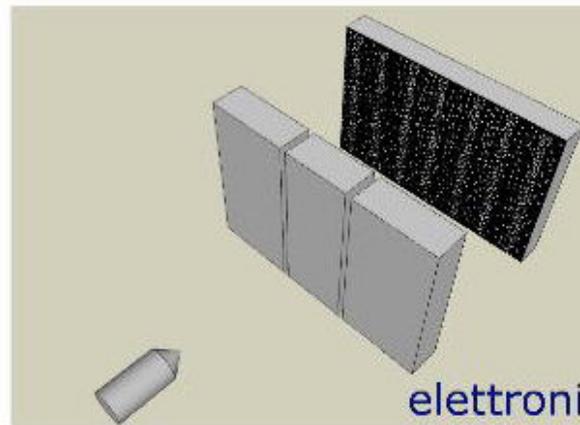
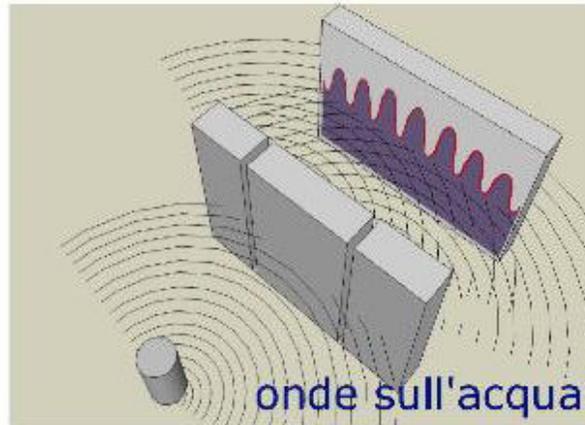
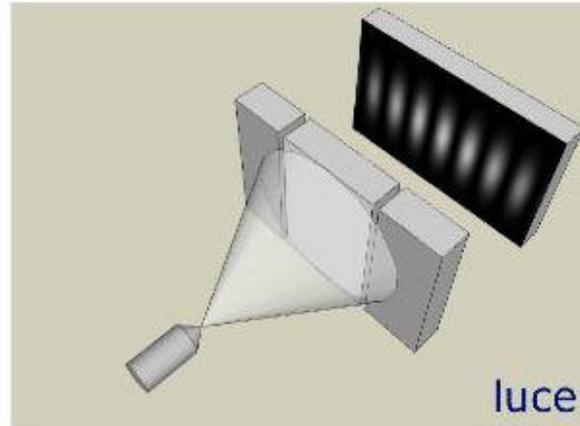
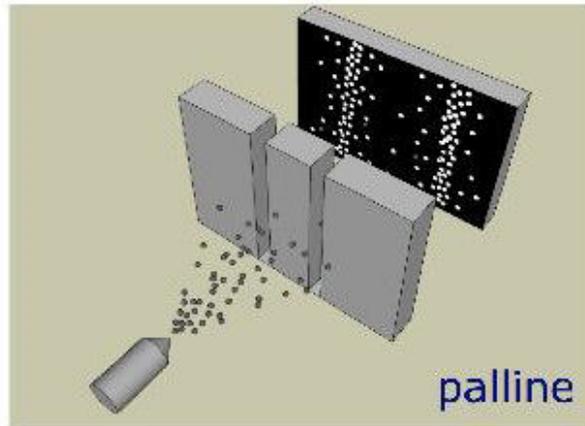
l'interferenza di elettroni singoli l'esperimento più bello della fisica

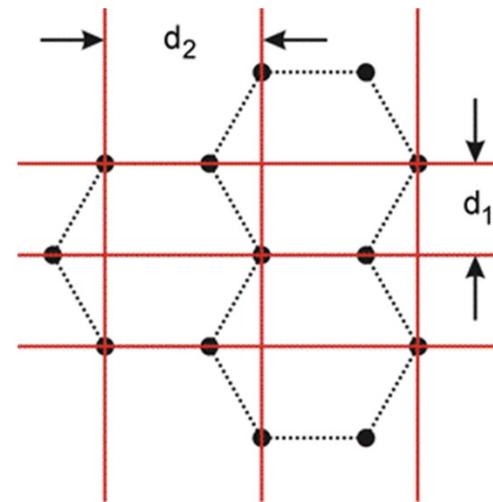
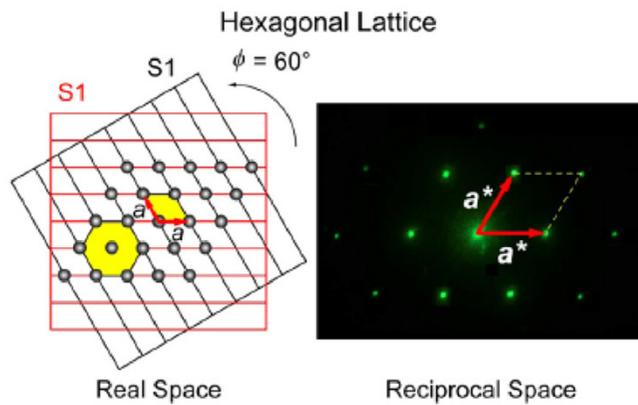


Giulio Pozzi

Gian Franco Missiroli

Pier Giorgio Merli





Esaminando uno strato di atomi di grafite si osserva che nel piano reticolare ci sono due distanze caratteristiche; esse hanno i valori $d_1 = 123 \text{ pm}$ e $d_2 = 213 \text{ pm}$ (vedi figura 3).

RETICOLO ESAGONALE: GRAFITE

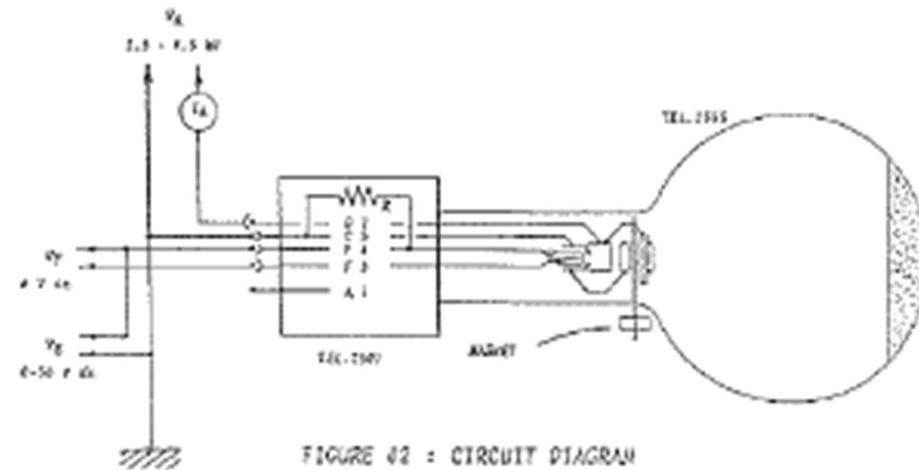
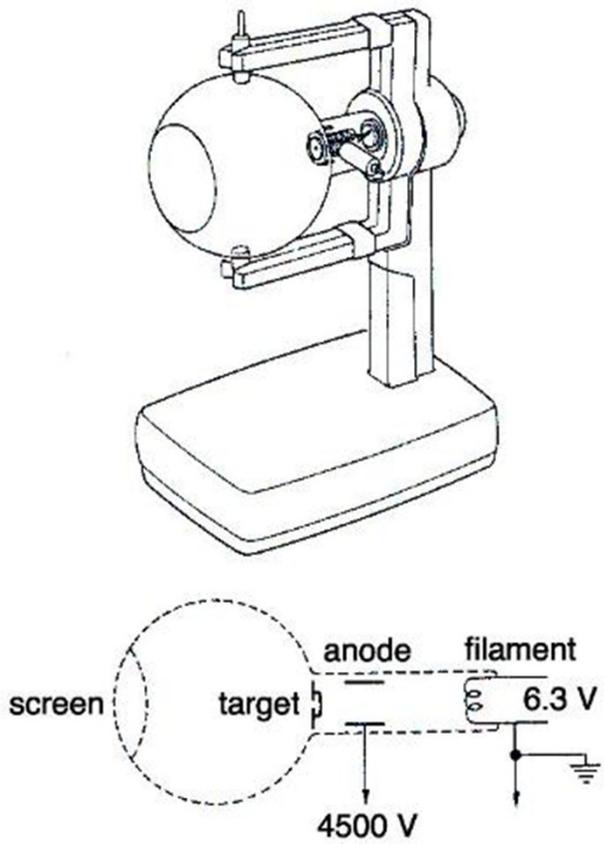


FIGURE 42 : CIRCUIT DIAGRAM

<http://137.193.65.99/ita/theory.htm>

Figure 3.3: Circuit Diagram

Remotely Controlled Laboratories - RCLs

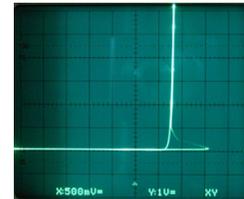
esperimentando a distanza

Home Cosa sono gli RCL RCLs I partner Note tecniche Contatto



La Diffrazione Elettronica
Osserva la diffrazione degli elettroni da un film di grafite
Luogo: [Universität der Bundeswehr München](#), Germania
Pubblicazione: 2002

Remotely Controlled Laboratories - RCLs



<https://virtuelle-experimente.de/en/index.php>

