Atti Accademia Nazionale dei Lincei

Classe Scienze Fisiche Matematiche Naturali

Rendiconti

Martino Grandolfo, Pietro Luigi Indovina

Andamento della costante dielettrica complessa in un campione di Germanio intrinseco, nella regione delle microonde

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. **40** (1966), n.5, p. 833–836.

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1966_8_40_5_833_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

Articolo digitalizzato nel quadro del programma bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica) SIMAI & UMI
http://www.bdim.eu/

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Accademia Nazionale dei Lincei, 1966.

Fisica. — *Andamento della costante dielettrica complessa in un campione di Germanio intrinseco, nella regione delle microonde.* Nota di MARTINO GRANDOLFO (*) e PIETRO LUIGI INDOVINA (*), presentata (**) dal Corrisp. M. AGENO.

SUMMARY. — In this note the measurements of the complex dielectric constant of a Germanium sample, for frequencies ranging from 28 to 41 kMc/s, is described. The experimental results were obtained using a microwave bench with rectangular guides, by the method developed by S. Roberts and A. von Hippel. The experimental results are presented and are compared to those already known from the work of A. C. Baynham, A. F. Gibson and G. W. Granville.

Fino al 1960 era generalmente creduto che il Germanio presentasse una costante dielettrica reale, di valore circa 16, praticamente indipendente dalla frequenza entro l'intervallo che va dalle radiofrequenze al lontano infrarosso, attraverso la regione delle microonde. Successivamente A.C. Baynham, A. F. Gibson e J. W. Granville [1] pubblicarono un articolo in cui presentavano i risultati di una serie di misure della parte reale della costante dielettrica del Germanio nell'intervallo di frequenza fra 30 e 36 kMc/s. Questi Autori hanno trovato significativi scostamenti della costante dielettrica dal valore 16, il che li ha portati ad affermare la possibile esistenza di una piccola ma significativa regione di dispersione attorno alla frequenza di 32,20 kMc/s. Essi hanno interpolato tra i loro quattro punti sperimentali una curva teorica di dispersione del tipo:

$$K'(\nu) = K'_\infty + \frac{A(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + B\nu^2} \qquad (1)$$

dove K'_∞ sta per il valore ottico e ν_0 è la frequenza di risonanza. La curva è mostrata in fig. 2.

Ci siamo proposti di misurare la costante dielettrica complessa del Germanio fra 28 e 41 kMc/s per descrivere dettagliatamente l'ipotizzata curva di dispersione e osservare contemporaneamente l'andamento con la frequenza del fattore di perdita tg δ. La misura è stata effettuata su un campione di Germanio lungo 5,78 mm nominalmente intrinseco e presentante un valore statico della resistività, a temperatura ambiente, di 48 $\Omega \times$ cm.

Le misure sono state effettuate con un metodo basato sullo studio del sistema di onde stazionarie generato in una guida d'onda cortocircuitata terminata con un campione del solido in studio, sviluppato da S. Roberts e A. von Hippel [2, 3]. È noto come il valore della costante dielettrica complessa K*,

(*) Laboratori di Fisica, Istituto Superiore di Sanità, Roma.
(**) Nella seduta del 14 maggio 1966.

in una sostanza amagnetica, sia legato a quello della costante di propagazione γ della radiazione entro la sostanza stessa, dalla relazione,

$$\gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \omega^2 K^* \tag{2}$$

in cui λ_c esprime la massima lunghezza d'onda propagantesi nel sistema di guide d'onda, pari nel nostro caso a 14,22 mm. Il metodo di Roberts e von Hippel permette di collegare γ a grandezze caratteristiche del sistema di onde stazionarie, tramite la equazione:

$$\frac{\operatorname{tgh}(\gamma d)}{\gamma d} = -\frac{j\lambda_g}{2\pi d} \frac{\frac{1}{r} - j \operatorname{tg} \frac{2\pi x_0}{\lambda_g}}{1 - \frac{j}{r} tg \frac{2\pi x_0}{\lambda_g}} \tag{3}$$

in cui d rappresenta la lunghezza del campione, λ_g la lunghezza d'onda in guida, r il rapporto d'onda stazionaria, x_0 la distanza dalla superficie riflettente del campione del primo minimo presentato dall'onda stazionaria.

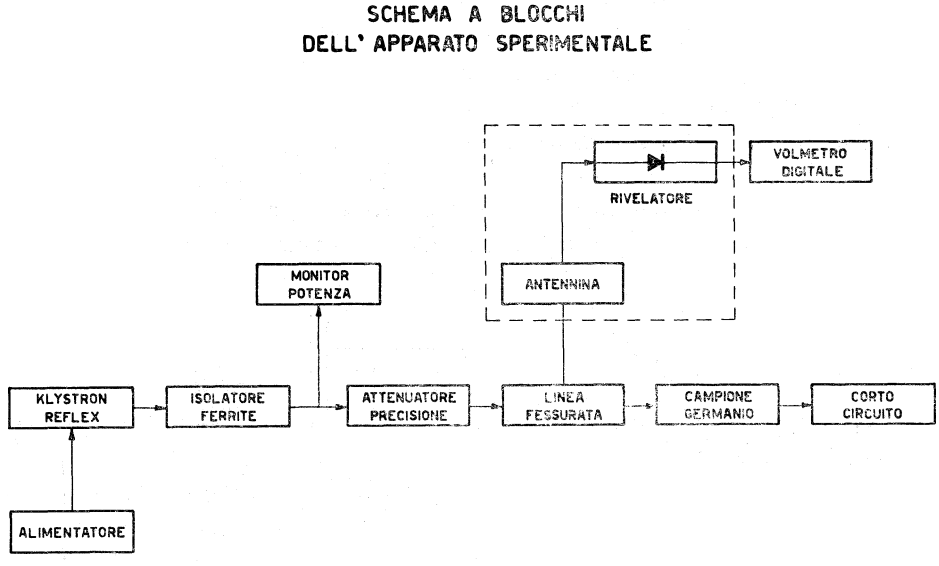

Fig. 1.

In particolare per evitare il problema presentato dalla risoluzione dell'equazione (3) ci siamo serviti delle seguenti formule approssimate dovute a T. W. Dakin e C.N.Works [4], che dànno

$$K' = \frac{\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2 + \left[\frac{\lambda_g}{2\pi d}(\gamma d)\right]^2}{1 + \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2} \tag{4}$$

con

$$\frac{\operatorname{tg}(\gamma d)}{\gamma d} = -\frac{\lambda_g}{2\pi d}\operatorname{tg}\frac{2\pi x_0}{\lambda_g} \tag{5}$$

e

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\Delta x}{d}\cdot\frac{\gamma d\left[1+\operatorname{tg}^2\frac{2\pi x_0}{\lambda_g}\right]}{\gamma d\,(1+\operatorname{tg}^2\gamma d)-\operatorname{tg}\gamma d}\cdot\frac{1+\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2\left(1-\frac{1}{K'}\right)}{1+\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_c}\right)^2} \tag{6}$$

in cui Δx rappresenta la larghezza del minimo dell'onda stazionaria ad una altezza pari al doppio del valore del minimo stesso in potenza (3 decibel).

In fig. 1 è mostrato lo schema a blocchi dell'apparato sperimentale usato. Per verificare il suo corretto funzionamento abbiamo fatto una serie di misure in funzione della frequenza, fra 28 e 40 kMc/s, di K′ e tg δ per un campione di plexiglass. I valori misurati sono praticamente indipendenti dalla frequenza e concordano con quelli precedentemente ottenuti da altri Autori.

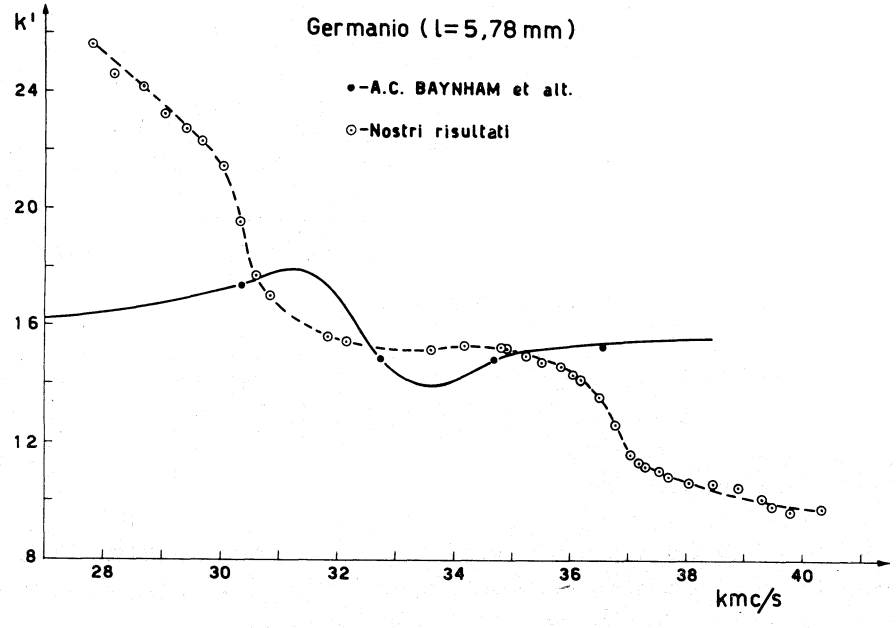

Fig. 2.

I nostri risultati, ottenuti con il campione di Germanio, sono presentati nelle figg. 2 e 3. La fig. 2 mostra l'andamento di K′ da noi ottenuto, confrontato con i valori di A. C. Baynham et al. I risultati ottenuti sono abbastanza in accordo con quelli di A. C. Baynham fra 30 e 35 kMc/s, mentre tra 28 e 30 kMc/s, 35 e 40 kMc/s, dove non esistono punti di altri Autori, si discostano notevolmente dai valori deducibili dalla presunta curva di dispersione. In fig. 3 sono mostrati i risultati ottenuti relativi alla tangente dell'angolo di perdita tg δ ed a K′.

Come è mostrato dalla figura i nostri risultati presentano dei picchi di assorbimento molto marcati in corrispondenza dei punti di flesso di K'.

È possibile che tale anomalo comportamento di K' e tg δ possa essere fortemente connesso al tipo e alla concentrazione di impurezze all'interno del solido e al trattamento (meccanico e termico) subito dal campione stesso.

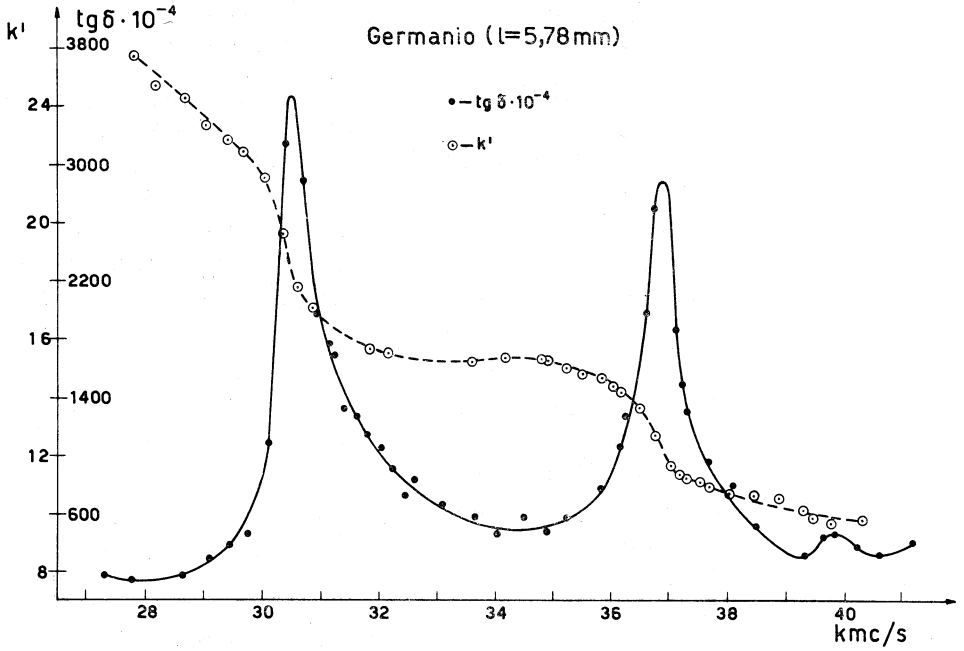

Fig. 3.

È attualmente in corso una serie di misure effettuate su campioni diversi, di diversa lunghezza, volte a verificare i primi risultati da noi ottenuti, ed una analisi mediante spettrometria di massa del grado di purezza del campione con cui sono state effettuate le misure presentate in questo lavoro.

Gli Autori desiderano ringraziare il Sig. A. Corradini per la realizzazione di componenti a microonde di elevata precisione ed il Sig. G. Mariutti per l'assistenza tecnica fornita nel corso dell'esperienza.

Bibliografia.

[1] A. C. Baynham, A. F. Gibson e J. W. Granville, « Proceedings of the Physical Society », *75*, 306 (1960).

[2] S. Roberts e A. von Hippel, « J. Appl. Phys. », *17*, 610 (1946).

[3] M. Grandolfo e P. L. Indovina, *Misura della costante dielettrica complessa del plexiglass a 35 kMc/s* (Rapporti dei Laboratori di Fisica dell' Ist. Sup. Sanità, ISS 66/9 (7 marzo 1966)).

[4] T. W. Dakin e C. N. Works, « J. Appl. Phys. », *18*, 789 (1947).