

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-75/17(R)
7 Aprile 1975

K. Baker, E. P. Balsamo, A. Barone e G. Paternò:
ASPETTI TEORICI E SPERIMENTALI NELLO STUDIO DELLA
DIPENDENZA DELLA CORRENTE JOSEPHSON IN FUNZIONE
DELLA TEMPERATURA. -

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN
Casella Postale 70 - Frascati (Roma)

Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN
Servizio Documentazione

LNF-75/17(R)
7 Aprile 1975

K. Baker, E. P. Balsamo, A. Barone^(x) e G. Paternò: ASPETTI
TEORICI E SPERIMENTALI NELLO STUDIO DELLA DIPENDENZA
DELLA CORRENTE JOSEPHSON IN FUNZIONE DELLA TEMPE-
RATURA.

SOMMARIO -

Nel presente lavoro vengono discussi i problemi più signi-
ficativi, sia teorici che sperimentali, inerenti alla determinazione
dell'andamento della corrente Josephson massima in funzione della
temperatura per strutture di tipo tunnel. Vengono esaminati in par-
ticolare alcuni aspetti metodologici delle misure e dell'analisi dei
dati.

INTRODUZIONE -

Negli ultimi anni lo studio dell'effetto Josephson ha assun-
to rilevante importanza anche per quanto concerne possibilità applica-
tive^(1, 2). Naturalmente, in tale prospettiva, la tecnologia di fabbri-
cazione di giunzioni Josephson e l'approfondimento dei vari aspetti
del loro funzionamento rivestono importanza prioritaria.

Un potente mezzo di indagine delle caratteristiche salien-
ti di tale struttura è costituito dallo studio della dipendenza della cor-

(x) - Laboratorio di Cibernetica del CNR, Arco Felice, Napoli.

rente Josephson massima I_J , dalla temperatura e dal campo magnetico applicato.

In tale direzione è in corso di svolgimento un lavoro di ricerca sulle giunzioni tunnel Josephson in collaborazione tra i Laboratori Nazionali del CNEN di Frascati ed il reparto di Stato Solido del Laboratorio di Cibernetica del CNR di Arco Felice^(3, 4).

Nel presente lavoro viene focalizzato il problema delle misure della dipendenza $I_J = I_J(T)$. Nella I^a sezione è sviluppata la teoria di base che fornisce tale dipendenza. Viene discussa poi la parte sperimentale in cui si descrive una strumentazione che consente misure particolarmente accurate della corrente Josephson in d. c. Nell'ultima parte sono riportati i risultati numerici della dipendenza $I_J(T)$, nell'ambito della teoria B. C. S.⁽⁵⁾, calcolati per vari valori del rapporto dei gap Δ_1/Δ_2 . Questi permettono di eseguire un confronto tra risultati sperimentali e previsioni teoriche relativi a strutture di vari materiali superconduttori.

ELEMENTI DI TEORIA -

Dal punto di vista quantomeccanico il comportamento di giunzione tunnel può essere descritto da una Hamiltoniana del tipo⁽⁶⁾.

$$(1) \quad H = H_R + H_L + H_T$$

Dove H_R e H_L sono le Hamiltoniane complete, (che commutano con l'operatore numero di particelle N_R, N_L), rispettivamente del metallo di destra e di sinistra. H_T è il termine di interazione che trasferisce elettroni da un metallo all'altro, ed ha l'espressione:

$$(2) \quad H_T = \sum_{K, q, \sigma} [T_{K, q} C_{K, \sigma}^+ d_{q, \sigma} + T_{K, q}^+ d_{q, \sigma}^+ C_{K, \sigma}]$$

ove $C_{K, \sigma}^+, C_{K, \sigma}$ sono operatori di creazione e di distruzione per gli elettroni nel metallo di sinistra, e $d_{K, \sigma}^+, d_{K, \sigma}$, operatori di creazione e distruzione del metallo di destra.

$T_{K, q}$ sono gli elementi di matrice legati alla probabilità di transizione di un elettrone dallo stato di momento K , nel metallo di sinistra, allo stato di momento q nel metallo di destra; la loro espressione esplicita è stata calcolata da Bardeen⁽⁷⁾. Nell'approssimazione W. K. B. e in assenza di campo magnetico si ha:

$$(3) \quad T_{K,q} = \frac{\hbar^3}{2m} \frac{K_x q_x}{\sqrt{2mV_0}} e^{-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2mV_0} \cdot l} \delta_{K_y q_y} \delta_{K_z q_z}$$

Dove l è la larghezza della barriera, V_0 è l'altezza, x è la direzione normale alla barriera.

E' utile fare alcune considerazioni sulla 1) e la 2).

Il fatto che la Hamiltoniana del sistema si possa scrivere come somma di Hamiltoniane indipendenti, più un termine di interazione, implica la esistenza di un set di funzioni d'onda di elettrone singolo φ_K e χ_q , ove φ_K si riferiscono a elettroni nel metallo di destra e χ_q a elettroni nel metallo di sinistra. Un tale set di funzioni deve soddisfare le seguenti proprietà:

a) le φ_K e χ_K debbono formare insieme un sistema completo ortonormale.

b) ogni elettrone del metallo di destra (sinistra) deve essere descritto da una funzione d'onda che dipende solo dagli stati $\varphi_K(\chi_q)$.

Sfortunatamente le richieste a e b non possono essere soddisfatte simultaneamente. Come Bardeen⁽⁷⁾ e Prange⁽⁸⁾ hanno mostrato, si può allora procedere nel modo seguente. Gli stati $\varphi_K(\chi_q)$ si calcolano supponendo che la barriera si estenda a $-\infty$ ($+\infty$). In tal caso le φ_K e χ_q , presentano una coda esponenziale nella zona della barriera, e non sono ortogonali. Pertanto gli operatori C_K e d_q non commutano in senso rigoroso tra loro. Si possono tuttavia supporre valide lo stesso le relazioni di commutazione tra questi operatori. Tale condizione è giustificata, purchè si trascurino nella 2), termini al secondo ordine, e si supponga che il processo di tunnel avvenga tra stati di uguale energia (tunnel speculare).

Per quel che riguarda la espressione 2) è evidente che in tale forma, essa non tiene conto di fenomeni tipo "spin flip", (sono accoppiati operatori di creazione e distruzione con spin uguale), o assorbimento ed emissione di energia nella barriera (C_K^+ , d_q sono presi allo stesso tempo, e il tunnel avviene in maniera istantanea).

Dalla invarianza per inversione temporale di H_T segue poi che

$$T_{-K, -q}^* = T_{K, q}$$

La corrente di tunnel si calcola, nella approssimazione della risposta lineare, considerando H_T come un termine perturbativo.

4.

Sia $N_L = \sum_K d_K^+ d_K$ l'operatore numero di elettroni per il metallo di sinistra. La corrente di tunnel è data dal valor medio termodinamico della derivata temporale di N_L . Si ha cioè

$$(4) \quad I = e \left\langle \frac{d}{dt} N_L \right\rangle = e T_r \varrho \dot{N}_L$$

Dove e = carica dell'elettrone.

$$\varrho = \frac{e^{-\beta H}}{T_r e^{-\beta H}} \quad \text{è la matrice densità.}$$

Dall'equazione di moto per N_L si ha, ricordando che N_L commuta con H_L e H_R :

$$(5) \quad \dot{N}_L = \frac{i}{\hbar} [N_L, H] = \frac{i}{\hbar} [N_L, H_T] = \frac{i}{\hbar} \sum_{K,q} (T_{K,q} C_{K,\sigma}^+ d_{q,\sigma} - T_{Kq} d_{q,\sigma}^+ C_{K,\sigma}).$$

Pertanto la (4) diventa:

$$(6) \quad I = \frac{2|e|}{\hbar} I_m \left\{ \sum_{K,q} T_{K,q} \langle C_{K,\sigma}^+ d_{q,\sigma} \rangle \right\}$$

In quest'ultima gli operatori sono nella rappresentazione di Heisenberg e i valori medi anche sono calcolati in questa rappresentazione. Naturalmente questa rappresentazione non è la più agevole per calcolare la espressione 6). Si procede allora nella maniera seguente: si considera il termine H_T come una perturbazione, e ci si mette nella rappresentazione dell'interazione. Come è noto in tale rappresentazione la dipendenza temporale negli operatori è data dalla Hamiltoniana imperturbata $H_0 = H_R + H_L$, mentre la dipendenza temporale nelle autofunzioni è determinata dal termine perturbativo H_T .

Sotto tali ipotesi è facile vedere che nell'approssimazione al primo ordine la (6) diventa:

$$(7) \quad I = \frac{2|e|}{\hbar^2} \text{Re} \sum_{K,q} \int_{-\infty}^t d\tau T_r \frac{\left\{ e^{-\beta H_0} [C_{K,\sigma}^+(t) d_{q,\sigma}(t), H_T(\tau)] \right\}}{T_r \left\{ e^{-\beta H_0} \right\}}$$

Dallo sviluppo del commutatore nella (7) discende, usando la espressione 2) per H_T , che ci sono alcuni termini del tipo: $C_{K,\sigma}^+(t) d_{q,\sigma}(t) d_{q',\sigma}^+(\tau) C_{K',\sigma'}(\tau)$, e che come è facile vedere descrivono il tunnel di particella singola, e altri del tipo $C_{K,\sigma}^+(t) d_{q,\sigma}(t) C_{-K-\sigma}^+(\tau) d_{-q-\sigma}(\tau)$ che si riferiscono al tunnel di coppie.

Poichè noi siamo appunto interessati al tunnel di coppie trascuriamo la parte che descrive il tunnel di particella singola.

L'espressione per la corrente di coppie è data da:

$$I_J = -\frac{2|e|}{\hbar^2} R_e \int_{-\infty}^t d\tau \sum_{K,q} \sum_{K',q',\sigma'} T_{K,q} T_{K',q'} \langle C_{K,\sigma}^+(t) d_{q,\sigma}(t) C_{K',\sigma'}^+(\tau) d_{q',\sigma'}(\tau) \rangle - \langle C_{K',\sigma'}^+(\tau) d_{q',\sigma'}(\tau) C_{K,\sigma}^+(t) d_{q,\sigma}(t) \rangle \quad (8)$$

La (8) si può sviluppare (9) introducendo le funzioni di Green dei due superconduttori.

Si arriva all'espressione:

$$I_J = \frac{4|e|}{\hbar^2} I_m \sum_{K,q} T_{K,q} T_{-K-q} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega d\omega'}{(2\pi)^2} [f_L^-(\omega) - f_R^-(\omega')] \cdot \frac{\bar{B}(K, \omega) B(q, \omega')}{\omega - \omega' + i\eta} \quad (9)$$

Dove $f^-(\omega) = [e^{-(\omega - \mu)} + 1]^{-1}$ è la funzione di Fermi, μ è il potenziale chimico, $\beta = (KT)^{-1}$, con K costante di Boltzman.

$\bar{B}(K, \omega)$ e $B(q, \omega)$ sono le funzioni spettrali legate alle funzioni di Green per i due superconduttori.

L'espressione (9) è generale non contenendo ancora nessuna ipotesi B.C.S. e "Strong coupling". Inoltre il vantaggio che essa presenta è che le \bar{B} e B si possono calcolare, anzi esistono già calcolate per altra via.

Se si fa l'ipotesi B.S.C. si ha 10)

$$B(q, \omega') = -(\pi i \frac{\Delta_R}{E_q}) [\delta(\omega - \mu_R - E_q) - \delta(\omega' - \mu_R + E_q)] \quad (10)$$

$$\bar{B}(K, \omega) = -(\pi i \frac{\Delta_L^*}{E_K}) [\delta(\omega - \mu_L - E_K) - \delta(\omega - \mu_L + E_K)]$$

Dove gli indici L e R specificano al solito il metallo di sinistra e di destra, E_K e E_q sono le energie di quasiparticella nel superconduttore date da $E_{K(q)} = (\epsilon_{K(q)}^2 + \Delta_{R(L)}^2)^{1/2}$.

Dove $\epsilon_{K(q)}$ sono le energie degli elettroni misurate dal livello di Fermi e Δ_R e Δ_L i gap di energia. Introducendo le (10) nella (9), sotto l'ipotesi di tunnel speculare, si arriva alla espressione

$$(11) \quad I_J(T) = R_N^{-1} \Delta_L \Delta_R P \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon_1}{E_1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon_2}{E_2} \left[\frac{1}{E_1 + E_2} + \frac{2E_1 f^-(E_2)}{E_2^2 - E_1^2} + \frac{2E_2 f^-(E_1)}{E_1^2 - E_2^2} \right] \right\}$$

Dove R_N è la resistenza di tunnel quando i due metalli sono nello stato normale. P indica la parte principale dell'integrale.

Se $T = 0$ la (11) si può calcolare analiticamente⁽¹¹⁾ e si ha:

$$(12) \quad I_J(0) = \frac{2}{R_N} \frac{\Delta_R \Delta_L}{\Delta_R + \Delta_L} K \left(\frac{|\Delta_R - \Delta_L|}{|\Delta_R + \Delta_L|} \right) \quad (x)$$

$K(x)$ è un integrale ellittico completo, di primo tipo.

Per $x \rightarrow 0$ $K(x) \rightarrow \pi/2$ pertanto se Δ_R e Δ_L non differiscono più di un fattore 2 o 3 una approssimazione per la 12) è

$$I_J(0) \approx \frac{\pi}{R_N} \frac{\Delta_R \Delta_L}{\Delta_R + \Delta_L}$$

Se $T \neq 0$ la 11) non si può calcolare analiticamente, si può però trasformare in una somma sui poli della $f^-(\omega)$, ed esprimere sotto forma di serie. Si ha:

$$(13) \quad I_J(T) = R_N^{-1} \Delta_R(T) \Delta_L(T) \frac{\pi}{\beta} \sum_{l=0, \pm 1, \dots} \left\{ \left[\omega_1^2 + \Delta_R^2(T) \right] \left[\omega_1^2 + \Delta_L^2(T) \right] \right\}^{-1/2} \quad (x)$$

dove $\omega_1 = \frac{\pi}{\beta} (2l + 1)$.

(x) - KT e $\Delta_{R(L)}$ sono espressi in eV.

Se $\Delta_L = \Delta_R$ la somma si può eseguire analiticamente e si ottiene:

$$(14) \quad I_J(T) = \frac{\pi}{2R_N} \Delta(T) \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2KT}\right)$$

CARATTERISTOGRAFO e METODO DI MISURA. -

Le giunzioni Josephson alle quali ci riferiamo in questo lavoro sono del tipo tunnel con barriera dielettrica. Sono realizzate⁽¹²⁾ mediante evaporazione in ultravacuo (10^{-7} - 10^{-8} Torr) di un primo film superconduttore (di poche migliaia di angstrom). Successivamente mediante tecniche di "glow discharge" in ossigeno si realizza la barriera di ossido (spessore $\sim 10 \text{ \AA}$) sul primo film. Infine si deposita il secondo film superconduttore. La caratteristica corrente-tensione di una tipica giunzione Josephson siffatta è riportata in Fig. 1.

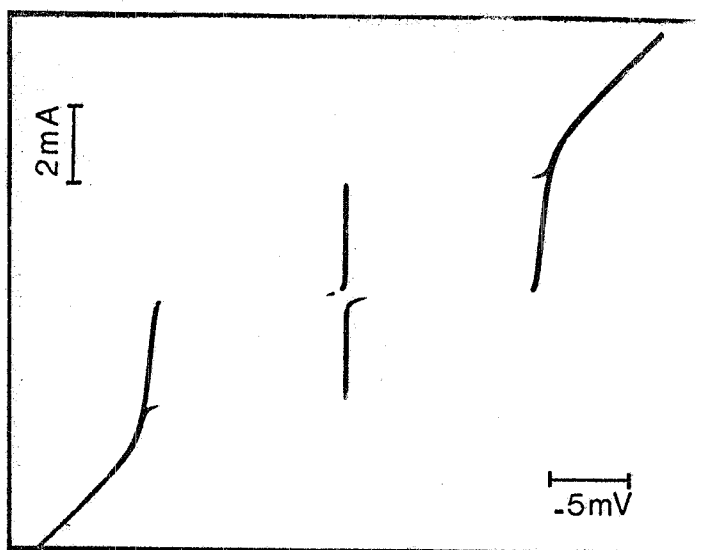


FIG. 1 - Foto di una caratteristica I-V relativa ad una giunzione Josephson $Su-Su_x$ $Oy-Su$ misurata a $T = 1.52 \text{ K}$. $x = 0,5 \text{ mV/divisione}$; $y = 2 \text{ mA/divisione}$.

Il problema che si presenta è la misura della corrente Josephson massima I_J a zero tensione ($V = 0$), ed il suo andamento in funzione di un parametro esterno, in genere temperatura o campo magnetico.

Un metodo semplice per osservare l'andamento I-V di una giunzione è ovviamente quello di registrare simultaneamente tensione

8.

e corrente su un registratore x-y.

Una misura così eseguita permette di conoscere i valori di I_j ad intervalli di tempo finiti che, tenendo conto delle costanti di tempo dei registratori oggi disponibili, difficilmente possono essere inferiori al minuto.

In tali condizioni risulta difficile tenere conto delle variazioni istantanee, cioè per tempi inferiori all'intervallo di misura, della I che possono verificarsi durante la misura stessa. Un altro svantaggio di questo metodo è quello di non potere ottenere una misura continua della I in funzione di T o H .

A queste insufficienze si può porre rimedio eseguendo un numero sufficientemente elevato di caratteristiche I-V nella unità di tempo e visualizzando l'immagine su un oscilloscopio. Sfortunatamente la precisione di lettura sullo schermo di un oscilloscopio non è migliore di qualche per cento: un ordine di grandezza in meno della precisione con cui si vuole qui eseguire la misura della corrente.

Lim ed altri⁽¹³⁾ suggeriscono come soluzione a questo problema una tecnica di "trasposizione" della misura dall'oscilloscopio, scarsamente preciso, ad un registratore a penna il cui errore è in genere contenuto entro uno o due parti per mille.

Il meccanismo di trasposizione della misura consiste nel riprodurre contemporaneamente sull'oscilloscopio di misura le caratteristiche I-V della giunzione ed un puntino, o una linea orizzontale (riferimento), la cui posizione sull'asse verticale è determinata da una tensione regolata manualmente tramite un potenziometro; facendo coincidere il puntino con un valore massimo della I visualizzata dallo oscilloscopio è possibile misurare con buona precisione il valore massimo di I semplicemente leggendo la tensione del potenziometro V_{dc} tramite un voltmetro o un registratore (vedi fig. 2). Naturalmente è possibile migliorare la sensibilità di comparazione tra V_{dc} ed I semplicemente amplificando opportunamente la scala verticale dell'oscilloscopio.

Se la tensione V_p è applicata all'asse y di un registratore x-y al cui ingresso x è applicato un segnale proporzionale alla temperatura a cui si trova la giunzione o al campo magnetico applicato ad essa, si ha una correlazione della I con questa terza grandezza. In questo modo è possibile ottenere simultaneamente la caratteristica I-V della giunzione sull'oscilloscopio e la dipendenza della I dalla temperatura o dal campo magnetico sul registratore a penna. Durante la variazione di T o di H nell'intervallo prestabilito, lo sperimentatore "insegue" il valore della I confrontandola con il puntino di riferimento regolando continuamente la posizione del potenziometro.

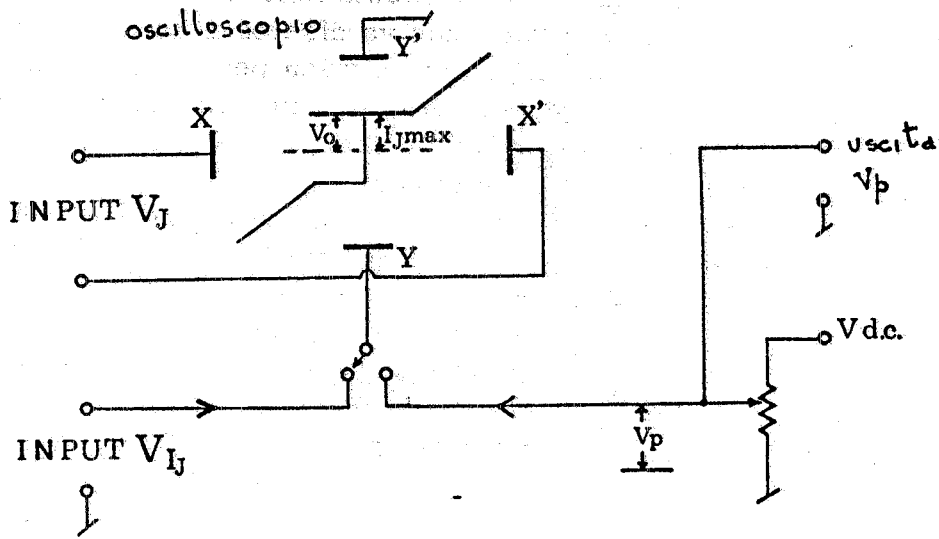


FIG. 2 - Visualizzazione e lettura della corrente Josephson massima.

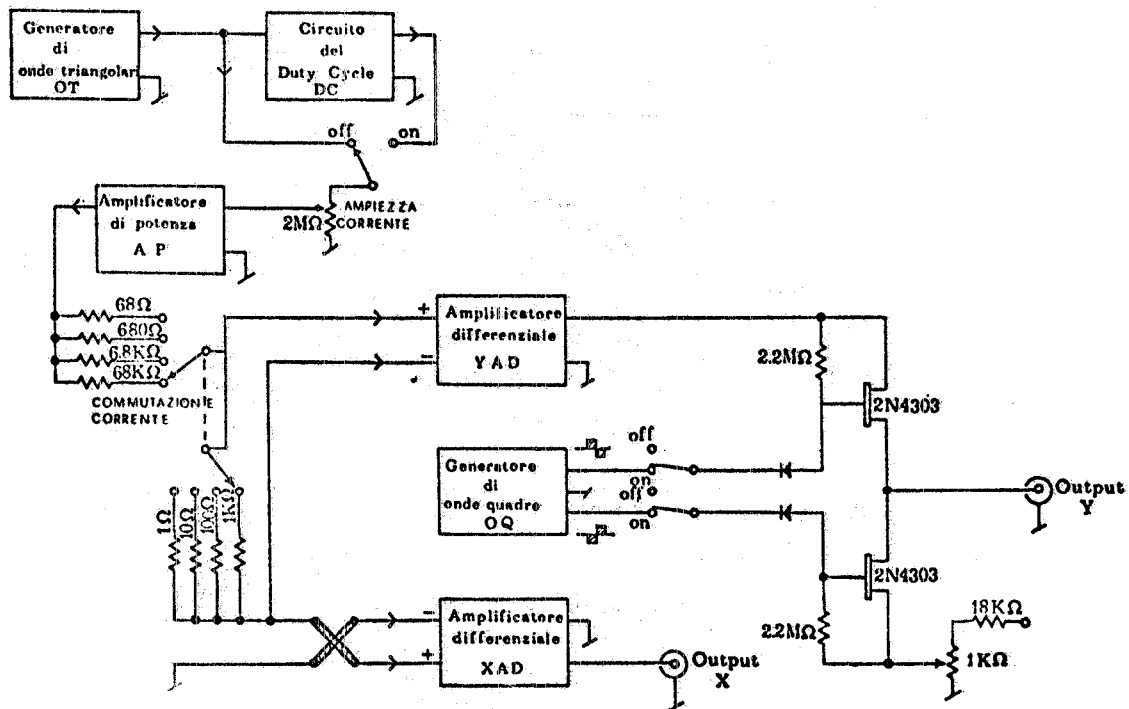


FIG. 3 - Schema a blocchi del caratteristografo.

Un altro problema che si presenta nello studio della caratteristica I-V di una giunzione è l'eccessiva dissipazione che si può avere quando si vuole esplorare la caratteristica per valori di corrente e tensione relativamente alti; quando cioè la giunzione ha già commutato nello stato di tunneling normale. Ad esempio una corrente di 100 mA in una giunzione con 40Ω di resistenza normale si ha una dissipazione di potenza di ben 400 mW sufficiente a distruggere l'ossido di isolamento o i films del sandwich. Abbiamo perciò introdotto nel caratteristografo la possibilità di variare il duty cycle del generatore di sweep fino al 10%, ci è così permesso di inviare nella giunzione in misura delle correnti fino a dieci volte superiori a quelle normalmente consentite. In Fig. 3 è riportato lo schema a blocchi del caratteristografo e nella Fig. 4 e 5 gli schemi particolareggiati di tutti i circuiti.

ANALISI DEI DATI -

Per confrontare i dati teorici con i risultati sperimentali è più conveniente usare la quantità adimensionale $I_J(T)/I_J(0)$.

Per $T \neq 0$ e $\Delta_1 \neq \Delta_2$ dalla (12) e (13) si ottiene

$$(15) \quad \frac{I_J(T)}{I_J(0)} = \frac{\Delta_1(T)\Delta_2(T)\pi KT}{2 \frac{\Delta_1(0)\Delta_2(0)}{\Delta_1(0)+\Delta_2(0)} K\left(\frac{|\Delta_1-\Delta_2|}{|\Delta_1+\Delta_2|}\right)} \sum_{l=0, \underline{+1}, \underline{+2}..}$$

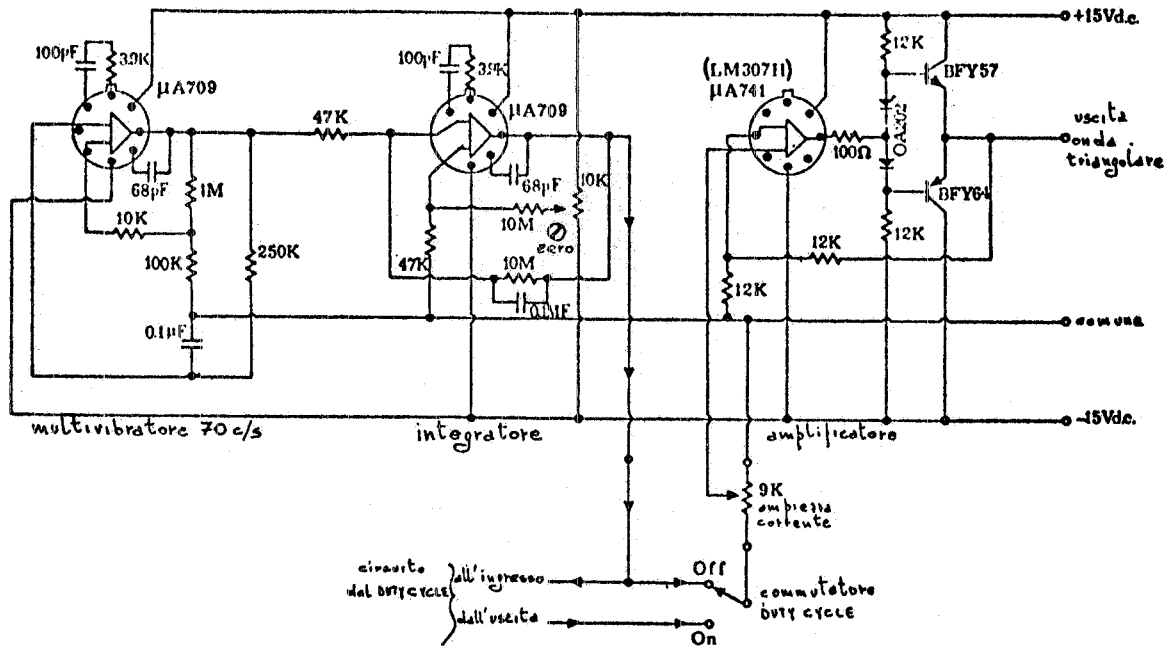
$$\left\{ \frac{1}{[\pi KT(2l+1)]^2 + \Delta^2(T)} \frac{1}{[\pi KT(2l+1)]^2 + \Delta_2^2(T)} \right\}^{1/2}$$

Dove Δ_1 e Δ_2 sono i gap di energia in eV e $K(x)$ è in integrale ellittico completo di primo tipo.

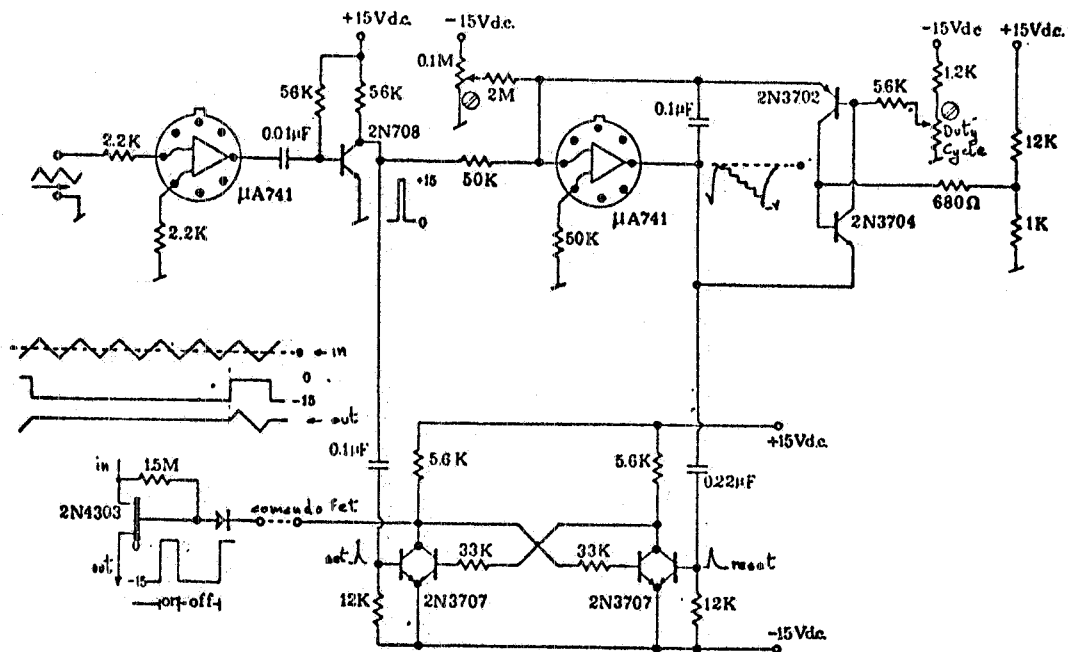
Dalla (15) si ottiene, tenendo conto che

$$\sum_{l=0, \underline{+1}, \underline{+2}} = 2 \sum_{l=0, 1, 2}$$

per le proprietà di simmetria dell'espressione contenuta in parentesi graffa, e facendo comparire invece delle $\Delta_i(T)$ le quantità adimensionali $\Delta_i(T)/\Delta_i(0)$:

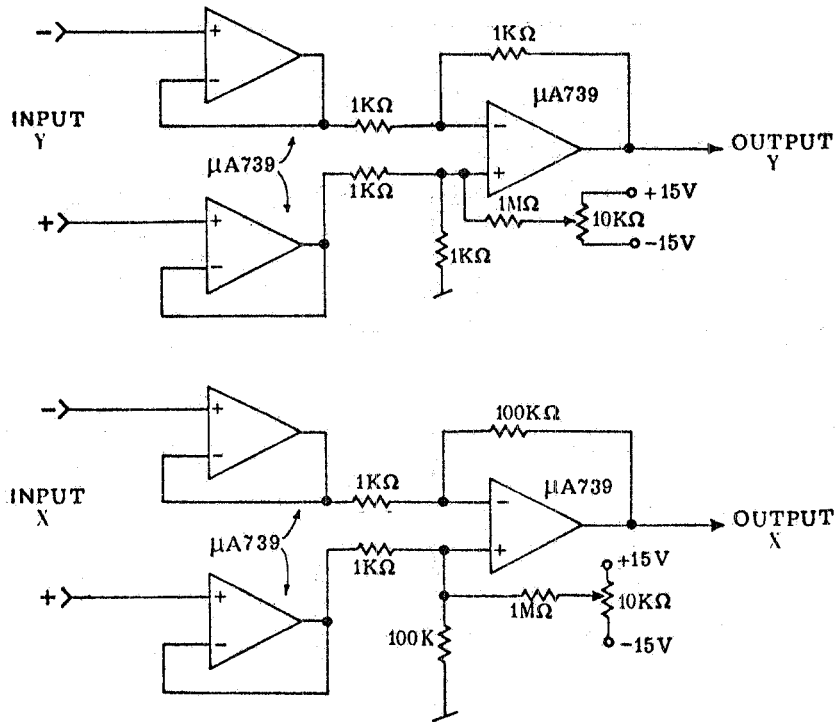


(a)

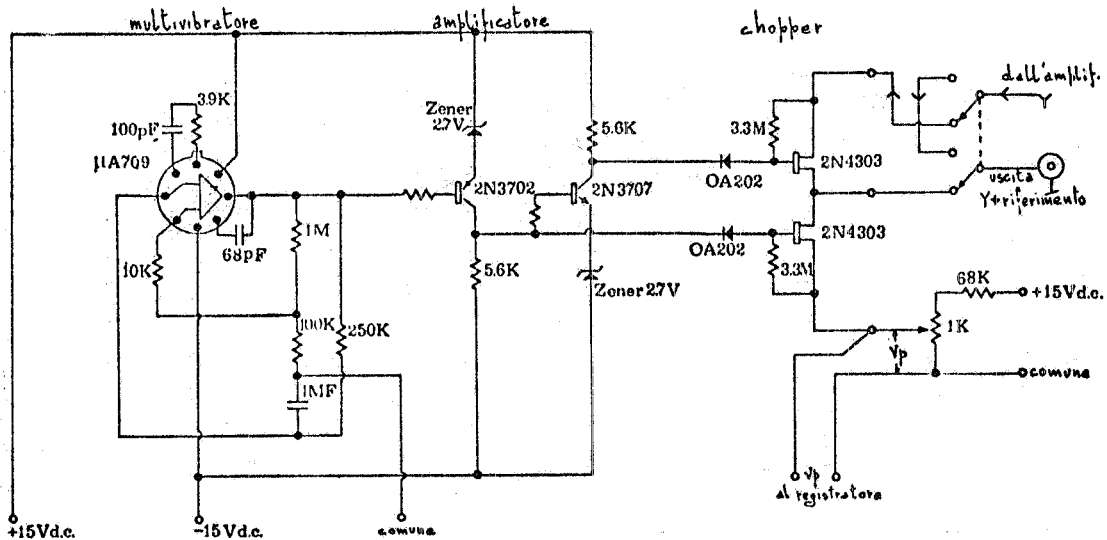


(b)

FIG. 4 - a) Generatore di onde triangolari; b) Circuito del "duty cycle".



(a)



(b)

FIG. 5 - a) Amplificatori di isolamento YAD, XAD. b) Generatore del livello di riferimento (pallino).

$$\begin{aligned}
 \frac{I_J(T)}{I_J(0)} &= \frac{2\pi T \frac{\Delta_1(T)}{\Delta_1(0)} \frac{\Delta_2(T)}{\Delta_2(0)}}{K \left(\frac{|\Delta_1 - \Delta_2|}{|\Delta_1 + \Delta_2|} \right) \left(\frac{2\Delta_1(0)\Delta_2(0)}{\Delta_1(0) + \Delta_2(0)} \right)} \quad \sum_{l=0,1,2} \\
 (16) \quad & \left\{ \frac{1}{\frac{\pi^2 T^2 (2l+1)^2}{\Delta_1^2(0)} + \frac{\Delta_1^2(T)}{\Delta_1^2(0)}} \cdot \frac{1}{\frac{\pi^2 T^2 (2l+1)^2}{\Delta_2^2(0)} + \frac{\Delta_2^2(T)}{\Delta_2^2(0)}} \right\}^{1/2}
 \end{aligned}$$

Dove i gap sono ora in gradi Kelvin. Da quest'ultima se

T_{c1} = temperatura critica del superconduttore con Energy gap" = Δ_1

T_{c2} = temperatura critica del superconduttore con Energy gap" = Δ_2

$t_i = \frac{T}{T_{ci}}$; $d_i = \frac{\Delta_i(T)}{\Delta_i(0)}$ temperatura e gap ridotto.

($i = 1, 2$).

Si ottiene:

$$\begin{aligned}
 \frac{I_J(t_1)}{I_J(0)} &= \frac{2\pi t_1 T_{c1} d_1(t_1) d_2(t_2)}{\frac{2\Delta_1(0)\Delta_2(0)}{\Delta_1(0) + \Delta_2(0)} K \left(\frac{|\Delta_1 - \Delta_2|}{|\Delta_1 + \Delta_2|} \right)} \quad \sum_{l=0,1,2} \\
 (17) \quad & \left\{ \prod_{i=1}^2 \frac{1}{\frac{(2l+1)^2 \pi^2 t_1^2}{\left(\frac{\Delta_i(0)}{T_{ci}}\right)^2} + d_i^2(t_1)} \right\}^{1/2}
 \end{aligned}$$

Questa espressione è stata da noi calcolata numericamente in funzione dei parametri T_{c1} , $\Delta_1(0)$, T_{c2} , $\Delta_2(0)$. Nella Tabella I sono riportati per i gap e le temperature critiche valori tipici determinati sperimentalmente. Le $d_i(t_i)$ sono ricavate interpolando dai valori di Mühlischlegel⁽¹⁴⁾ calcolati nell'approssimazione B.C.S. Alcuni valori numerici sono riportati nella Tabella II. I vari andamenti ottenuti sono graficati in Fig. 6.

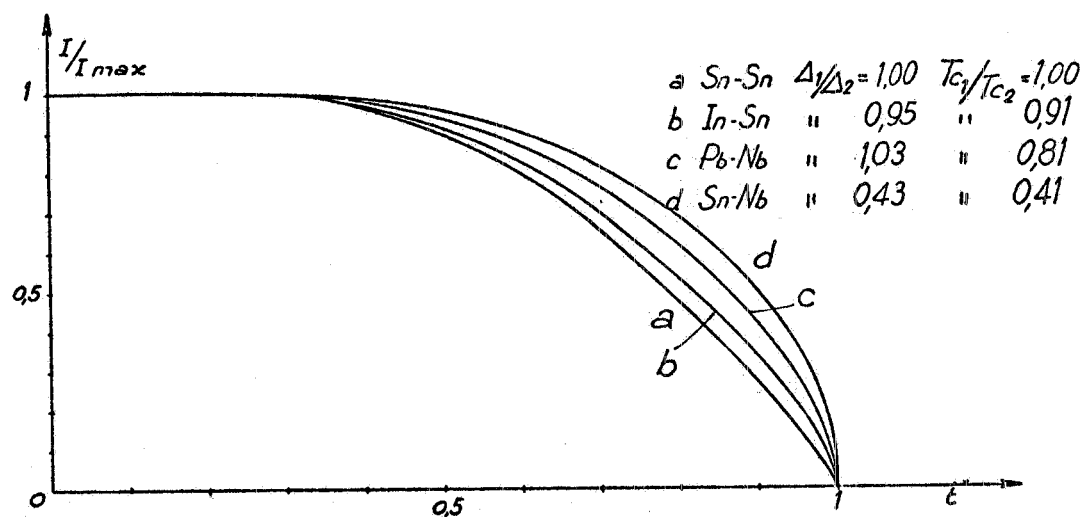


FIG. 6 - Andamenti calcolati della dipendenza della corrente Josephson (normalizzata ad I_{MAX}) in funzione della temperatura ridotta $t = T/T_c$.

TABELLA I

Tipo di Struttura	Δ_1 mV	T_c °K	Δ_2 mV	T_{c2} °K	Δ_1/Δ_2	T_{c1}/T_{c2}
Sn-Sn	0.565	3.73	0.565	3.73	1.000	1.00
In-Sn	0.535	3.40	"	"	0.947	0.911
Sn-Pb	0.565	3.73	1.380	7.19	.409	.519
In-Pb	0.535	3.40	"	"	.388	.473
In-Nb	"	"	1.300	9.20	.411	.369
Sn-Nb	0.565	3.77	"	"	.434	.410
Pb-Nb	1.355	7.28	1.320	9.01	1.026	.808

BIBLIOGRAFIA -

- (1) - L. Solymar, Superconductive Tunneling and Applications. (Chapman and Hall, London, 1972).
- (2) - A. Barone, Elements of Superconductive Josephson Tunneling Technology, A.S.I. Series (Noordhoff Int. Publishing, 1975).
- (3) - E.P. Balsamo, A. Barone, G. Paternò, P. Rissman and M. Russo, Phys. Rev. B 10, 1881 (1974).
- (4) - E.P. Balsamo e G. Paternò, Report LNF-72/4 (1972).
- (5) - J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- (6) - M.H. Cohen, L.M. Falicov and J.C. Phillips, Phys. Rev. Letters 8, 316 (1962).
- (7) - J. Bardeen, Phys. Rev. Letters 6, 57 (1961).
- (8) - R.E. Prange, Phys. Rev. 131, 1083 (1963).
- (9) - V. Ambegaokar and Baratoff, Phys. Rev. Letters 10, 486 (1963); 11, 104 (1963).
- (10) - V. Ambegaokar, in Superconductivity (edito da Parks) (Marcel Dekker Inc., New York, 1969), vol. 1, pag. 309.
- (11) - P.W. Anderson, in Lectures on the many body problem (edito da E.R. Caianiello) (Academic Press, N.Y., 1964), Vol. 2.
- (12) - A. Barone and W.J. Johnson, Vuoto, 2, 215 (1969).
- (13) - C.S. Lim, J.D. Leslie, H.J.T. Smith, P. Vashista and J.P. Carbotte, Phys. Rev. B 2, 1651 (1970).
- (14) - B.Z. Mühlischlegel, Z. Phys. 155, 313 (1959).