

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-70/26

M. V. Ricci e N. Sacchetti : FILM SOTTILI SUPERCONDUTTORI

Estratto da : Alta Frequenza 39, 511 (1970)

# FILM SOTTILI SUPERCONDUTTORI

M. V. RICCI - N. SACCHETTI (\*)

*Nel presente lavoro viene fatta una rassegna delle principali proprietà dei film superconduttori e delle loro possibilità applicative. Precisamente nella prima parte sono discusse la temperatura di transizione, il campo critico e la corrente critica, mentre nella seconda sono descritti alcuni dispositivi a film sottile, come amplificatori, rivelatori di radiazione, criotroni, bolometri, ecc.*

## INTRODUZIONE.

Nel presente lavoro vengono discusse le principali proprietà dei film sottili superconduttori. Vengono poi passate in rassegna alcune applicazioni di tali film senza entrare nei dettagli delle tecnologie di evaporazione che rientrano di solito nei metodi generali per la deposizione dei film metallici. Precisamente nella prima parte trattiamo le varie proprietà superconduttrici quali la temperatura critica, il campo magnetico critico e la corrente critica senza prendere in considerazione l'aspetto applicativo. Nella seconda invece discuteremo alcune fra le principali applicazioni come dispositivi ad effetto tunnel, criotroni ed elementi di memoria, bolometri.

## I. - PROPRIETÀ DEI FILM SOTTILI SUPERCONDUTTORI.

### I.1. Limiti dello spessore per cui un film è ancora superconduttore.

Si è osservato sperimentalmente che un film è superconduttore fino ai limiti dello spessore minimo che si riesce a condensare in modo da avere continuità elettrica fra le estremità del film stesso.

La continuità elettrica è più facilmente ottenuta condensando il film sopra un sostrato tenuto a bassa temperatura; questo perchè una bassa temperatura impedisce la migrazione superficiale delle molecole del materiale che condensa e quindi riduce la formazione di agglomerati. Si è osservato allora che, condensando un film di piombo [1] su un sostrato di quarzo cristallino tenuto a 4,2 K, il risultato è quello d'avere un film superconduttore non appena si ha continuità elettrica. Con questo metodo il limite minimo di spessore risulta essere circa 50÷100 Å. È chiaro tuttavia che il difetto di questo metodo è che si può solo stabilire che lo stato superconduttore persiste fino al minimo spessore per cui si ha ancora continuità elettrica, ma non si può escludere che tale stato persista per spessori ancora inferiori.

Recentemente infatti [2] è stato messo in evidenza sperimentalmente che grani di stagno dello spessore di circa 25 Å sono ancora superconduttori. È interessante soffermarci brevemente sulla tecnica sperimentale con cui si è arrivati a questo valore. Il sistema fisico su cui sono state eseguite le misure è stato realizzato nella maniera seguente: a) evaporazione di un film d'alluminio; b) leggera ossidazione del film d'alluminio; c) evapora-

zione di una piccola quantità di stagno in modo che sull'ossido d'alluminio si formino grani di stagno separati fra di loro; d) ulteriore ossidazione; e) evaporazione finale d'alluminio. Il sistema realizzato è schematicamente riportato in fig. 1. Esso è, in pratica, una giunzione tunnel (vedi dopo) in cui la maggior parte della corrente tunnel segue il percorso alluminio-ossido-stagno-ossido-alluminio in quanto la corrente diretta tra i film d'alluminio attraverso l'ossido è molto piccola a causa dell'elevato spessore dell'ossido. Senza entrare nei dettagli della teoria, le caratteristiche  $I(V)$  presentano delle anomalie che sono diverse a seconda che lo stagno si trovi o meno nello stato superconduttore. Misurando allora, con una tecnica di microscopia elettronica le dimensioni dei grani di stagno, è stato possibile stabilire il limite di 25 Å prima riportato.

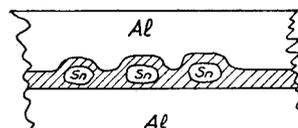


Fig. 1. — Giunzione tunnel usata per porre in evidenza lo stato superconduttore in grani molto sottili di stagno [2].

Altre indicazioni sul limite minimo di spessore provengono dallo studio dei superconduttori « soft » (quali Sn, Pb, In, Tl, ecc.) in forma filamentare o granulare [3]. In questi esperimenti si forza un metallo allo stato liquido a penetrare all'interno di un pezzo di ceramica o di vetro porosi. Si crea così artificialmente una struttura superconduttrice filamentare o granulare le cui proprietà elettromagnetiche sono simili, per molti aspetti, a quelle dei superconduttori « hard » massicci. In alcuni casi si sono realizzate strutture superconduttrici riempiendo porosità di diametro dell'ordine dei 30 Å.

### I.2. - La temperatura critica dei film sottili.

Per quanto i metalli superconduttori persistano in questo stato anche nei limiti estremi di spessori per cui si hanno misure significative, la temperatura di transizione  $T_c$  può differire notevolmente dalla corrispondente temperatura critica del metallo massiccio.

Esiste un primo motivo per cui avviene questo; precisamente, a meno che non siano usati particolari accorgimenti, è difficile evaporare film sottili senza in qualche modo contaminarli. Le sorgenti di contaminazione sono essenzialmente due: gas residui nel sistema di evaporazione sotto vuoto e microparticelle di materiale provenienti dai filamenti e dai crogiuoli necessari per evaporare il metallo. Come è noto, le proprietà superconduttrici e, in particolare, la temperatura critica dipendono dal tipo e dalla concentrazione di impurità presenti nel metallo superconduttore. Non si possono descrivere in maniera unitaria gli effetti delle diverse impurezze: per esempio il tantalio è estremamente sensibile alla quantità

(\*) M. V. RICCI, N. SACCHETTI - Laboratori Nazionali del CNEN, Frascati (Roma).

di gas assorbito cosicchè è necessario evaporarlo in condizioni di vuoto molto spinto altrimenti la temperatura critica del film è più bassa di quella del metallo massiccio mentre lo stagno è molto meno sensibile a tale effetto; impurità magnetiche presenti anche in piccola percentuale producono notevoli abbassamenti nella temperatura di transizione in quasi tutti i metalli superconduttori. In alcuni casi poi la contaminazione del film può avvenire nella zona dei contatti elettrici ed ha origine dal metallo che costituisce i contatti stessi [4].

Supposto allora di avere eliminata ogni possibile causa di contaminazione, si osserva sperimentalmente che  $T_c$  per un film puro è usualmente più alta del valore relativo al metallo massiccio. Intanto  $T_c$  aumenta al diminuire dello spessore del film. A titolo di esempio riportiamo in fig. 2 l'andamento di  $T_c$  per l'indio in funzione dello spessore. Come si vede fino a spessori dell'ordine di  $10^4$  Å,  $T_c$  praticamente non dipende dallo spessore e questo è utile per fissare un criterio approssimativo sullo spessore (valido non solo per l'indio) che permette di distinguere quando le proprietà del film cominciano a differire sensibilmente da quelle del metallo massiccio. L'aumento massimo di  $T_c$  deducibile dal grafico di fig. 2 è dell'ordine di 0,06 K ma gli autori hanno osservato aumenti dell'ordine di 0,3 K della temperatura critica dello stagno per film spessi circa 500 Å evaporati su sostrati raffreddati alla temperatura dell'azoto liquido. Questo aumento di  $T_c$  è indubbiamente associato alla presenza di sforzi meccanici nel film sottile. In particolare la curva solida di fig. 2 è stata ottenuta teoricamente correlando la variazione di temperatura critica al variare dello spessore con la dipendenza dello sforzo meccanico critico dallo spessore stesso. Notiamo che la situazione può essere notevolmente complicata quando esistono forti anisotropie cristalline per cui gli sforzi meccanici dipendono dalla direzione cristallina.

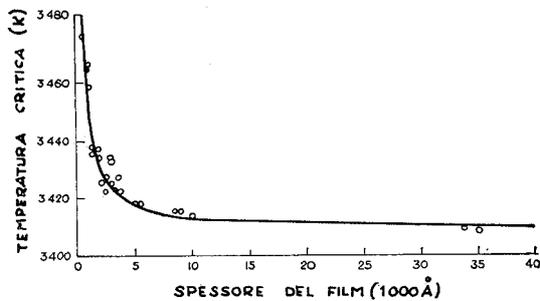


Fig. 2. — Variazione della temperatura critica  $T_c$  di un film con lo spessore.

La temperatura critica di un film dipende poi notevolmente dalla struttura del film depositato. Di solito accade che film di struttura circa amorfa hanno temperature di transizione più alte del metallo massiccio. Un effetto di questo genere è particolarmente evidente nel caso dell'alluminio. L'alluminio in forma massiccia ha una temperatura di transizione di circa 1,2 K; quando viene evaporato su sostrati mantenuti a 4,2 K, in maniera da rendere molto difficile la formazione di film cristallini, la sua temperatura critica può arrivare fino a valori dell'ordine di 2,5 K. Come caso limite di questo effetto vogliamo ricordare il caso del bismuto che, non superconduttore (almeno fino a  $10^{-2}$  K) in forma massiccia, lo è sotto forma di film amorfo depositato su di un sostrato mantenuto a 4,2 K, con temperatura di transi-

zione dell'ordine di 6 K. Analogamente accade per il berillio che, come film amorfo, ha una temperatura critica di circa 8 K. Vogliamo sottolineare il fatto che non esiste una spiegazione completa di come lo stabilirsi di un certo grado di disordine induca un innalzamento della temperatura critica.

Recentemente questo effetto di innalzamento di  $T_c$  è stato misurato su film metallici realizzati a strutture sovrapposte e depositati su sostrati tenuti a 4,2 K [5].

Si tratta di strutture a strati alterni di pochi ångstrom ( $10 \div 20$ ) di alluminio e stagno oppure alluminio e rame. La temperatura critica viene misurata ogni volta che a tale struttura si aggiunge uno strato nuovo e si sono osservati per il sistema Al-Cu  $T_c$  massime dell'ordine di 3,5 K mentre per il sistema Al-Sn  $T_c$  massime dell'ordine di 5,5 K ( $T_c$  per l'alluminio e lo stagno in forma massiccia è rispettivamente 1,2 K e 3,72 K). Una spiegazione plausibile di questo fenomeno è che i successivi strati depositati sono composti da piccolissimi microcristalli in ognuno dei quali il fatto che le catene atomiche siano relativamente « corte » ha come conseguenza un abbassamento delle frequenze dei fononi reticolari. D'altra parte, dal punto di vista teorico, è possibile calcolare la dipendenza di  $T_c$  dalla frequenza  $\omega$  dei fononi [6] e tale dipendenza implica che  $T_c$  cresce al decrescere di  $\omega$ .

L'ultimo punto che vogliamo discutere riguarda l'ampiezza  $\Delta T_c$  entro cui si ha la transizione da normale a superconduttore. Abbiamo visto come tre fattori principalmente inducono variazioni della temperatura critica di un film sottile rispetto alla temperatura critica del materiale massiccio: impurezze, sforzi meccanici e disordine cristallino. È chiaro allora che, se tutti questi fattori sono distribuiti uniformemente nel film, il loro effetto è unicamente quello di provocare una variazione di  $T_c$ , come abbiamo già discusso.

D'altra parte è abbastanza intuitivo che una distribuzione completamente uniforme di tutte queste grandezze è abbastanza difficile da ottenersi in pratica. Accade allora che, a causa delle disomogeneità presenti, zone diverse di un film sottile hanno temperature di transizione differenti e ne risulta che l'intervallo  $\Delta T_c$  entro cui si ha la transizione da normale a superconduttore è relativamente ampio. In alcuni casi si può arrivare a  $\Delta T_c \sim 0,1$  K per film fortemente disomogenei mentre per il corrispondente materiale massiccio si può arrivare a  $\Delta T_c \sim 10^{-3}$  K. È chiara allora la necessità di eliminare il più possibile ogni causa di disomogeneità durante la fabbricazione di un film sottile in quanto, dal punto di vista applicativo, l'allargamento della transizione tende in generale a ridurre le qualità delle caratteristiche operative.

### 1.3 Proprietà magnetiche dei film sottili superconduttori.

Consideriamo un metallo superconduttore a temperatura inferiore a quella di transizione  $T_c$  e, per il momento, in assenza di campo magnetico. In tali condizioni l'energia libera dello stato superconduttore è inferiore a quella dello stato normale. Se ora applichiamo un campo magnetico, si ha un aumento di energia libera dovuto alla magnetizzazione del pezzo di metallo (effetto Meissner), che può essere scritto:

$$(1) \quad - \int_0^H M(H') dH'$$

Questa espressione è valida per un corpo di forma qualsiasi. Se ora supponiamo di poter trascurare gli effetti di

penetrazione e che la forma del corpo sia tale da non dare luogo a effetti di smagnetizzazione,  $M$  è legata ad  $H$  dalla semplice relazione:

$$(2) \quad M = V \chi H$$

dove  $V$  è il volume del corpo e la suscettività  $\chi$  vale  $-\frac{1}{4}\pi$  per un superconduttore massiccio. D'altra parte il campo magnetico critico  $H_0$  di un superconduttore massiccio è legato alla differenza d'energia libera per unità di volume dalla:

$$(3) \quad \frac{F_N - F_S}{V} = \frac{H_0^2}{8\pi}$$

Nello stato normale, il contributo all'energia libera dovuto al campo magnetico è semplicemente:  $H^2/8\pi V$ , mentre nello stato superconduttore vale approssimativamente  $(H^2/8\pi)S\lambda$  dove  $\lambda$  è la profondità di penetrazione e  $S$  è la superficie esterna del corpo. Usualmente  $\lambda \sim 10^{-5}$  cm e, in un superconduttore massiccio, è ragionevole affermare:

$$\frac{H^2}{8\pi} V \gg \frac{H^2}{8\pi} S \lambda.$$

In definitiva si ha che il campo esterno per cui si ha la transizione è proprio  $H_0$ . Viceversa quello che accade nel caso dei film sottili è che il termine analogo a  $(H^2/8\pi)S\lambda$  non è più trascurabile quando lo spessore del film è confrontabile con  $\lambda$ . Inoltre non vale più la semplice relazione (2) tra  $M$  e  $H$ , ma la dipendenza è molto più complicata. In particolare risulta molto importante l'angolo tra il piano del film e il campo magnetico applicato. Un caso che può essere trattato abbastanza facilmente è quello del film con campo applicato parallelamente al piano del film stesso. Dalla teoria di London si ha che in tal caso la distribuzione di campo magnetico per un film sottile indefinito è data dall'espressione:

$$(4) \quad \frac{H(x)}{H_0} = \frac{\cosh x/\lambda}{\cosh d/2\lambda}$$

dove  $x$  è la coordinata perpendicolare al piano del film, con origine nel piano mediano del film e  $d$  è lo spessore del film. Dalla (4) si può calcolare come dipende la magnetizzazione del film dal campo applicato e quindi valutare esattamente il contributo aggiuntivo all'energia libera nella fase superconduttrice. Uguagliando l'energia libera della fase normale a quella della fase superconduttrice si può dedurre il campo critico  $H_c$  di un film sottile:

$$(5) \quad \frac{H_c}{H_0} = \left[ 1 - \frac{2\lambda}{d} \tanh \frac{d}{2\lambda} \right]^{-1/2}$$

Il grafico della (5) è riportato in fig. 3 e si può notare il rapido aumento di  $H_c$  per  $d$  inferiore a  $2\lambda$ . Intuitivamente questo comportamento può essere capito nella maniera seguente. Per un superconduttore massiccio immerso in un campo magnetico esterno si ha un aumento di energia libera, rispetto alla situazione in campo nullo, dovuto all'esclusione del flusso magnetico dall'interno del superconduttore stesso. Abbiamo già detto anche che la piccola penetrazione del campo alla superficie del corpo rappresenta una correzione usualmente trascurabile. Aumentando il campo esterno, si aumenta l'energia libera

della fase superconduttrice fino a che tale energia non diventa uguale a quella della fase normale. A questo punto si ha la transizione per un valore di  $H$  che è proprio  $H_0$ . Viceversa, se una dimensione del campione superconduttore è confrontabile con  $\lambda$ , l'aumento di energia libera conseguente all'esclusione del flusso magnetico è piccolo in quanto su dimensioni dell'ordine di  $\lambda$  la penetrazione del campo è ancora notevole. Ne segue che per innalzare l'energia libera della fase superconduttrice fino al valore dell'energia libera della fase normale è necessario applicare un campo magnetico esterno molto più intenso che, in prima approssimazione, è dato dalla (5).

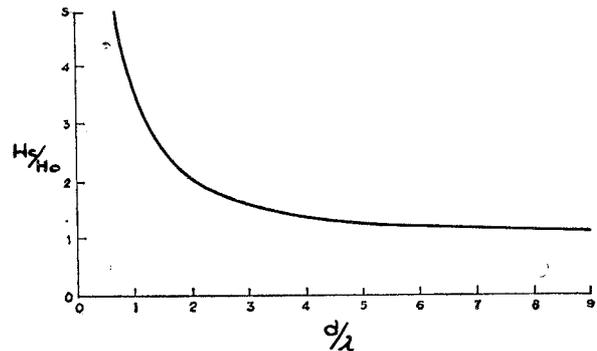


Fig. 3. — Variazione del campo critico  $H_c$  di un film in funzione dello spessore.

Notiamo che le considerazioni fin qui svolte si riferiscono al caso di un superconduttore « ideale » nel senso che abbiamo completamente ignorato la presenza di impurezze, di difetti cristallini, di disomogeneità strutturali, di sforzi meccanici, ecc. di parametri cioè che, in un modo o nell'altro, influenzano il libero cammino medio degli elettroni.

Quando si tiene conto di questi parametri il problema della determinazione del campo critico di un film sottile è notevolmente più complicato e può essere affrontato usando la teoria di Ginzburg-Landau in cui gli effetti prima citati vengono introdotti usando valori della lunghezza di coerenza  $\xi_0$  e della profondità di penetrazione  $\lambda$  opportunamente corretti proprio per tener conto degli effetti del libero cammino medio  $l$  degli elettroni. Il risultato più importante è che i campi critici paralleli per film sottili (dell'ordine di 1000 Å) sono più alti di quelli che si ottengono con la teoria di London. L'espressione del campo critico parallelo è la seguente:

$$(6) \quad H_{c\parallel} = \frac{2\sqrt{6}H_0\lambda_{eff}}{d}$$

valida per  $d < \sqrt{5}\lambda_{eff}$ . Nella (6) la dipendenza dalla temperatura è contenuta sia in  $H_0$  che in  $\lambda_{eff}$ . Inoltre in  $\lambda_{eff}$  sono contenuti gli effetti del libero cammino medio. Infatti nel caso in cui il libero cammino medio  $l$  è più grande della lunghezza di coerenza  $\xi_0$ ,  $\lambda_{eff}$  può essere ragionevolmente approssimata, almeno per temperature vicine a quella critica, con il valore della profondità di penetrazione di London del materiale massiccio  $\lambda_L(T)$  la cui dipendenza da  $T$  è:

$$(7) \quad \lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{2(1 - T/T_c)}}$$

Notiamo che  $\lambda_L(o)$  può essere ottenuta con misure indipendenti da quelle di campo critico. Viceversa nel caso in cui  $l$  è limitato dalla diffusione da parte d'impurità o dei bordi (in modo tale che  $l < \xi_0$ ) la (7) può essere corretta nel modo seguente:

$$(8) \quad \lambda_{eff} = \frac{\lambda_L(o)}{\sqrt{2(1 - T/T_c)}} \sqrt{1 + \xi_0/l}.$$

In definitiva l'espressione del campo critico può essere descritta con sufficiente accuratezza per  $T \sim T_c$  dalla relazione seguente:

$$(9) \quad H_{c||} = \frac{\sqrt{48} H_0(o) \lambda_L(o) \sqrt{1 + \xi_0/l} \sqrt{1 - T/T_c}}{d}$$

Ricordiamo ancora che la (9) è valida per  $d < \sqrt{5} \lambda_{eff}$ . Per film spessi, tali cioè che  $d > \sqrt{5} \lambda_{eff}$  l'espressione di  $H_{c||}$  è diversa e, ancora con la teoria di Ginzburg-Landau, si ottiene:

$$(10) \quad H_{c||} = H_0(T) \left[ 1 + \frac{\lambda_{eff}(T)}{d} \right].$$

Esplicitando le varie dipendenze dalla temperatura la (10) può essere riscritta:

$$(11) \quad H_{c||} = H_0(o) \left[ 2(1 - T/T_c) + \frac{\sqrt{2} \lambda_L(o) \sqrt{1 + \xi_0/l} \sqrt{1 - T/T_c}}{d} \right]$$

È chiaro che quanto più  $d$  cresce rispetto a  $\lambda$ , tanto più il secondo termine della (11) diventa piccolo e il campo critico  $H_{c||}$  si avvicina al campo critico del metallo massiccio. Sperimentalmente [7-12] i comportamenti descritti dalla (9) e dalla (11) sono abbastanza ben confermati per quanto vi siano in alcuni casi delle discrepanze non tanto nel tipo di dipendenza funzionale quanto nelle costanti moltiplicative. Per completezza vogliamo accennare al comportamento magnetico dei film sottili di superconduttori del 2° tipo. Adottando lo stesso criterio per distinguere tra film sottili e film spessi, risulta che per film sottili del 2° tipo vale ancora la (9) (dove ora  $H_0$  è il cosiddetto campo critico termodinamico), mentre per film spessi il campo critico  $H_c$  è dato dall'espressione:

$$(12) \quad H_{c||} = \frac{8 \pi H_0^2(o)}{\Phi} \lambda_L^2(o) (1 + \xi_0/l) (1 - T/T_c)$$

dove  $\Phi$  è il quanto elementare di flusso magnetico pari a  $hc/2e$ . Anche in questo caso l'accordo con l'esperienza è soddisfacente.

Vogliamo ora prendere in considerazione la dipendenza del campo magnetico critico dall'angolo  $\theta$  tra piano del film e direzione del campo applicato. Per maggior chiarezza conviene considerare in primo luogo il caso del campo critico perpendicolare  $H_{c\perp}$ . In queste condizioni si verifica una situazione sperimentale analoga a quella dei superconduttori massicci del 2° tipo, per valori di campo superiori al primo campo critico. Il campo magnetico penetra attraverso il film e lo stato del film, calcolabile per mezzo della teoria di Ginzburg-Landau, consiste in un « reticolo » di zone normali, attraverso cui passa il flusso magnetico, immerso in una matrice superconduttrice [13].

Questo modello conduce alla seguente espressione del campo  $H_{c\perp}$ :

$$(13) \quad H_{c\perp} = \frac{4 \pi \lambda_{eff}^2(T) H_0^2(T)}{\Phi}$$

dove  $\lambda_{eff}$  dipende dal libero cammino medio degli elettroni nella maniera prima discussa. Notiamo che nella (13) compare esplicitamente  $\Phi$  che è l'unità più ovvia con cui misurare il flusso magnetico attraverso una zona normale. La sua presenza nella (13) è conseguenza immediata del modello introdotto. Sostituendo ragionevoli valori numerici per  $\lambda_{eff}$  si vede che, al contrario di quanto avviene per  $H_{c||}$ ,  $H_{c\perp}$  è usualmente dello stesso ordine di grandezza di  $H_0$  e tale deduzione è ben suffragata dall'evidenza sperimentale per film il cui spessore è inferiore a  $\xi_0$  [14, 15]. Infine, per un valore generico dell'angolo  $\theta$ , il campo critico  $H_c$  è dato dalla seguente relazione [13], valida per  $d < \sqrt{5} \lambda_{eff}$ :

$$(14) \quad \frac{H_c \sin \theta}{H_{c\perp}} + \left( \frac{H_c \cos \theta}{H_{c||}} \right)^2 = 1.$$

Senza entrare in una discussione dettagliata della (14) diremo che il fatto, apparentemente strano, della diversa dipendenza con cui  $H_{c\perp}$  e  $H_{c||}$  entrano nella (14) dipende essenzialmente dal loro diverso tipo di contributo all'energia libera del sistema.

Considerazioni analoghe a quelle svolte circa l'ampiezza della transizione in temperatura  $\Delta T_c$ , possono essere fatte a questo punto riguardo l'ampiezza della transizione in campo magnetico  $\Delta H_c$ . È chiaro immediatamente che data la dipendenza di  $H_{c||}$  dallo spessore del film, se tale spessore non è uniforme accade che differenti parti del film transiscono a campi critici diversi. Questo effetto è particolarmente evidente nel caso in cui i bordi del film siano sfumati, ma può essere evitato usando particolari accorgimenti tecnici per la realizzazione di bordi netti. In definitiva la presenza di effetti di questo tipo conduce ad un certo grado d'incertezza nella definizione precisa di  $H_{c||}$  e la transizione in campo magnetico può diventare abbastanza ampia. A questo si può aggiungere la presenza di una componente perpendicolare diversa da zero del campo magnetico che, specialmente nel caso di film molto sottili ( $d < \sqrt{5} \lambda_{eff}$ ), può contribuire sensibilmente all'allargamento della transizione dal momento che  $H_{c\perp}$  è dell'ordine di  $H_0$  mentre  $H_{c||}$  è molto più intenso di  $H_0$ . È chiara allora l'importanza, in dispositivi pratici, d'una definizione quanto più possibile netta dei bordi d'un film e d'un accurato allineamento del piano del film con la direzione del campo.

Vogliamo infine accennare agli effetti d'isteresi che si possono avere nelle transizioni in campo magnetico. L'isteresi consiste nel fatto che al crescere del campo applicato il film diventa normale per un certo valore  $H_{c||}^1$  mentre diminuendo il campo applicato il film ritorna nello stato superconduttore per un valore  $H_{c||}^2$  inferiore a  $H_{c||}^1$ . Usualmente questo fenomeno si presenta in film superconduttori del primo tipo abbastanza spessi ( $d > \sqrt{5} \lambda_{eff}$ ) e la cui struttura microscopica consiste di grani piuttosto grossi. L'isteresi può essere attribuita a fenomeni di super-raffreddamento analoghi a quelli che si hanno nei superconduttori massicci, con la differenza però che la propagazione dei nuclei superconduttori è notevolmente rallentata dai bordi dei grani. Sperimentalmente è stato

mostrato che questo tipo d'isteresi può essere di molto ridotto depositando film a grani molto fini e in questo modo si può ovviare a questo fenomeno la cui presenza è chiaramente dannosa per le applicazioni in dispositivi pratici.

#### I.4 Proprietà di conduzione dei film sottili superconduttori.

Come è noto, lo stato superconduttore in un film sottile può essere distrutto dal passaggio di una corrente sufficientemente intensa, la cosiddetta corrente critica  $I_c$ . Il calcolo della densità di corrente critica  $J_c$  (che è la grandezza significativa dal punto di vista fisico) può essere condotto con la teoria di London e imponendo, in analogia con quanto fatto nel caso del campo magnetico critico, che la differenza fra le energie libere  $F_N - F_S$  alla transizione sia compensata dall'energia cinetica degli elettroni superconduttori. Questa ipotesi è ragionevole qualora si assuma che l'energia del campo magnetico sia la stessa nello stato superconduttore ed in quello normale. Tutto ciò è valido per film di spessore molto più sottile della profondità di penetrazione. È immediato scrivere allora, ricordando che la differenza di energia libera per unità di volume è in ogni caso data da  $H_0^2/8\pi$ :

$$(15) \quad \frac{H_0^2}{8\pi} = \frac{2\pi\lambda_L^2 J_c^2}{c^2}$$

dove il termine a secondo membro della (15) rappresenta l'energia cinetica per unità di volume dovuta alla corrente superconduttrice. Dalla (15) è immediato ricavare l'espressione esplicita di  $J_c$ :

$$(16) \quad J_c = \frac{c H_0}{4\pi\lambda_L}$$

Notiamo che dalla (16) può ricavarsi immediatamente il campo magnetico  $H^*$  alla superficie di un film dovuto alla densità di corrente  $J_c$ . Usando la (16) e il teorema della circuitazione si ottiene:

$$(17) \quad H^* = H_0 \frac{d}{2\lambda}$$

valida per  $d \ll \lambda$ . Si vede così che il campo magnetico generato dalla corrente critica è inferiore al campo critico in assenza di corrente.

Circa l'effettiva validità della (16) possiamo fare alcune considerazioni analoghe a quelle già fatte per il calcolo del campo critico. La (16) è stata ottenuta trascurando del tutto gli effetti del libero cammino medio degli elettroni, vale a dire non tenendo conto di impurità, difetti cristallini, sforzi meccanici ecc. Usando la teoria di Ginzburg-Landau, si possono tuttavia tener presenti questi effetti e, al posto della (16) si ottiene l'espressione seguente:

$$(18) \quad J_c(T) = \frac{\sqrt{2} c H_0(T)}{6\sqrt{3}\lambda_{eff}(T)}$$

Esplicitando le dipendenze dalla temperatura e ricordando la precedente discussione di  $\lambda_{eff}(T)$ , si può ancora scrivere:

$$(19) \quad J_c(T) = \frac{2 c H_0(0) (1 - T/T_c)^{3/2}}{3\sqrt{3}\pi\lambda_L(0)\sqrt{1 + \xi_0/l}}$$

valida per  $T \sim T_c$ .

Nella (19) non compare esplicitamente lo spessore  $d$  del film ma teniamo presente che da esso dipende  $l$  in modo tale che  $J_c$  diminuisce abbastanza lentamente al decrescere dello spessore del film.

Malgrado che i risultati esposti diano una descrizione abbastanza semplice della transizione in corrente, il confronto con i dati sperimentali è piuttosto difficile per i motivi che ora discuteremo. Innanzitutto è difficile ottenere una distribuzione di corrente uniforme attraverso tutta la sezione del film. Se prendiamo in considerazione un film superconduttore a geometria rettangolare (fig. 4) la corrente tende ad accumularsi sui bordi esterni che in questa maniera ovviamente transiscono prima del resto del film. A questo si aggiunge il fatto che spesso i bordi del film sono sfumati il che porta ad effetti simili a quelli già menzionati nel caso del campo magnetico critico. È chiaro allora che quello che si misura sperimentalmente è un valore della corrente critica  $I_c$  in ogni caso inferiore a quello calcolabile con l'espressione data prima e che non è neppure immediatamente legato al valore teorico di  $I_c$ . In effetti quello che accade quando una zona del film transisce verso lo stato normale è che si ha un subitaneo sviluppo di calore Joule (teniamo presente che non è raro avere densità di corrente dell'ordine dei  $10^6$  A/cm<sup>2</sup>) e, se tale quantità di calore è superiore a quella che può essere dissipata nel bagno di elio liquido senza inconvenienti, la zona normale si propaga in quella superconduttrice provocando così la transizione di tutto il film. Chiameremo il valore di  $I_c$  per cui avviene questo tipo di transizione dipende da molti parametri (distribuzione della corrente nella sezione del film che, oltre che dai bordi, può essere influenzata dalla presenza di variazioni di spessore, imperfezioni strutturali, conducibilità termica del film, conducibilità termica verso il bagno d'elio, ecc.) che rendono difficile la connessione del valore misurato di  $I_c$  con quello teorico.

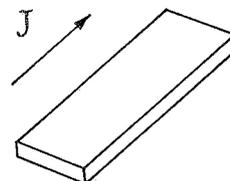


Fig. 4. — Film superconduttore non schermato.

Si può ovviare all'effetto dei bordi depositando film sottili su cilindri isolanti lunghi e minimizzando in maniera opportuna il calore che può essere sviluppato nella zona dei contatti elettrici [16, 17]. Inoltre quando sia inevitabile l'uso di una geometria piana si può ricorrere al metodo di depositare il film sottile sopra un altro film superconduttore (il cosiddetto piano di schermo) con temperatura critica molto più alta del primo e dimensioni più estese ed evaporando tra i due film uno strato isolante dell'ordine dei 200÷500 Å (fig. 5).

Usando le equazioni dell'elettrodinamica dello stato superconduttore [18] si vede che la presenza d'una corrente nel primo superconduttore induce una corrente immagine nel piano di schermo e il risultato è che la distribuzione di corrente nel primo è molto più uniforme di quanto non accada in assenza del secondo superconduttore. Usando allora tutte queste precauzioni è possibile ottenere misure di  $I_c$  per cui la dipendenza dalla temperatura ha lo stesso andamento funzionale espresso dalla (19); tuttavia permane una notevole discrepanza tra va-

lori predetti e valori misurati di  $I_c$ . Per dare un'idea di tale differenza ricordiamo che per film di stagno evaporati senza nessun particolare accorgimento, spessi circa 1000 Å, si misurano densità di corrente critica dell'ordine di  $2 \cdot 10^6$  A/cm<sup>2</sup> a temperature abbastanza inferiori a  $T_c$  mentre il valore previsto dalla (19) è circa 35 volte maggiore. Usando invece la tecnica del piano di schermo si può aumentare un po'  $I_c$  restando sempre però a valori circa 14 volte inferiori a quelli teorici.

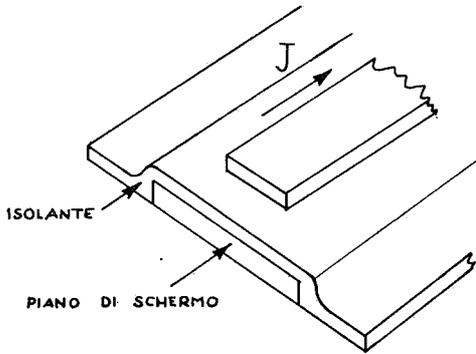


Fig. 5. — Film superconduttore con piano di schermo.

Vogliamo ancora far presente che la transizione in corrente mostra in maniera piuttosto accentuata il fenomeno dell'isteresi di cui abbiamo già parlato trattando la transizione in campo magnetico. Ciò che accade in questo caso è che una volta che il film è transitato nello stato normale la dissipazione di calore è tale da mantenere il film ad una temperatura superiore a quella critica e il ritorno nello stato superconduttore si verifica per un valore di corrente  $I^*$  inferiore a quello per cui si ha la transizione nello stato normale. Naturalmente anche per  $I^*$  vale un discorso analogo a quello accennato a proposito di  $I_c$ . Il valore di  $I^*$  è influenzato da molti parametri, quali la conducibilità verso il bagno d'elio liquido (migliore quando l'elio è superfluido), la conducibilità termica del film, la conducibilità del sostrato (che usualmente è di vetro ma può essere fatto di materiale a più alta conducibilità come lo zaffiro sintetico), ecc. Sembra comunque che mentre  $I_c$  è legata alle proprietà superconduttrici del film,  $I^*$  dipende essenzialmente dalla capacità di dissipazione del calore delle varie parti del sistema.

## II. - APPLICAZIONI DEI FILM SOTTILI SUPERCONDUTTORI.

### II.1 L'effetto tunnel nei superconduttori.

#### a) Generalità.

Consideriamo due regioni metalliche separate da una sottile barriera isolante. Se tra le due parti metalliche viene applicata una piccola tensione  $V$  gli elettroni possono fluire da una parte all'altra attraversando la barriera isolante per effetto tunnel. Ovviamente un fenomeno di questo tipo può essere osservato usando parti di metallo in forma massiccia, ma usualmente una « giunzione » tunnel è realizzata per successive evaporazioni di film sottili metallici, separati da un isolante. Il calcolo della corrente tunnel in funzione della tensione applicata può essere condotto in maniera abbastanza semplice nel modo seguente [19]: a) si valuta il contributo elementare  $dI$  alla corrente da parte degli elettroni che transitano da una parte all'altra, le cui energie prima della

transizione sono comprese fra  $E$  ed  $E + dE$  e dopo la transizione sono comprese fra  $E'$  ed  $E' + dE'$ . Questo contributo dipende dalla probabilità d'occupazione degli stati elettronici in ognuna delle due parti metalliche, dalle densità degli stati elettronici, dalla probabilità di transizione per unità di tempo attraverso la barriera isolante ed è tale che l'energia di un elettrone si conserva nel singolo processo di tunnel; b) la corrente totale si ottiene poi sommando tutti i valori possibili dell'energia degli elettroni e sottraendo il contributo di corrente inversa; c) la differenza dei livelli di Fermi dei due metalli è data dal termine  $eV$  dove  $V$  è la tensione applicata. Con opportune ipotesi semplificative sulla probabilità di transizione per unità di tempo attraverso la barriera, l'espressione della corrente di tunnel è la seguente:

$$(20) \quad I = A \int n_1(E) n_2(E + eV) [f(E) - f(E + eV)] dE$$

dove  $n_1$  ed  $n_2$  sono le densità degli stati elettronici nei due film metallici e  $f(E) = [\exp(E/kT) + 1]^{-1}$  è la ben nota funzione di Fermi che dà la probabilità di occupazione di un singolo livello elettronico.

Nella fig. 6 sono riportati schematicamente la distribuzione degli elettroni sui vari stati nei due film metallici e le caratteristiche  $I(V)$  di una giunzione tunnel. In particolare la fig. 6 a si riferisce al caso in cui entrambi i film sono nello stato normale, la fig. 6 b al caso in cui uno dei due film è nello stato superconduttore e la fig. 6 c al caso in cui entrambi i film sono superconduttori. Qualitativamente si possono capire le caratteristiche  $I(V)$  riportate in fig. 6 sulla base di considerazioni relative alle modificazioni dello spettro degli stati elettronici che si producono quando un metallo diviene superconduttore. Com'è noto, in tale stato, lo spettro degli stati elettronici presenta una banda d'energia proibita, d'ampiezza  $2\varepsilon$  (la cosiddetta « energy gap ») centrata attorno all'energia di

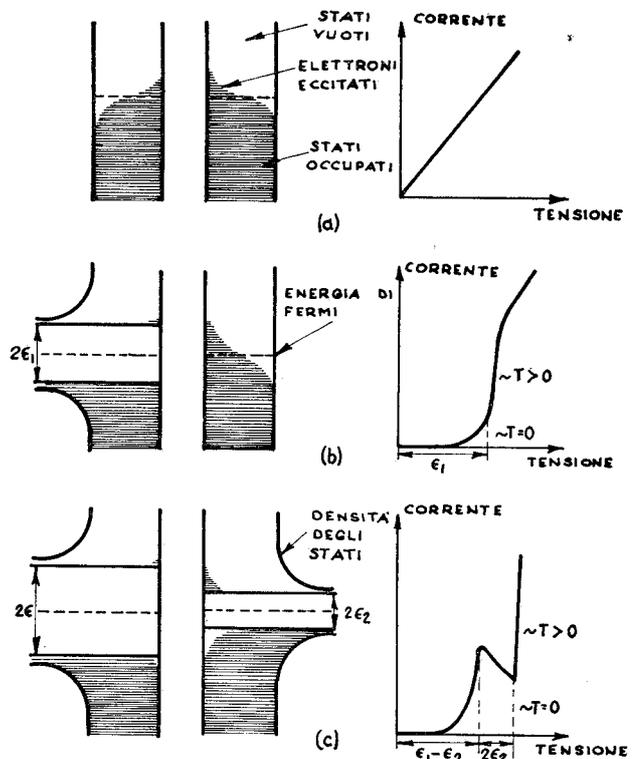


Fig. 6. — Rappresentazione schematica delle caratteristiche  $I(V)$  di una giunzione tunnel [27].

Fermi, mentre la densità degli stati diverge per i due valori dell'energia  $E_F - \varepsilon$  e  $E_F + \varepsilon$ . Accade allora che se i due film sono nello stato normale la densità degli stati è circa costante al variare dell'energia in entrambi i metalli e, per piccole tensioni, la (20) dà semplicemente una proporzionalità diretta tra corrente e tensione applicata. Se, invece, uno dei due metalli è superconduttore, fino a che la tensione applicata non supera il valore di  $\varepsilon$ , la corrente è circa zero in quanto (a parte i pochi elettroni eccitati termicamente) non esistono stati disponibili nel superconduttore per gli elettroni con energia dell'ordine di  $E_F$  e provenienti dal film normale; superato tale valore di tensione la corrente cresce moltissimo in quanto la densità degli stati è molto elevata rispetto al valore normale, mentre poi per tensioni sufficientemente elevate la caratteristica  $I(V)$  si confonde con quella della fig. 6 a. Infine se entrambi i metalli sono superconduttori la corrente inizialmente è piccola mentre poi cresce sensibilmente quando la tensione applicata vale circa  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  in quanto i processi di tunnel avvengono tra elettroni che occupano stati con densità molto elevata; quando poi la tensione applicata cresce ulteriormente si ha una diminuzione della corrente poichè gli elettroni provenienti da uno dei due superconduttori trovano una densità degli stati liberi inferiore; infine quando la tensione vale circa  $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$  la corrente ricomincia a crescere poichè di nuovo le due densità degli stati sono molto elevate. Per tensioni poi sufficientemente alte la caratteristica  $I(V)$  è analoga a quella di fig. 6 a. In ultima analisi una giunzione tunnel del tipo testè descritto presenta una zona della sua caratteristica con resistenza negativa (notiamo che tale zona scompare se i due superconduttori sono uguali, cioè se  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ). Ovviamente tutto questo può essere ritrovato per via analitica risolvendo esplicitamente l'integrale della (20), sostituendo le espressioni teoriche delle densità degli stati [20].

L'effetto tunnel è di capitale importanza per lo studio delle proprietà fondamentali dei superconduttori, quali la « energy gap » e la densità degli stati, ma in questa rassegna accenneremo brevemente soltanto agli aspetti applicativi che si basano sia sull'esistenza di una « energy gap » sia sulle forti non linearità delle caratteristiche  $I(V)$ .

#### b) Oscillatori e amplificatori.

È immediata l'analogia tra le caratteristiche di una giunzione tunnel costituita da due superconduttori diversi e quella di un diodo di Esaki (diodo tunnel). In base a ciò si può pensare all'uso di una siffatta giunzione come oscillatore o come amplificatore [21]. L'analisi circuitale è praticamente quella di un diodo tunnel tenuto conto della diversità dei valori di tensione per cui si hanno il massimo e il minimo nella caratteristica  $I(V)$  (alcuni decimi di millivolt). Inoltre l'induttanza in serie e la capacità in parallelo sono usualmente più grandi (dell'ordine rispettivamente di  $5 \cdot 10^{-8}$  H e 100 pF). La resistenza in serie viceversa è molto bassa (frazioni di ohm). Si è così realizzato un oscillatore a 72,5 MHz. Come amplificatore si è arrivati a circa 23 dB di guadagno in potenza. D'altra parte non esiste molto lavoro sperimentale per quanto riguarda lo sviluppo di questi diodi e presumibilmente restano ancora da ottimizzare i parametri prima di poter fare un confronto significativo con i diodi tunnel normali. Un vantaggio sicuro invece è quello della forte riduzione del rumore (almeno un fattore 20) dal momento che il maggior contributo proviene dal cosiddetto « Shot noise »

e, a parità di livello d'impedenza le correnti in un diodo tunnel superconduttore sono circa di un fattore 400 inferiori a quelle dei diodi normali. Un'altra applicazione nel campo dell'elettronica è quella delle linee di trasmissione (strip transmission lines), amplificatori distribuiti e oscillatori distribuiti a quarto d'onda [22]. La giunzione tunnel, per questo tipo di applicazioni, è realizzata sempre a mezzo di successive evaporazioni sotto vuoto con la differenza però che la superficie di giunzione è molto grande. Questo comporta problemi tecnologici abbastanza complessi poichè diventa difficile controllare bene soprattutto lo spessore dell'ossido e l'assenza di corti circuiti attraverso l'ossido stesso. Si sono potute comunque realizzare giunzioni del tipo Sn-SnO-Pb in forma di linee di trasmissione lunghe fino a 95 mm con propagazione e oscillazioni distribuite a 77 MHz. Teoricamente è stata calcolata una frequenza limite di lavoro pari a circa 1 GHz [23].

#### c) Rivelazione di segnali modulati.

È possibile l'uso di una giunzione tunnel (con un solo elemento superconduttore oppure con entrambi gli elementi superconduttori) per la rivelazione di segnali modulati. Ancora in questo caso si sfruttano le non linearità delle caratteristiche e l'ordine di grandezza delle potenze rivelate è di circa 30  $\mu$ W [24]. Si può anche usare una giunzione tunnel per il mescolamento di due segnali; è stato infatti studiato il comportamento di una giunzione Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Sn per mescolare due segnali a microonde nella banda X ottenendo un segnale a 30 MHz.

#### d) Rivelazione di radiazione a microonde.

Dalla discussione fatta sulle proprietà di una giunzione tunnel segue che è abbastanza intuitivo pensare all'impiego di una giunzione tunnel come rivelatore di radiazione. Consideriamo, per esempio, una giunzione costituita da due superconduttori uguali la cui « energy gap » valga  $2\varepsilon$ . È chiaro che si può prevedere d'osservare una « fotocorrente » quando una radiazione d'energia  $\hbar\omega$  maggiore od uguale a  $2\varepsilon$  viene fatta incidere su uno dei due superconduttori. Il meccanismo per cui ciò può avvenire è piuttosto intuitivo e consiste in ultima analisi nella « eccitazione » di un elettrone da uno stato « sotto » la « energy gap » ad uno stato « sopra » con assorbimento d'energia pari a  $\hbar\omega$  e successivo passaggio dell'elettrone per effetto tunnel nell'altro lato della giunzione. Tale « fotocorrente » può essere messa meglio in evidenza polarizzando la giunzione con una tensione  $V < 2\varepsilon$ , regione per cui la corrente è molto piccola e in cui quindi si vedono meglio eventuali eccessi di corrente dovuti ai fotoni assorbiti. I limiti sulle lunghezze d'onda rivelabili sono naturalmente fissati dal valore di  $2\varepsilon$ . Tale valore dipende dalla temperatura ed è minimo per  $T = 0$  K. Così per l'alluminio la minima lunghezza d'onda rivelabile in linea di principio è circa 3,9 mm mentre per il piombo è circa 0,46 mm.

Ciò che si osserva sperimentalmente tuttavia è che l'energia assorbita non è  $\hbar\omega \geq 2\varepsilon$  ma è data dalla relazione  $\hbar\omega = 2\varepsilon - eV$ . Questa relazione è abbastanza facilmente intuibile in quanto è pensabile che, durante il singolo processo di tunnel, l'elettrone riceva l'energia necessaria per superare la « energy gap » in parte dalla radiazione incidente e in parte dal campo elettrico applicato. Praticamente, dato il rapido aumento della corrente per  $V = 2\varepsilon$  e la conseguente difficoltà d'osservare « eccessi » nella corrente stessa conviene lavorare con tensioni di

polarizzazione inferiori a  $2 \epsilon$  e ciò pone un limite massimo teorico di lunghezza d'onda pari a circa 30 mm (banda X). Sono riportate misure di radiazione a 8 mm con potenze rivelate dell'ordine di  $2 \mu\text{W}$  [26].

e) Termometria a bassa temperatura.

Una giunzione tunnel può essere usata come termometro sensibile e di piccola capacità termica. Limitandoci al caso di una giunzione con due superconduttori uguali, se vede che per  $V < 2 \epsilon(T)$  la corrente dipende circa esponenzialmente dalla temperatura. Un'utilizzazione in questo senso è stata fatta impiegando una giunzione del tipo  $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$  nell'intervallo 0,8-0,3 K, e confrontando le temperature per questa via con quelle ottenute tramite un sale paramagnetico con un ottimo accordo tra le due [27]. La regione di applicabilità di tale termometro è compresa tra  $0,2 T_c$  e  $0,9 T_c$  dove  $T_c$  è la temperatura critica del superconduttore.

f) Rivelazione di particelle.

È stato proposto da Geller un metodo di rivelazione di particelle che fa uso di una giunzione tunnel composta da un film sottile di piombo depositato sopra un pezzo di piombo massiccio ossidato in modo da formare la barriera isolante. Il meccanismo di rivelazione è del tutto analogo a quello descritto nel punto d). Notiamo che il potere frenante del piombo e quindi l'efficienza di conversione sarebbe piuttosto elevata. Inoltre il piccolo valore della « energy gap » (alcuni decimi di millivolt) dovrebbe permettere una buona risoluzione alle alte energie.

II.2 Criotrone ed elementi di memoria.

Giacchè il rapporto fra la resistenza di un metallo nello stato normale e quella dello stesso metallo nello stato superconduttore è infinito, un superconduttore può essere usato come un interruttore.

Si chiama criotrone un dispositivo nel quale la corrente che viene fatta passare in un elemento superconduttore produce la transizione allo stato normale di un altro elemento. In fig. 7 è schematicamente mostrato un criotrone a filo. Il « gate » può essere fatto transire allo stato nor-

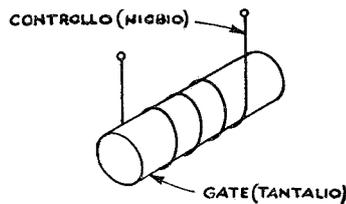


Fig. 7. — Criotrone a filo.

male inviando nell'avvolgimento di controllo una corrente sufficientemente intensa da generare un campo magnetico superiore a quello critico del « gate ». L'avvolgimento di controllo va naturalmente calcolato in modo che la suddetta corrente sia inferiore alla sua corrente critica. In tal modo l'avvolgimento di controllo rimane sempre superconduttore. Ad esempio, il criotrone di fig. 7 lavora a 4,2 K, temperatura che è molto più bassa di quella critica del niobio (circa 9 K) e poco più bassa di quella del tantalio (4,4 K).

Nei calcolatori il criotrone è usato per indirizzare la corrente verso uno fra alcuni possibili carichi, che in genere sono essi stessi criotrone. Si può vedere che un

criotrone è elettricamente analogo a un relè. In ambedue il campo magnetico generato da una corrente è usato per controllare la resistenza di un altro elemento: i contatti nel caso del relè, un superconduttore nel caso del criotrone. Inoltre la corrente comandata deve essere sufficiente a comandare un altro elemento della stessa specie. La differenza più evidente consiste nel fatto che, nel caso dei criotrone, per la corrente è sempre disponibile un circuito superconduttore e quindi è possibile realizzare circuiti di memoria con correnti persistenti. In fig. 8 è mostrato un semplice circuito superconduttore. Data la più alta induttanza del ramo di destra, se il criotrone *A* non è eccitato, tutta la corrente passa nel ramo di sinistra. Comandando *A*, parte della corrente verrà deviata attraverso *C* e *B*. Riportando *A* superconduttore, l'induttanza di *B* provoca nell'anello *A B C* una corrente che, essendo ora tutto l'anello superconduttore, sarà persistente. In linguaggio binario, l'assenza di corrente persistente corrisponde allo zero, mentre la sua presenza corrisponde all'1.

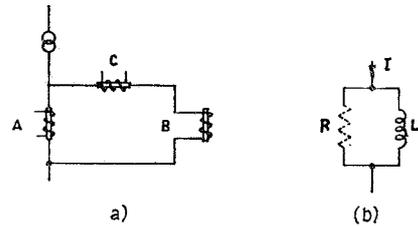


Fig. 8. — a) Circuito a corrente persistente; b) Circuito equivalente.

Se  $L$  è l'induttanza della bobina di controllo e  $R$  la resistenza nello stato normale del « gate », la costante di tempo con cui può avvenire un processo come quello descritto è  $L/R$ , e un valore rappresentativo è  $50 \mu\text{s}$ . Con opportuni accorgimenti si può ottenere di meglio, ma si trova che in tal caso il limite è posto dalla velocità con cui il « gate » può transire allo stato normale, e l'ordine di grandezza della costante di tempo non cambia. Un netto miglioramento è stato ottenuto col criotrone a film sottile, il quale non solo permette di ottenere tempi molto più brevi, ma è anche di realizzazione molto più semplice. La fig. 9 mostra un criotrone a film, non scher-

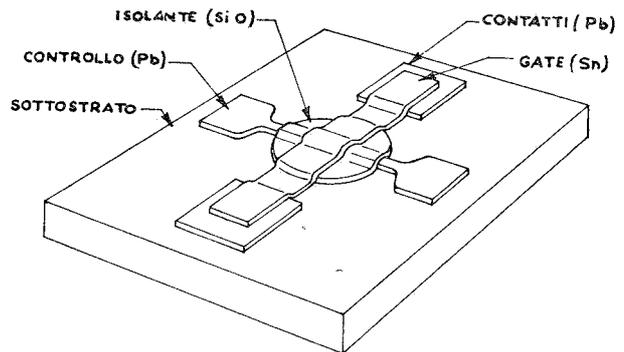


Fig. 9. — Criotrone non schermato a film [29].

mato. Questo è stato poi sostituito dal criotrone schermato che ne differisce in quanto è stato aggiunto un piano di schermo superconduttore che, come detto precedentemente, incrementa la corrente critica e riduce l'induttanza (fig. 10). Il tempo caratteristico  $\tau$ , ancora definito come rapporto fra l'induttanza di controllo e la resistenza

del « gate », si trova essere [28]:

$$\tau = \frac{4 \pi d t'}{\rho} \frac{G^2}{K^2} \times 10^{-9} \text{ s}$$

dove  $d$  e  $\rho$  sono lo spessore e la resistività del film di stagno,  $t'$  è la distanza effettiva fra il controllo e il piano di schermo:  $t' = t + \lambda_1 + \lambda_2$  con  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  profondità di pene-

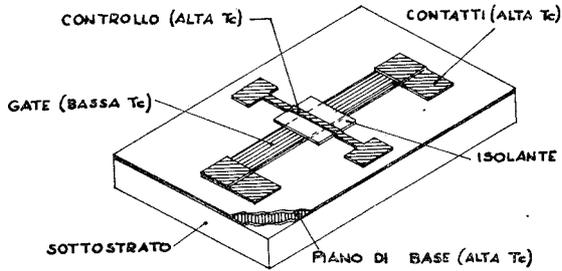


Fig. 10. — Criotroni schermato.

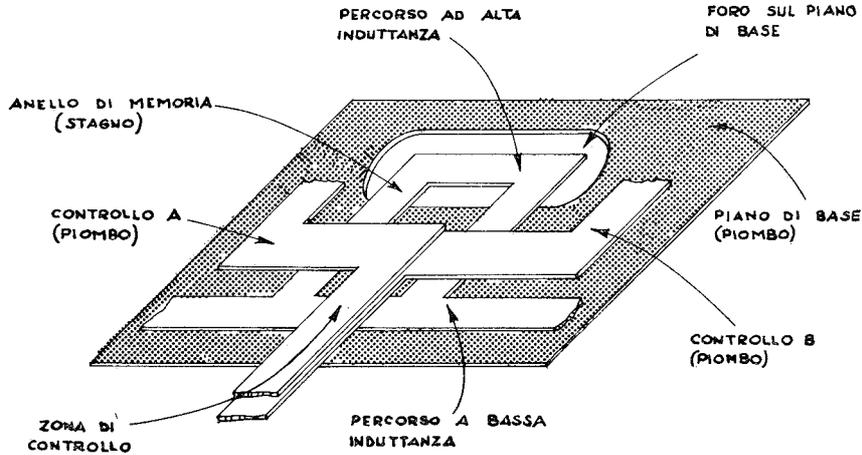


Fig. 11. — Memoria criogenica a film [30].

trazione dei due superconduttori e  $t$  distanza geometrica,  $G$  è il guadagno in corrente (rapporto fra la corrente di « gate » e quella di controllo) e  $K$  è il rapporto fra il campo superficiale del « gate », quando questo porta la corrente critica, e il campo critico del gate stesso, che dalla teoria di Ginzburg-Landau risulta essere, per  $d \ll \lambda$ :

$$K \sim \frac{1}{9} \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2.$$

Criotroni con tempi vicini a quelli calcolati sono stati costruiti dalla General Electric e hanno le seguenti caratteristiche: « gate » di 260  $\mu\text{m}$  di larghezza, controllo di 40  $\mu\text{m}$ , costante di tempo di 20 ns, e vengono depositati con densità di 100 criotroni per  $\text{cm}^2$  [29].

La fig. 11 mostra un elemento della memoria crioelettrica costruita dalla RCA [30]. Essa è esattamente l'analogo del circuito di fig. 8. Su un'area di poco più di 100  $\text{cm}^2$ , la memoria contiene mezzo milione di elementi e rappresenta la più grande memoria criogenica costruita che lavori consistentemente su tutta l'area.

### II.3 Bolometro.

Come abbiamo visto, la transizione di un film superconduttore avviene in un certo intervallo di temperatura

$\Delta T_c$  che dipende da vari parametri quali l'uniformità dello spessore del film, i bordi, la purezza del metallo, ecc. Ottimizzando i vari parametri è però possibile ottenere transizioni di larghezza inferiore al milligrado. In un intorno della temperatura intermedia  $T_c$  (fig. 12), la resistenza è una forte funzione della temperatura e questa proprietà viene sfruttata nella costruzione di rivelatori di radiazione infrarossa. Un film superconduttore è termicamente connesso, con accoppiamento lasco, a una riserva la cui temperatura è tenuta stabile a  $T_c$ . La radiazione elettromagnetica produce un aumento di temperatura del film e quindi una variazione di resistenza che viene misurata. Due sono i vantaggi che derivano dall'uso di un film superconduttore come rivelatore ed ambedue sono legati alla bassa temperatura di lavoro. In primo luogo, nei bolometri che lavorano a temperatura ambiente il minimo segnale rivelabile è limitato dalle fluttuazioni termiche. In secondo luogo la sensibilità del bolometro è inversamente proporzionale al suo calore specifico che diminuisce abbassando la temperatura. Questi

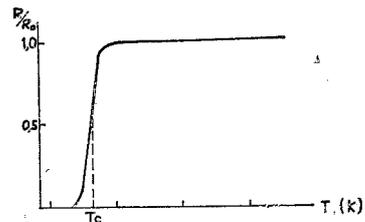


Fig. 12. — Resistenza di un film superconduttore in funzione della temperatura.

bolometri superconduttori sono particolarmente utili nel lontano infrarosso, cioè nella zona di lunghezze d'onda che va da 50 a 1000  $\mu\text{m}$ , dove la maggior parte degli altri rivelatori diventa inefficiente.

In fig. 13 è mostrato il bolometro costruito da Martin e Bloor [31]. Il film di stagno  $E$  è depositato su una lastrina di mica di 3  $\mu\text{m} \times 3 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  che è sospesa con fili di nylon a un anello di rame  $C$ . Questo, essendo accoppiato alla riserva d'elio liquido attraverso il tappo di nylon  $W$  di bassa conducibilità termica, costituisce un « volano » termico avente costante di tempo di alcuni secondi. Questo accorgimento permette di termoregolare elettronicamente l'anello di rame (e quindi il rivelatore)

alla temperatura critica  $T_c$  entro  $10^{-5}$  K tramite il riscaldatore  $H$  (termoregolazione fine), mentre il bagno d'elio è termoregolato, tramite un manostato, entro  $10^{-3}$  K. Si

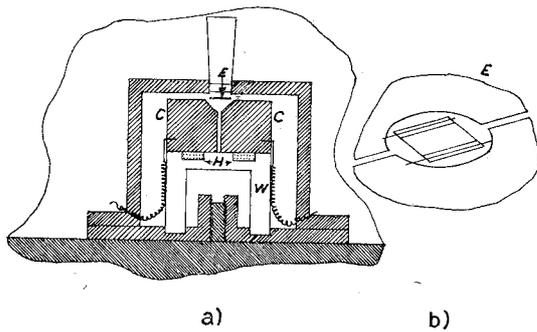


Fig. 13. — Bolometro di Martin e Bloor [31].

è trovato sperimentalmente che il minimo segnale rivelabile con questo bolometro è  $10^{-12}$  W con una costante tempo di un secondo, ma che questo limite è principalmente posto dal rumore dell'amplificatore a temperatura ambiente. Usando un amplificatore a bassa temperatura, dovrebbe essere possibile raggiungere il punto in cui la sensibilità è limitata dal rumore del film superconduttore. Ora, com'è noto, le cause che generano rumore nel segnale di uscita di un bolometro sono essenzialmente tre: fluttuazioni elettriche (Johnson noise) e fluttuazioni termiche del bolometro; fluttuazioni d'intensità della radiazione incidente (photon noise). La potenza equivalente a queste tre sorgenti di calore è:

$$P_J^2 = \frac{4 k T R \Delta f}{r^2} \text{ (Johnson noise)}$$

$$\Delta P_T^2 = 4 k T^3 C \Delta f \text{ (rumore termico)}$$

$$\Delta P_1^2 + \Delta P_2^2 = 8 k (T_1^5 + T_2^5) \varepsilon \sigma A \Delta f \text{ (photon noise)}$$

dove  $r$  è la risposta del bolometro, cioè la variazione della differenza di potenziale ai capi del film per unità di potenza incidente,  $C$  è la conducibilità termica della connessione tra il film e il volano termico,  $T_1$  e  $T_2$  sono le temperature del film e dell'ambiente che lo circonda rispettivamente,  $\sigma$  è la costante di Stefan,  $A$  e  $\varepsilon$  sono l'area e l'emissività del film. Data la bassa temperatura a cui lavora il bolometro, e poichè  $r$  e  $C$  possono essere resi rispettivamente grande e piccolo,  $P_J^2$  e  $\Delta P_T^2$  possono diventare trascurabili rispetto al « photon noise ». Nel caso  $T_1 = T_2$  cioè in cui il bolometro è in equilibrio con l'ambiente, si ha quindi:

$$\Delta P^2 = 16 k \varepsilon \sigma A T^5 \Delta f.$$

Questa rappresenta la massima sensibilità raggiungibile

da un bolometro. Con  $\varepsilon \sim 1$ ,  $A = 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>,  $\Delta f = 1$  Hz,  $T = 4$  K, si ha  $\Delta P \sim 10^{-16}$  W.

Manoscritto pervenuto l'11 marzo 1970.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] H. E. VOGEL: Thesis, University of North Carolina 1962.
- [2] I. GIAEVER, H. R. ZELLER: « Phys. Rev. Letters », vol. 20, 1968, pag. 1504.
- [3] N. K. HINDLEY, J. H. P. WATSON: « Phys. Rev. », vol. 183, 1969, pag. 525.
- [4] H. L. CASWELL: « J. Appl. Phys. », vol. 32, n. 105, 1961, pag. 2641.
- [5] M. STRONGIN et al.: « Phys. Rev. Letters », vol. 21, 1968, pag. 1320.
- [6] W. L. MC MILLAN: « Phys. Rev. », vol. 167, 1968, pag. 331.
- [7] N. V. ZAVARITSKII: « Doklady Akad. Nauk SSSR », vol. 78, 1951, pag. 665.
- [8] N. V. ZAVARITSKII: « Doklady Akad. Nauk SSSR », vol. 85, 1952, pag. 749.
- [9] N. V. ZAVARITSKII: « Doklady Akad. Nauk SSSR », vol. 86, 1952, pag. 501.
- [10] J. M. LOCK: « Proc. Roy. Soc. », (London), vol. A208, 1951, pag. 391.
- [11] D. H. DOUGLASS JR, R. H. BLUMBERG: « Phys. Rev. », vol. 127, 1962, pag. 2038.
- [12] I. S. KHUKHAREVA: « Soviet Phys. - JETP », vol. 16, 1963, pag. 828.
- [13] M. TINKHAM: « Phys. Rev. », vol. 129, 1963, pag. 2413.
- [14] D. E. MORRIS, M. TINKHAM: « Phys. Rev. Letters », vol. 6, 1962, pag. 600.
- [15] R. F. BROOM, E. H. RHODERICK: « Proc. Phys. Soc. », (London), vol. 79, 1961, pag. 586.
- [16] L. A. FEIGIN, A. I. SCHALNIKOV: « Soviet Phys. - Doklady », vol. 1, 1956, pag. 375.
- [17] N. GINZBURG, A. I. SHALNIKOV: « Soviet Phys. - JETP », vol. 10, 1960, pag. 285.
- [18] E. H. RHODERICK, E. M. WILSON: « Nature », vol. 194, 1962, pag. 1167.
- [19] I. GIAEVER, K. MEGERLE: « Phys. Rev. », vol. 122, 1961, pag. 1101.
- [20] D. H. DOUGLASS JR, L. M. FALIKOV: « Progr. Low Temp. Phys. », (ed. by Gorter, 1964), vol. IV, pag. 97.
- [21] J. L. MILES et al.: « Proc. IEEE », vol. 51, 1963, pag. 937.
- [22] A. C. SCOTT: « Solid State Electron », vol. 7, 1964, pag. 137.
- [23] H. T. YUAN, A. C. SCOTT: « Solid State Electron », vol. 9, 1966, pag. 1149.
- [24] S. SHAPIRO, A. R. JANUS: « Proc. LT8 », (London, 1963), pag. 321.
- [25] S. SHAPIRO, E. J. MC NIFF: Technical Documentary Report No. AL-TDR-64-46 1964.
- [26] C. F. COOK, G. E. EVERETT: « Phys. Rev. », vol. 159, 1967, pag. 374.
- [27] I. GIAEVER et al.: « Phys. Rev. », vol. 126, 1962, pag. 941.
- [28] V. L. NEWHOUSE et al.: « Proc. IRE », vol. 48, 1960, pag. 1395.
- [29] V. L. NEWHOUSE: Superconducting Devices, in « Superconductivity », (ed. R. D. Parks, 1969), pag. 1314.
- [30] R. A. GANGE: « Electronics », 17 marzo 1969, pag. 108.
- [31] D. H. MARTIN, D. BLOOR: « Cryogenics », vol. 1, 1961, pag. 159.