

GUGLIELMO RIGHINI e WALTER SBROLLI

TARATURA PIROMETRICA  
DI UN GRUPPO DI LAMPADE CAMPIONI

1948MnArc...64...63R

**RIASSUNTO.** — Si riferiscono i risultati ottenuti nella taratura di un gruppo di lampade "campioni secondari di radiazione", usando un pirometro a sparizione di filamento; si confrontano i valori ottenuti con quelli di una precedente taratura eseguita dal laboratorio di fisica della Università di Utrecht; si deduce infine che la taratura pirometrica delle lampade è più che sufficiente per le applicazioni astrofisiche.

**ABSTRACT.** — The results obtained in the calibration of a group of lamps "secondary standards of radiation", using a pyrometer are here given. These are compared with a previous calibration made in the Physical Laboratory of the Utrecht University. It is concluded that the pyrometric calibration of the lamps is quite sufficient for the astrophysical applications.

### Premessa

Vi sono numerosi problemi nei diversi campi della scienza e della tecnica, per i quali si richiede l'impiego di radiatori aventi una curva spettrale nota. Se per il radiatore in questione si conosce la « radianza », cioè il flusso in Watt, emesso nella direzione normale per cmq. di superficie e per steradiante, si parla di « campione assoluto di radiazione », se invece la radianza è nota soltanto in funzione di quella corrispondente ad una determinata lunghezza d'onda si ha un campione « relativo » di radiazione.

Nella maggioranza dei casi è sufficiente avere un campione relativo; per esempio nei problemi spettrofotometrici, sensitometrici e fotografici in genere nei quali interessa conoscere la sensibilità del recettore alle radiazioni di diversa  $\lambda$ , nei problemi di specificazione del colore, nella determinazione delle temperature dal colore delle sorgenti, e dei corpi celesti,

Nota. — La terminologia e il simbolismo in questo lavoro sono conformi alle tabelle della I.C.I. contenuti in *Illuminating Engineering* - vol. XXVI (1941).

ecc., non si richiede che la conoscenza della curva spettrale del radiatore in unità arbitrarie. Soltanto quando si vogliono effettuare misure di sensibilità assoluta dei recettori oppure misure tendenti ad avere la temperatura di radianza di una sorgente o la temperatura effettiva dei corpi celesti si deve ricorrere ad un campione assoluto.

Il campione di radiazione ideale dal punto di vista teorico è il corpo nero, perchè conoscendo un unico parametro  $T$  (temperatura) si può esprimere la radianza per qualsiasi  $\lambda$  mediante la legge di Planck o mediante la più semplice formola di Wien. Il corpo nero però offre lo svantaggio di un ingombro notevole e di difficoltà di installazione e non è comunque un radiatore atto ad entrare nella pratica corrente soprattutto per la ricerca tecnica. Per queste ragioni sono entrate nell'uso corrente le lampade a filamento piatto di tungsteno che forniscono un radiatore di facile maneggio, capace di raggiungere temperature abbastanza elevate e avente una superficie radiante geometricamente definita. Grazie alla conoscenza delle leggi alle quali è soggetta la radiazione dei metalli si è potuto anche caratterizzare la curva spettrale di tali radiatori mediante due soli parametri: la temperatura vera  $T$  ed il fattore di emissione spettrale  $\epsilon_{\lambda, T}$  che è noto in seguito alle accurate ricerche di sperimentatori diversi (<sup>1</sup>). Queste lampade a filamento piatto costituiscono degli ottimi campioni secondari di radiazione che devono però essere sempre tarati per confronto con un campione primario. Esse sono utilizzabili dall'infrarosso ( $\lambda = 2-3$  micron) fino all'ultra violetto vicino ( $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ ) quando le ampole che racchiudono il filamento siano munite di finestra trasparente a queste radiazioni.

### Metodi per la taratura e il confronto dei campioni secondari

Il metodo più semplice, almeno dal punto di vista concettuale, per la taratura di un campione secondario è il diretto confronto col corpo nero funzionante a temperatura nota.

Si può infatti variare la temperatura del filamento variando opportunamente la corrente di alimentazione, fino a che la brillantezza del campione secondario è uguale a quella del c. n. per una  $\lambda$  prefissata. In queste condizioni si potrà scrivere:

$$c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0}} = \epsilon_{\lambda, T} c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

dalla quale noto  $\epsilon_{\lambda, T}$  si ricava la  $T$  del filamento. L'esperienza si ripete per altre intensità di corrente del filamento, ottenendo infine la relazione caratteristica (temperatura  $T$  in funzione della intensità di corrente  $i$ ) per il campione in esame. Il confronto si può eseguire per esempio mediante uno spettrofotometro.

Come si è già detto l'uso del c. n. è poco pratico per misure di questo genere per cui spesso si ricorre ad un confronto fra campioni secondari,

uno dei quali essendo stato tarato mediante il c. n. funge da primario. Dispositivi sperimentali vari sono stati escogitati per procedere a questi confronti<sup>(2)</sup> estendendo le misure a tutto lo spettro delle varie lampade ed ottenendo in questo modo una compensazione degli errori.

Un metodo degno di nota è quello seguito dalla scuola di Utrecht nel quale non è necessario l'impiego del c. n.<sup>(3)</sup>. Preso un radiatore qualsiasi si determina mediante termopila e monocromatore la curva spettrale quale appare all'uscita del monocromatore; si ricompone poi la radiazione uscente modificando opportunamente il dispositivo ottico in modo da ottenere una immagine bianca del radiatore che funziona da sorgente campione. Il campione secondario viene confrontato con questa deducendo la sua curva spettrale dalla quale si risale alla temperatura.

Molto pratico e di facile impiego è il pirometro monocromatico per la taratura dei campioni secondari. In questo caso esso non ha la funzione di strumento di zero come nel metodo classico per l'estrapolazione della scala di temperatura<sup>(4)</sup>, ma sostituisce il corpo nero e funziona pertanto come campione primario, limitatamente alla lunghezza d'onda  $\lambda_{eff}$ , che è la lunghezza d'onda effettiva corrispondente alla temperatura misurata, ed al vetro pseudomonocromatico impiegato nel pirometro stesso.

Questo è il metodo che abbiamo seguito nel presente lavoro.

### Caratteristiche delle lampade e del pirometro

Le lampade a filamento piatto che abbiamo tarato hanno caratteristiche diverse e provengono da fabbriche differenti come si vede dalla tabella I. Esse sono di proprietà dell'Osservatorio di Arcetri e due di esse, le Philips n. 317 e n. 250, sono impiegate nei lavori correnti di spettrofotometria dal 1936. Per queste esiste un certificato di calibrazione rilasciato dal laboratorio di Fisica della Università di Utrecht e datato 1934.

TABELLA I. — *Caratteristiche delle lampade.*

Tipo	Volt	Amp.	Watt.	Dimens. flam.	Disposiz. filamento	Note
Philips 0	6	17	100	2×6 mm.	Orizzontale	Ampolla vetro
Philips 317	6	16	100	2×6	id.	id. id.
Philips 250	6	16	100	1.5×8	Verticale	id. con finestra quarzo saldato all'amp.
Osram 78	6	18.5	110	1.5×8	Orizzontale	Ampolla vetro
Osram 59	6	18.5	110	1.5×8	Verticale	id. id.
Osram 95	8-9	16.2	145	1.2×18	id.	id. con finestra in quarzo mastice. all'amp.

Il pirometro impiegato nella taratura è un tipo portatile a sparizione di filamento della casa Hartmann e Braun, esso è conosciuto col nome de

Pyropto ed è di proprietà dell'Istituto di Fisica della Università di Firenze. La brillantezza del filamento della lampada pirometrica viene uguagliata a quella del radiatore mediante variazione di corrente fatta con un reostato finissimo; il milliamperometro connesso allo strumento ha due scale in gradi centigradi, la superiore va fino a 1500°C e permette la lettura diretta dei 10°; l'inferiore che va fino a 2000°C permette la lettura diretta dei 20°. In ambedue le scale si può stimare facilmente il quinto di divisione e cioè 2° e 4° gradi rispettivamente. Si passa dall'una all'altra scala inserendo sul cammino dei raggi un vetro assorbente tarato con lo strumento stesso. Il Pyropto è munito di filtro rosso le cui caratteristiche non sono date dalla casa costruttrice dello strumento.

### Metodo seguito nelle determinazioni

Il campione in esame veniva alimentato da una batteria di accumulatori di grande capacità, a 12 volta; la corrente era controllata con un amperometro Weston-Galileo che permetteva la lettura a 0.01 amp. e la caduta di tensione ai capi della lampada era letta ad un voltmetro Allocchio e Bacchini. Un complesso di resistenze opportuno permetteva di regolare esattamente la corrente.

Le misure al pirometro sono state eseguite in massima parte da W. Sbroli, da M. L. Catani ed occasionalmente da G. Righini. Per ogni temperatura ciascun osservatore eseguiva un gruppo di quattro puntate osservando la sparizione del filamento del pirometro; due volte andando dalle temperature più basse alle più elevate, e due volte nel senso contrario. Lo scarto massimo constatato nel gruppo di quattro letture non ha mai superato  $\pm 0.7\%$  alle temperature elevate, mentre si è mantenuto molto al di sotto per le temperature più basse per le quali gli osservatori trovavano più facile la sparizione del filamento.

Le puntate sono state eseguite nel centro del filamento piatto; le letture in gradi centigradi sono state ridotte alla scala assoluta ottenendo

TABELLA II. -- Risultati ottenuti per le diverse lampade.

Amp.	Philips 0		Philips 317		Philips 250		Osram 78		Osram 59		Osram 95	
	$S_{\lambda}$	$T$	$S_{\lambda}$	$T$	$S_{\lambda}$	$T$	$S_{\lambda}$	$T$	$S_{\lambda}$	$T$	$S_{\lambda}$	$T$
6	---	---	---	---	1330	1380	---	---	---	---	1405	1483
7	---	---	---	---	1555	1652	---	---	---	---	1590	1691
8	1517	1609	1607	1710	1730	1861	1470	1556	1550	1646	1742	1865
9	1683	1798	1755	1880	1870	2014	1640	1748	1697	1813	1880	2026
10	1825	1962	1875	2020	1997	2163	1775	1904	1827	1965	1995	2160
11	1950	2107	2007	2174	2107	2208	1902	2051	1985	2090	2105	2295
12	2055	2231	2110	2301	2220	2432	2003	2170	2037	2210	---	---
13	2150	2348	2210	2420	---	---	2097	2286	2127	2321	---	---
14	2225	2438	2310	2541	---	---	2190	2206	2212	2423	---	---

così la temperatura di brillantezza, temperatura nera alla lunghezza d'onda effettiva  $\lambda_{eff}$  definita dal vetro pseudomonocromatico del Pyropto.

I risultati delle misure e le temperature vere, dedotte col procedimento esposto al paragrafo seguente, sono contenute nella tabella n. II.

### Determinazione del fattore di trasmissione del vetro pirometrico

Come si dirà in seguito per passare dalla temperatura nera  $S_\lambda$  alla temperatura vera del filamento è necessario conoscere fra l'altro la curva della trasmissione  $\tau_\lambda$  del vetro pseudomonocromatico.

Poichè non è stato possibile smontare il vetro dal pirometro, abbiamo sistemato il Pyropto stesso davanti alla fenditura dello spettrografo multiplo Galileo, in modo da proiettare sulla fenditura per mezzo dell'ottica del Pyropto il filamento di una lampada ad incandescenza alimentata da una batteria di accumulatori di grande capacità. Nello spettrografo era montato l'equipaggio in flint 1 F con un solo prisma in modo da avere una dispersione di 45 A/mm. verso 6500 A.

Mantenendo costante il regime di alimentazione della lampada e la larghezza della fenditura si sono presi degli spettri con pose crescenti in progressione geometrica sia senza filtro che col filtro interposto sul cammino dei raggi. La scala delle lunghezze d'onda era data da uno spettro del neon.

La riduzione delle lastre è stata eseguita per mezzo del microdensitometro di Hartmann misurando le densità  $D$  degli spettri in dieci  $\lambda$  diverse

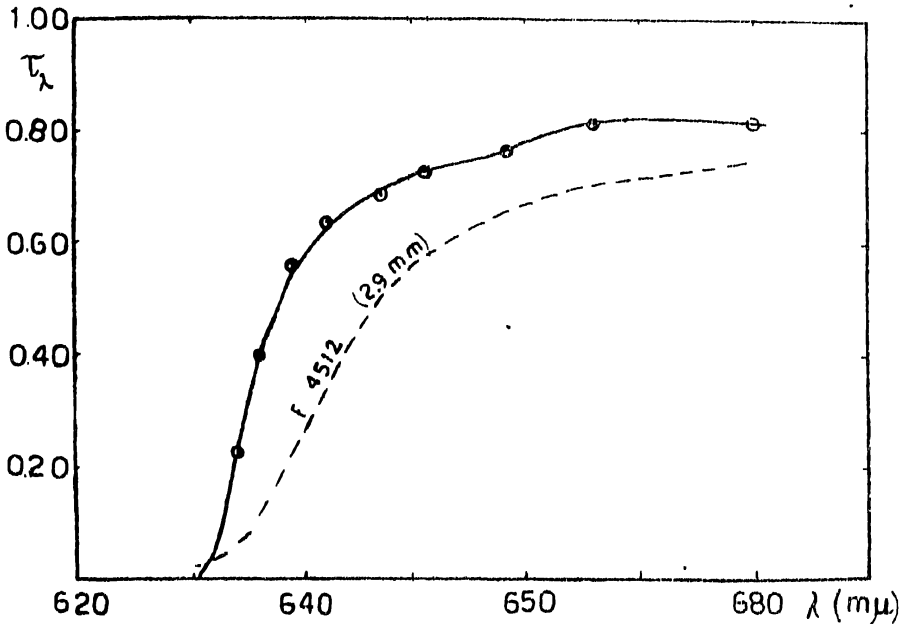


Fig. 1

fra 6300 e 6800 Å. per ciascun spettro. Posto uguale all'unità il fattore di Schwarzschild, posizione che non influenza sensibilmente il risultato finale, essendo costante la radianza della sorgente, l'esposizione  $E = It^n$  diventa proporzionale a  $t$ .

Portando quindi  $D$  in ordinate e  $\log t$  in ascisse si ottengono per ogni  $\lambda$  due curve caratteristiche spostate l'una rispetto all'altra lungo l'asse delle ascisse di una quantità proporzionale al logaritmo della trasmissione del filtro  $\tau_\lambda$ . Il risultato delle determinazioni è riportato in fig. 1. Lo scarto massimo per ogni punto è dell'ordine di  $\pm 0.01$ . Per confronto abbiamo riportato nella stessa figura la curva di trasmissione di un vetro di Jena F 4512 di 2,9 mm. di spessore. Come si vede vi è una certa analogia fra le due curve e molto probabilmente anche il nostro filtro monocromatico è pure un F 4512 con spessore minore dell'altro.

### Lunghezza d'onda effettiva del sistema

Il calcolo della temperatura vera  $T$  dalla temperatura di brillantezza  $S_\lambda$  misurata al pirometro richiede anche la conoscenza della *lunghezza d'onda effettiva del sistema*  $\lambda_{eff}$  come risulta dalla nota relazione

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} = \frac{\lambda_{eff} \log_e \varepsilon_{\lambda T}}{c_2} \quad [a]$$

dove  $\varepsilon_{\lambda T}$  è il fattore di emissione spettrale del tungsteno noto dai lavori di Worthing e Forsythe (5).

Fissato un intervallo di temperatura  $T - T_0$  si definisce come  $\lambda_{eff}$  del sistema relativo a quell'intervallo quella lunghezza d'onda per la quale il rapporto delle radianze del c. n. è uguale al rapporto delle brillanze dello stesso c. n. quando questo sia osservato attraverso il sistema pseudomonocromatico. Posto quindi

$$B = \int_0^{\infty} N_{\lambda T} \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda$$

la brillantezza del c. n. alla temperatura  $T$ , nella quale  $V_\lambda$  è il fattore di luminosità relativo per l'occhio medio internazionale e  $\tau_\lambda$  il fattore di trasmissione del filtro, avremo che la  $\lambda_{eff}$  sarà definita dalla relazione:

$$\left( \frac{B}{B_0} \right) = \left( \frac{N_{\lambda T}}{N_{\lambda T_0}} \right)_{\lambda = \lambda_{eff}}$$

che si può anche scrivere:

$$\lambda_{eff} = \frac{c_2 \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}{\log B_0 - \log B} \quad [b]$$



Nel caso attuale essendo noto  $\tau_\lambda$ ,  $V_\lambda$  e  $N_{\lambda T}$  possiamo calcolare facilmente  $B$  e  $B_0$  e dedurre quindi  $\lambda_{eff}$ . Naturalmente la  $\lambda_{eff}$  è funzione dell'intervallo di temperatura  $T - T_0$  per cui il calcolo completo di  $\lambda_{eff}$  per diverse temperature si presenta lungo e noioso. E' opportuno perciò introdurre la  $\lambda_{eff}$  limite che è il valore  $\lambda_T$  al quale tende  $\lambda_{eff}$  per  $T \rightarrow T_0$  e che si ricava dalla [b] applicando la regola de L'Hôpital. La  $\lambda_{eff}$  limite o  $\lambda_T$  risulta pertanto espressa dalla :

$$\lambda_T = \frac{\int_0^\infty N_{\lambda T} V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty N_{\lambda T} V_\lambda \frac{1}{\lambda} \tau_\lambda d\lambda}$$

Per mezzo della  $\lambda_T$  si può allora ricavare la  $\lambda_{eff}$  per qualsiasi intervallo di temperatura poichè si sa che (6):

$$\frac{\lambda_{eff}}{(T - T_0)} = \frac{\lambda_T - \lambda_{T_0}}{2} \tag{b'}$$

Rimane ancora da chiarire quale debba essere l'intervallo di temperatura che si deve scegliere per determinare  $\lambda_{eff}$ . Nel caso della determinazione della temperatura di un radiatore non nero si dimostra (7) che la  $\lambda_{eff}$  deve essere quella relativa all'intervallo di temperatura  $T_c$ ;  $S_\lambda$ , dove  $T_c$  è la temperatura dal colore del radiatore in esame. Per seguire quindi un procedimento rigoroso si dovrebbe determinare prima  $T_c$  dalla

$$\frac{1}{T_c} = \frac{1}{S_\lambda} - \frac{\lambda}{c_2} \log_e \epsilon_c \tag{b''}$$

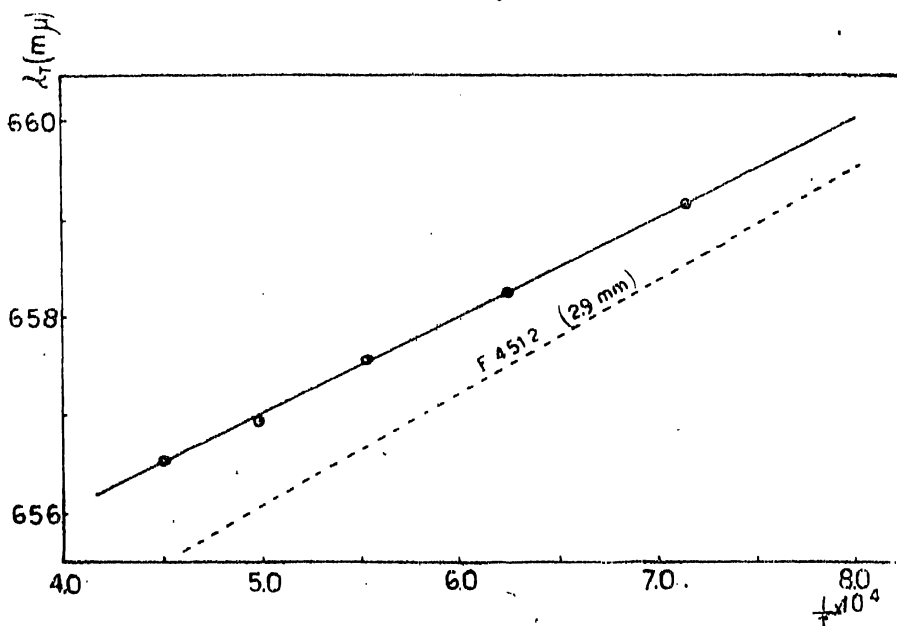


Fig. 2

nella quale appare il fattore di emissione dal colore che nel caso del tungsteno è noto e la lunghezza d'onda  $\lambda$  che è proprio la  $\lambda_{eff}$  che ci interessa. Si entrerebbe quindi in un circolo vizioso; però dato che in ultima analisi la  $\lambda_{eff}$  varia pochissimo al variare di  $T_c$  si può in prim approssimazione porre  $\lambda = 655 \text{ m}\mu$ , dedurre  $T_c$ , indi relativamente all'intervallo  $T_c$ ,  $S_\lambda$  dedurre la  $\lambda_{eff}$  per il calcolo della temperatura vera.

In fig. 2 abbiamo riportato la lunghezza d'onda effettiva limite per il nostro vetro pseudomonocromatico e per un vetro di Jena F 4512 di 2,9 mm. di spessore. Nella tabella 3 sono riportate le temperature dal colore, le  $\lambda_{eff}$  e le temperature vere corrispondenti alle temperature  $S_\lambda$  misurate. Nell'ultima colonna le temperature vere che si sarebbero ottenute qualora si fosse assunto una  $\lambda_{eff}$  di  $665 \text{ m}\mu$ . Si noti che le temperature contenute nelle ultime colonne differiscono al massimo di  $4^\circ \text{K}$ . Ciò si vede subito anche differenziando la [a]; si ha infatti:

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \log e \approx \lambda$$

nella quale ponendo  $T = 2600^\circ \text{K}$ ;  $\Delta \lambda = 9 \text{ m}\mu$  si ottiene:

$$\Delta T \approx 4^\circ \text{K}$$

TABELLA III. — Temp. di brillantezza  $S_\lambda$ ; temp. dal colore  $T_c$ ; lunghezza d'onda effettiva  $\lambda_{eff}$  e temperatura vera  $T$ .

$S_\lambda$	$T_c$	$\lambda_{eff} (\text{m}\mu)$	$T$	$T_{665 \text{ m}\mu}$
1240	1312	659.90	1299	1300
1330	1414	659.35	1399	1400
1420	1517	658.75	1499	1500
1509	1619	658.42	1599	1600
1597	1722	658.06	1699	1700
1684	1825	657.75	1799	1800
1771	1929	657.45	1899	1900
1857	2033	657.21	1999	2000
1943	2137	656.96	2099	2100
2026	2242	656.77	2198	2200
2109	2347	656.53	2297	2300
2192	2452	656.37	2397	2400
2274	2557	656.20	2497	2500
2356	2663	656.04	2597	2600

Si può determinare la  $\lambda_{eff}$  anche con un procedimento più rigoroso che conduce però ai medesimi risultati del precedente. Infatti se si rappresenta con la relazione lineare

$$\lambda T = \lambda_0 + \frac{b}{T}$$

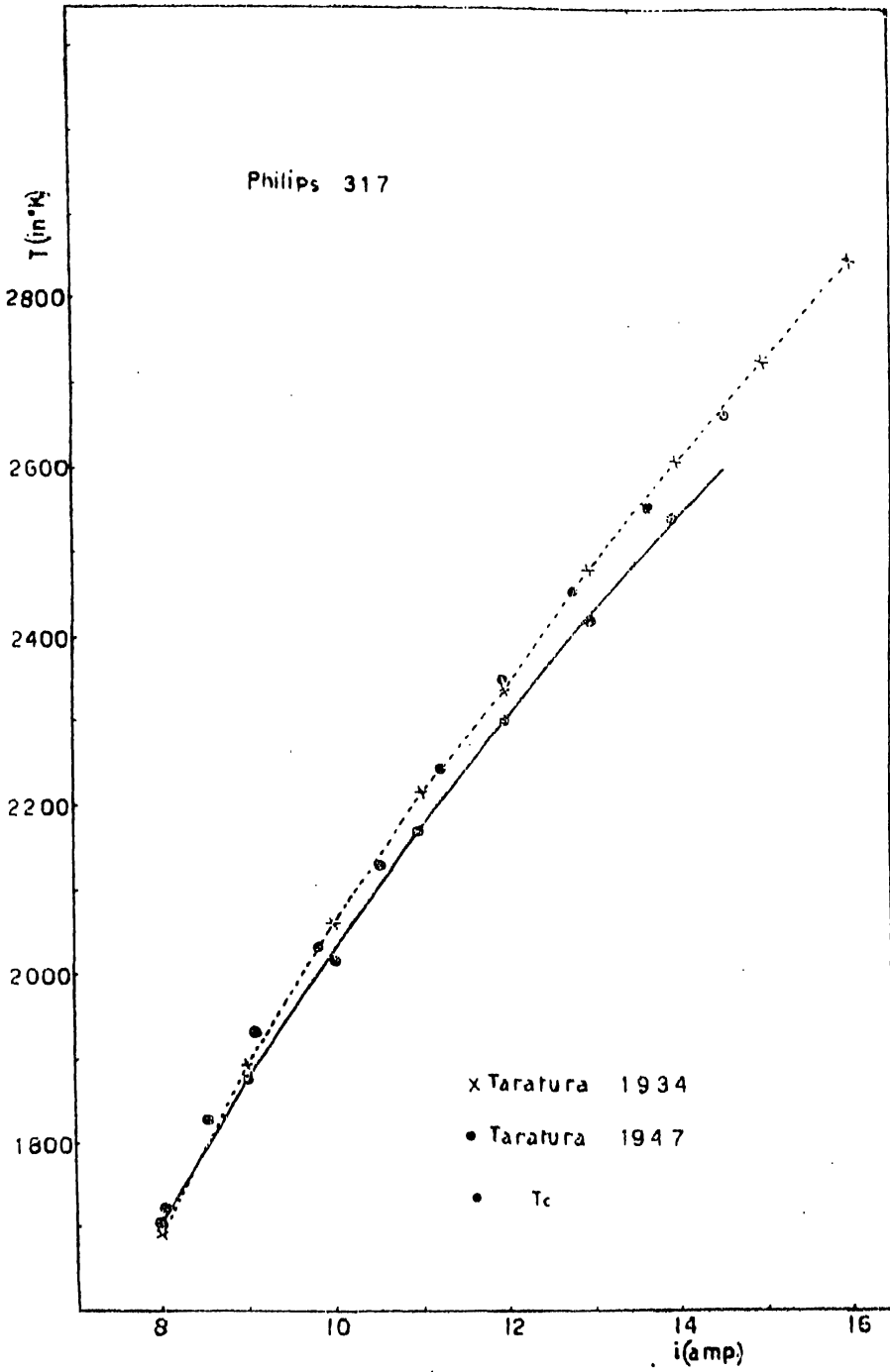


Fig. 3

il grafico delle  $\lambda_T$ , si può sostituire nella  $[b']$  ottenendo:

$$\lambda_{T, T_0} = \lambda_0 + \frac{b}{2} \left( \frac{1}{T} + \frac{1}{T_0} \right)$$

Nel caso attuale dobbiamo porre come si è detto  $S_\lambda$  al posto di  $T_0$ , e  $T_c$  al posto di  $T$ , per cui tenuto conto della  $[b'']$  si ottiene:

$$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_0 + \frac{b}{S_\lambda}}{1 + \frac{b}{2c_2} \log_e \epsilon_c}$$

Il calcolo di  $b$  e  $\lambda_0$  dai valori determinati sperimentalmente è stato eseguito col metodo dei minimi quadrati ed ha dato come risultato:

$$b = 10^4 \qquad \lambda_0 = 652.06$$

Il termine che appare a denominatore della precedente è dell'ordine di  $10^{-4}$  e quindi trascurabile rispetto all'unità, si ha quindi in definitiva

$$\lambda_{eff} = \lambda_0 + \frac{b}{S}$$

Le  $\lambda_{eff}$  che si ottengono in questo modo sono leggermente inferiori a quelle ottenute col calcolo approssimato; la differenza non supera 0.3 m $\mu$  e le temperature che vengono dedotte non ne sono per nulla influenzate.

### Risultati finali - Discussione

La taratura finale delle lampade è contenuta nei dati di tab. 2. In fig. 3 e 4 abbiamo rappresentato graficamente soltanto i dati relativi alle lampade Philips 317 e Philips 250 per le quali come si è detto esisteva già una calibrazione datata dal 1934. Per la Philips 250 le temperature della precedente calibrazione scartano da quelle attuali al massimo di 35° K e in maniera non sistematica; per l'altra lampada invece si ha che detta calibrazione dà sistematicamente delle temperature più elevate. E' curioso il fatto che le temperature del 1934 coincidono quasi con le temperature dal colore relative alle  $T$  determinate, per cui viene il sospetto che vi sia stato un equivoco nella compilazione della tabella di taratura del 1934.

Per quanto riguarda la precisione delle osservazioni dobbiamo notare che, mentre l'accordo entro una singola serie di puntate è spesso molto buono, vi sono invece degli scarti fra una serie e l'altra del medesimo osservatore. Il caso più evidente è quello relativo alla lampada Philips 317.

Alimentando con una corrente di 11 amp. si sono ottenuti i risultati seguenti da serie di quattro puntate pirometriche:

Osservatore	Temperatura °C.	Errore medio
M. L. C.	1745	± 1.7
M. L. C.	1741	± 0.4
W. S.	1736	± 2.3
W. S.	1720	± 3.4

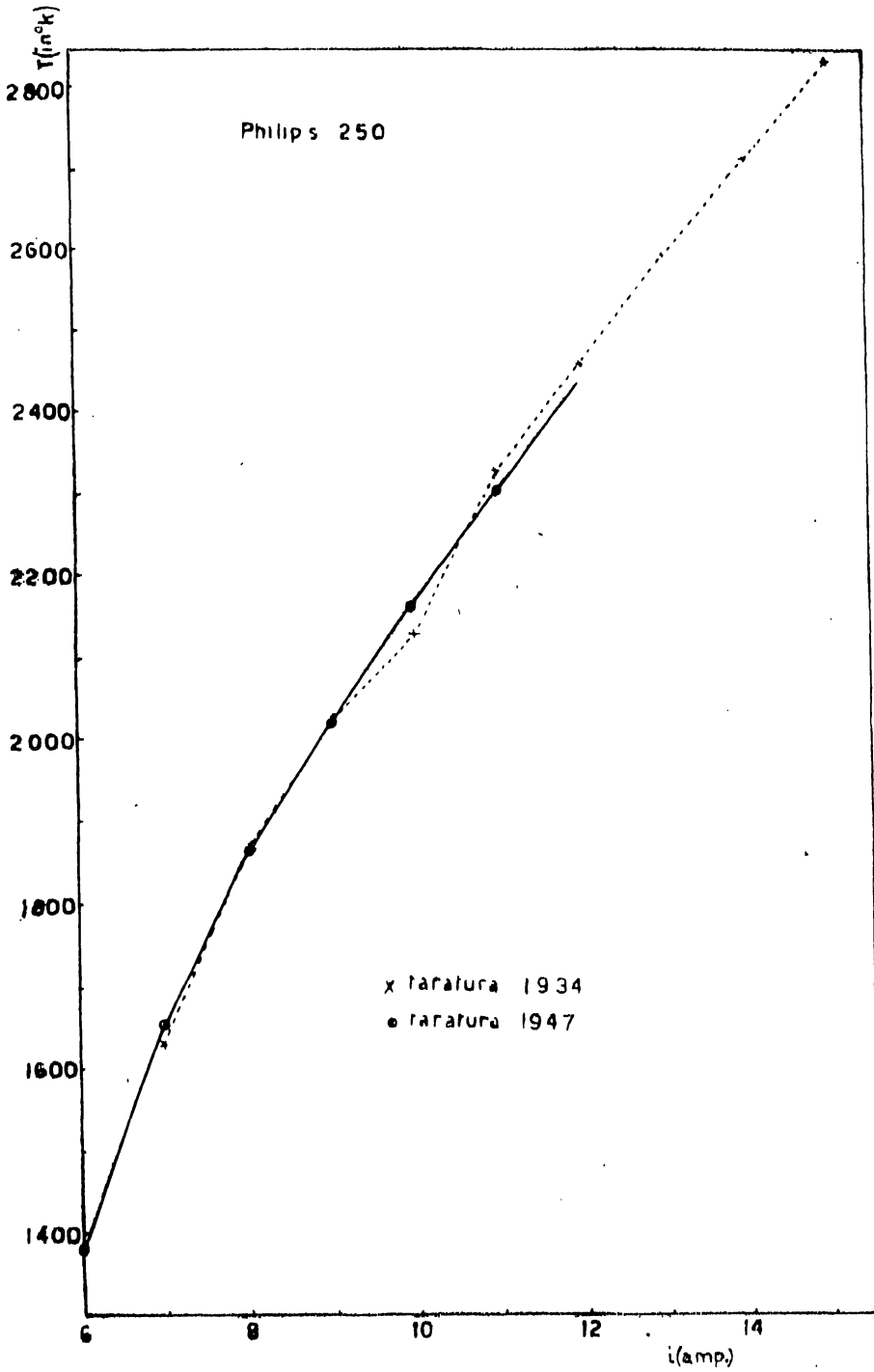


Fig. 4

La media pesata dà una temperatura assoluta

$$T = 2003 \pm 6.4$$

cioè un errore medio del  $\pm 0.32\%$ . Questo è il caso più sfavorevole, in tutte le altre determinazioni l'errore medio è inferiore a tale limite.

Nell'applicazione astrofisica i campioni secondari servono soprattutto per la determinazione del gradiente  $G$ ; è interessante perciò vedere quale errore si commette in  $G$  quando si adoperi un campione tarato pirometricamente.

Ricordiamo che il gradiente relativo di una stella ad una lampada è espresso dalla:

$$G = \varphi_* - \varphi_l$$

nella quale la funzione  $\varphi$  è data dalla:

$$\varphi(T_c) = \frac{c_2}{T_c} \left( 1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_c}} \right)^{-1}$$

Per le temperature di laboratorio  $< 5000^\circ \text{K}$ . la precedente si riduce alla semplice espressione:

$$\varphi(T_c) = \frac{c_2}{T_c} \quad [c]$$

Dalla definizione di temperatura dal colore si ha (8):

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} = \frac{\log_e \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}{c_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}$$

dove  $\epsilon_1$  ed  $\epsilon_2$  sono i fattori di emissione del tungsteno alle lunghezze d'onda  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ . Essendo  $\epsilon$  praticamente costante per piccole variazioni di temperatura, differenziando si ottiene:

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\Delta T_c}{T_c^2}$$

mentre differenziando la (c) si ha pure:

$$\Delta \varphi = - \frac{c_2}{T_c^2} \Delta T_c = - \varphi \frac{\Delta T_c}{T_c}$$

od anche

$$\Delta \varphi = - \varphi \frac{\Delta T}{T} \cdot \frac{T}{T_c}$$

e poichè  $T$  è poco diverso da  $T_c$  si ha pure:

$$\Delta \varphi = - \varphi \frac{\Delta T}{T}$$

Nella tabella IV sono riportati gli errori corrispondenti ad un errore di  $0.5\%$  nella temperatura vera.

TABELLA IV

$T_c$	$\tau$	$\Delta\varphi$
1000	14.32	$\pm 0.070$
1500	9.54	$\pm 0.047$
2000	7.16	$\pm 0.036$
2500	5.74	$\pm 0.029$
3000	4.77	$\pm 0.024$

Si vede quindi che se  $T_c > 2000^\circ \text{K}$ , cioè  $T > 1970^\circ \text{K}$  circa, l'errore  $\Delta\varphi < \pm 0.04$ . Questo è l'errore trovato anche da Chalonge e altri (9) per i campioni di radiazione impiegati nella determinazione della temperatura dal colore delle stelle, per cui si può concludere che la taratura pirometrica delle lampade dà una precisione più che sufficiente per le applicazioni astrofisiche.

Desideriamo esprimere i nostri vivissimi ringraziamenti al prof. L. Tieri direttore dell'Istituto di Fisica per averci concesso l'impiego del Pyropto durante tutto il lungo periodo di tempo necessario all'esecuzione del presente lavoro; un vivo ringraziamento pure alla dott. Maria Luisa Catani per la valida collaborazione apportata nell'esecuzione delle misure pirometriche.

*Osservatorio di Arcetri-Firenze, Giugno 1947.*

## BIBLIOGRAFIA

- (1) W.E. Forsythe e A.G. Worthing. Ap.J. 61; 146; (1925). Per la bibliografia completa sul Tungsteno cfr. C.M. Garelli. N.C. Ser. IX vol. I (1943).
- (2) D. Barbier, D. Chalonge, H. Kienle e J. Wempe. Zsf.f.Aphys 12, 178, (1936) H. Kienle, D. Chalonge, D. Barbier. Ann. d'Astrophys. 1,396 (1938).
- (3) Ornstein, Moll. e Burger. Objektive Spektrofotometrie pag. 100.
- (4) G. Ribaud. Traité de Pyrometrie Optique pag. 151.
- (5) Forsythe e Worthing. loc. cit. pag. 152.
- (6) G. Ribaud. loc. cit. pag. 196.
- (7) id. cit. pag. 203.
- (8) id. id. pag. 130.
- (9) D. Barbier, D. Chalonge ecc. loc. cit.  
D. Chalonge, D. Barbier ecc. Journ. des Obs. 19,149: (1936).

1948MnArc...64...63R