

POLARIZZAZIONE E STABILIZZAZIONE TERMICA DI UN TRANSISTOR

Prerequisiti:

Conoscenza delle Leggi dell'Elettrotecnica e della Termodinamica.

Conoscenza dell'Elettronica dello Stato Solido.

Obiettivi:

Saper calcolare il punto di lavoro di un elemento attivo allo stato solido

01). LA TEMPERATURA E LO STATO SOLIDO

Sappiamo che l'energia termica produce cariche libere all'interno del reticolo cristallino, e il loro aumento è in funzione dell'aumento della temperatura: queste cariche sono chiamate minoritarie, in contrapposizione alle cariche maggioritarie che nascono per effetto del drogaggio "N" o "P". Quest'aumento di cariche libere fa crescere la conducibilità, con conseguente aumento della corrente I_{cbo} , che noi chiameremo inversa perché di segno opposto a quella creata dal drogaggio.

Per effetto Joule il corpo solido si riscalda al passaggio della I_{cbo} , facendo aumentare l'energia termica interna, con la conseguenza di un ulteriore aumento delle cariche elettriche libere. Si innesca, così, un pericoloso processo di reazione positiva che porta velocemente il componente alla distruzione per surriscaldamento. Il reticolo cristallino si scompone e i fenomeni di conducibilità basati sul drogaggio vanno distrutti. Il componente è inutilizzabile. Una tecnologia elettronica basata su questa fenomenologia non ha una grande prospettiva. Lo stato solido, in ultima analisi, è intrinsecamente instabile, "si ubriaca" di temperatura fino alle estreme conseguenze, sembra quasi che abbia "tendenze suicide", ma le sue qualità specifiche sono eccellenti, quando è ben adoperato. Si capisce allora come sia importante stabilizzarlo termicamente. Si è scoperto, attraverso studi sperimentali, che la corrente inversa I_{cbo} , dovuta alle cariche minoritarie, varia esponenzialmente con la temperatura secondo l'espressione empirica:

$$I_{cbo} = I_{cbo25} \cdot e^{\phi \Delta T} \quad (1)$$

dove I_{cbo25} è il valore della corrente inversa di riferimento a 25^0C , ΔT è la variazione di temperatura intorno a 25^0C (ossia $\Delta T = T - 25^0\text{C}$) e ϕ è un coefficiente che dipende dal materiale semiconduttore adoperato che varia tra 0,06 e 0,1 (con un valore medio intorno a 0,075). In pratica si può dire, con buona approssimazione, che la **corrente inversa I_{cbo} raddoppia il suo valore per ogni aumento di temperatura di 10 gradi centigradi**. Possiamo cioè modificare l'espressione (1) e scrivere, senza commettere errori troppo grossolani:

$$I_{cbo} = I_{cbo25} \cdot 2^{\frac{\Delta T}{10}} \quad (1a)$$

L'espressione (1a) sarà quella che noi adopereremo.

02). STABILIZZAZIONE TERMICA DEL TRANSISTORE

La *stabilità termica* di un transistor (da non confondere con la dissipazione termica!) è definita tramite un coefficiente S_T che mette in risalto quanto cresce la corrente di collettore I_C rispetto all'aumento della corrente inversa I_{cbo} a causa del riscaldamento della giunzione. Esso è quindi il rapporto tra la variazione ΔI_C della corrente di collettore I_C e la variazione ΔI_{cbo} della I_{cbo} , ossia:

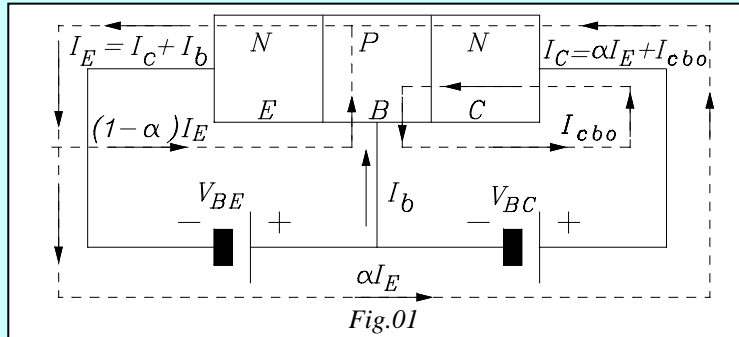
$$S_T = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_{cbo}} \quad (1b)$$

Tale rapporto deve tendere al più piccolo valore possibile. Se S_T assume il *valore uno*, significa che l'aumento della I_{cbo} si riduce ad un pari aumento della corrente di collettore I_C senza pericolosi effetti amplificatori, e il sistema transistor è stabile termicamente.

Richiami

Correnti di polarizzazione in un transistor BJT.

Attraverso la giunzione base-collettore, a causa della polarizzazione inversa, come già noto, circola una corrente inversa di saturazione I_{cbo} , dovuta alla rottura dei legami covalenti per effetti termici.



Questa corrente si somma alla corrente di collettore e si sottrae a quella di base, secondo l'espressione (si guardi la Fig.01):

$$I_C = \alpha \cdot I_E + I_{cbo}; \quad I_B = (1 - \alpha) \cdot I_E - I_{cbo}; \quad (2)$$

con:

$$\alpha = \frac{I_C - I_{cbo}}{I_E} < 1.$$

Sapendo che: $I_E = I_C + I_B$, con alcuni passaggi arriviamo alla:

$$I_C = \frac{1}{1 - \alpha} \cdot I_{cbo} + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot I_B$$

Definiamo il parametro β (coefficiente di amplificazione statico) come :

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha};$$

da ciò si ottiene che: $\frac{1}{1 - \alpha} = 1 + \beta$. (Infatti è: $1 + \beta = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha} + \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{1}{1 - \alpha}$).

Possiamo, quindi, scrivere:

$$I_C = (1 + \beta) \cdot I_{cbo} + \beta \cdot I_B \quad (3)$$

Le (2) e la (3) sono le equazioni fondamentali per la definizione dei parametri di stabilità termica.

----*----

Vediamo ora quale configurazione circuitale rende il transistor più stabile termicamente:

1) **Base comune:** In questa configurazione possiamo scrivere per la corrente di collettore: $I_C = \alpha \cdot I_E + I_{cbo}$ con $\alpha < 1$. Se differenziamo quest'espressione rispetto a I_{cbo} , otteniamo:

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_{cbo}} = 1 \quad (3a)$$

perciò per sua natura, **la configurazione a base comune è, intrinsecamente stabile.**

2) **Emettitore comune:** In questa configurazione possiamo scrivere, per la (3) che la corrente di collettore è: $I_C = \beta \cdot I_B + (1 + \beta) \cdot I_{cbo}$ con $\beta \gg 1$. Se differenziamo quest'espressione rispetto a I_{cbo} otteniamo:

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_{cbo}} = (1 + \beta) \quad (3b)$$

Questo risultato ci porta a dedurre che **la configurazione ad emettitore comune è molto instabile** termicamente perché β ha un valore molto grande. Purtroppo questa è proprio la configurazione più usata nei sistemi di amplificazione, per la sua alta funzionalità.

Chiariamo meglio con un esempio i concetti su esposti. Partiamo dal valore standard di 25°C di temperatura ambiente e immaginiamo di avere un transistor al Germanio (più sensibile alla temperatura a confronto con il Silicio, quindi con fenomeni più appariscenti) nella configurazione ad emettitore comune, con una corrente inversa: $I_{cbo} = 5\mu A$ (a 25°C). Supponiamo che nel punto di lavoro prestabilito, il transistor abbia una corrente di base $I_B = 75\mu A$ e un coefficiente di amplificazione statico $\beta = 50$. In queste condizioni, dalla (3b) otteniamo un coefficiente di stabilità: $S_T = 51$.

Vogliamo sapere quanto sarà la corrente di collettore se la giunzione raggiunge la temperatura di 85°C. Alla temperatura standard di 25°C abbiamo:

$$I_C = \beta \cdot I_B + (1 + \beta) \cdot I_{cbo} = 50 \cdot 75 \cdot 10^{-6} + 51 \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 4\text{mA}$$

La variazione di temperatura richiesta è data da: $\Delta T = 85 - 25 = 60^\circ\text{C}$. Sostituiamo questi valori nella (1) ed otteniamo:

$$I_{cbo} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot 2^{\frac{60}{10}} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot 64 = 320\mu\text{A}$$

In base alla (3) la corrente di collettore a 85°C sarà:

$$I_C = 50 \cdot 75 \cdot 10^{-6} + 51 \cdot 320 \cdot 10^{-6} = 20\text{mA}$$

con un incremento assoluto di $\Delta I_C = 20 - 4 = 16\text{mA}$, che corrisponde a un aumento percentuale di $16 / 4 \cdot 100$ ossia del 400%. In queste condizioni il transistor ha poca vita e morirà bruciato.

Imponiamogli adesso un aumento massimo del 25% della corrente di collettore, attraverso un buon circuito di stabilizzazione termica (ancora da definire). In queste condizioni la corrente di collettore I_C passerà da 4mA a $4 + 25 / 100 \cdot 4 = 5\text{mA}$, cioè avrà una variazione ΔI_C di un solo milliampere. In queste condizioni il coefficiente di stabilità S_T passerà da 51 a:

$$S_T = \frac{\Delta I_c}{\Delta I_{cbo}} = \frac{(5 - 4) \cdot 10^{-3}}{(320 - 5) \cdot 10^{-6}} = 3,2$$

che è un valore molto buono, che si avvicina sufficientemente all'unità e che produce un notevole miglioramento della stabilità termica.

Il problema, ora, sarà trovare i circuiti adatti allo scopo e tra essi quale circuito elettrico si presterà più di altri a migliorare la stabilità termica del semiconduttore BJT.

03). CIRCUITI DI STABILIZZAZIONE TERMICA

Un transistor, per funzionare, deve essere polarizzato, ossia deve avere un punto di lavoro in cui sono ben definiti i parametri elettrici. Ma è ancor più importante che questi parametri debbano rimanere *sufficientemente stabili* al variare delle condizioni ambientali, e, in particolare, al variare della temperatura.

*Perciò il calcolo dei circuiti esterni di servizio al transistor deve soddisfare due essenziali condizioni: **polarizzare il componente e contemporaneamente stabilizzare termicamente la polarizzazione.***

Sono molti i circuiti di polarizzazione che possono essere usati. Vediamo qui i due più importanti ed analizziamo i loro pregi e i loro difetti.

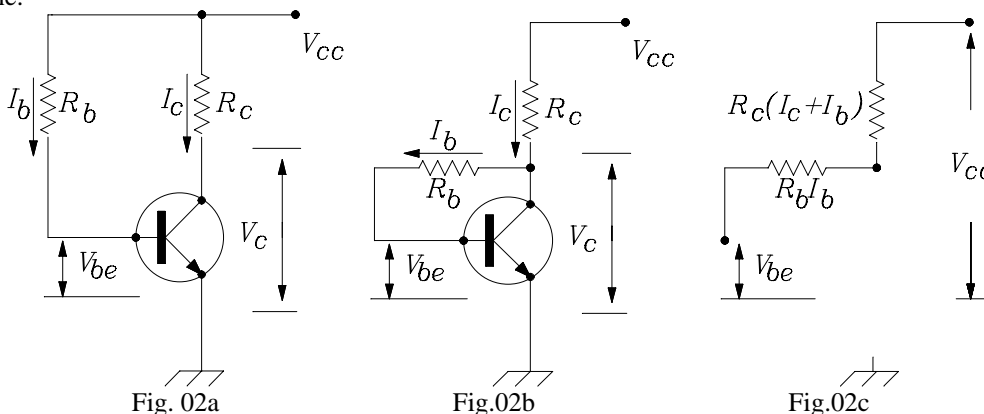
1) Circuito di stabilizzazione mediante R_b

La Fig.02a riporta un comune circuito di polarizzazione in cui la corrente di base è fornita dall'alimentazione V_{CC} tramite la resistenza R_b . La corrente di polarizzazione di base I_b è data dalla legge di Ohm:

$$I_b = \frac{V_{CC} - V_{be}}{R_b} \tag{4a}$$

Questo circuito non produce, però, alcun controllo sulla stabilizzazione termica.

Modifichiamolo come in Fig.02b, staccando la resistenza di base R_b dall'alimentazione e collegandola direttamente al collettore del transistor. Controlliamo se il nuovo schema realizza *un circuito di stabilizzazione termica*, oltre che di polarizzazione.



La (4a) diventa:

$$I_b = \frac{V_C - V_{be}}{R_b}; \quad (4)$$

Nella (4) compare la tensione di collettore V_C e non quella di alimentazione V_{CC} (che ovviamente è da considerarsi a valore costante). Dall'espressione (4) possiamo qualitativamente dedurre che se aumenta la I_C , aumenta anche la caduta di tensione su R_C a scapito di V_C . Una diminuzione di V_C , per la (4), porta ad una diminuzione di I_b , e ad una diminuzione della I_C per il legame diretto con I_b , e viceversa. **Possiamo concludere che il circuito tende a non far variare la I_C , realizzando di fatto una stabilizzazione del punto di lavoro.**

Cerchiamo di quantificare questo effetto stabilizzante. Ebbene, quantitativamente possiamo dire che il coefficiente di stabilità S_T relativo al circuito di Fig.02b è dato dalla:

$$S \cong \frac{R_b}{R_C} + 1 \quad (5)$$

che è una formula di progetto.

----*----

Approfondimento matematico

Dimostriamo quant'è il coefficiente di stabilità S_T del circuito di Fig.02b, giustificando quindi la (5). Dal circuito semplificato di Fig.02c si vede che:

$$V_{CC} = R_C(I_C + I_b) + R_b I_b + V_{be},$$

ossia, raccogliendo secondo le correnti:

$$V_{CC} = V_{be} + (R_b + R_C)I_b + R_C I_C.$$

Ricordiamo dalla (3) che: $I_C = (1 + \beta) \cdot I_{cbo} + \beta \cdot I_b$; da questa ricaviamo l'espressione di I_b :

$$I_b = \frac{I_C - (1 + \beta) \cdot I_{cbo}}{\beta}$$

e la sostituiamo nella precedente. Otteniamo:

$$V_{CC} = V_{be} + R_C I_C + (R_b + R_C) \cdot \frac{I_C - (1 + \beta) I_{cbo}}{\beta}$$

Sviluppando e trasformando in successione si giunge a:

$$V_{CC} = V_{be} + I_C \left(R_C + \frac{1 + \beta}{\beta} + \frac{R_b}{\beta} \right) - (R_b + R_C) \frac{1 + \beta}{\beta} I_{cbo}$$

Senza notevoli errori, per essere $\beta \gg 1$, possiamo porre:

$$\frac{1 + \beta}{\beta} \cong 1$$

Con qualche altro passaggio giungiamo alla definizione della corrente di collettore:

$$I_C = \frac{V_{CC} + V_{be} + (R_b + R_C) I_{cbo}}{R_C + \frac{R_b}{\beta}} = \frac{V_{CC} - V_{be} + \frac{R_b + R_C}{R_C + \frac{R_b}{\beta}} I_{cbo}}{R_C + \frac{R_b}{\beta}}$$

Deriviamo, ora, la I_C rispetto alla I_{cbo} . Si ottiene:

$$S_T = \frac{dI_C}{dI_{cbo}} = \frac{R_b + R_C}{R_C + \frac{R_b}{\beta}} \cong \frac{R_b + R_C}{R_C},$$

poiché possiamo ritenere $\frac{R_b}{\beta}$ trascurabile.

$$\text{E' così dimostrata la (5): } S \cong \frac{R_b}{R_C} + 1$$

----*----

Nella pratica progettuale, con questo circuito, si ottengono valori di S_T troppo elevati (spesso al di sopra di 20) perché la R_b non può essere ridotta quanto si vuole, in quanto essa è praticamente predeterminata, essendo l'unica resistenza di polarizzazione del circuito di base. La R_C , d'altronde, non può essere aumentata quanto si vuole, perché è

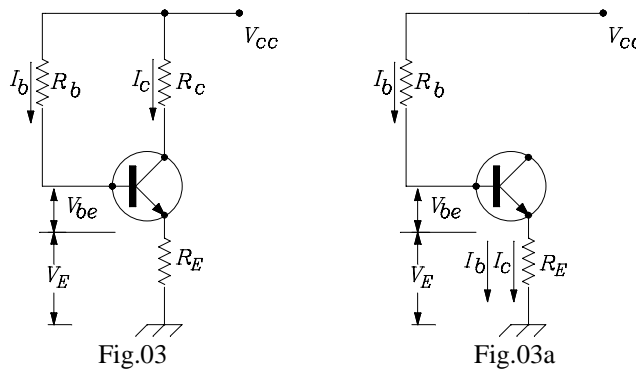
legata alla tensione di alimentazione. Quindi il circuito di Fig.02b non è molto buono ma è semplice e con pochi componenti circuitali. Esso viene usato solo nei casi in cui non si prevedono grandi escursioni termiche.

2) Circuito di stabilizzazione mediante R_E .

E' il caso più interessante perché da esso deriva il sistema di stabilizzazione che viene comunemente adoperato nella polarizzazione di un transistor. Qualitativamente possiamo dire che a ogni aumento della corrente di collettore I_C , per esempio dovuta all'aumento della temperatura, si verifica un aumento della tensione V_E su R_E . (Fig.03) che fa diminuire la V_{be} , di conseguenza anche la I_b e quindi fa diminuire anche la I_C . Cioè il circuito si comporta, anch'esso, come stabilizzatore del punto di lavoro. Quantitativamente abbiamo la seguente relazione che definisce il coefficiente di stabilità del circuito:

$$S = \frac{R_b}{R_E} + 1 \tag{6}$$

Questa relazione è importantissima perché è una formula di progetto, che viene sempre applicata nel calcolo della polarizzazione.



Approfondimento matematico

Giustificiamo la (6). In presenza delle Fig.03 e Fig.03a possiamo scrivere:

$$V_{CC} = R_b I_b + V_{be} + V_E = R_b I_b + V_{be} + R_E \cdot (I_C + I_b) = R_E I_C + V_{be} + (R_E + R_b) \cdot I_b$$

Ricordiamo dalla (3) che: $I_C = (1 + \beta) \cdot I_{cbo} + \beta \cdot I_b$. Da quest'espressione ricaviamo la I_b :

$$I_b = \frac{I_C - (1 + \beta) \cdot I_{cbo}}{\beta}$$

che sostituiamo nella precedente ed otteniamo:

$$V_{CC} = (R_b + R_E) \cdot \frac{I_C - (1 + \beta) \cdot I_{cbo}}{\beta} + V_{be} + R_E I_C$$

Attraverso alcuni passaggi si giunge a:

$$V_{CC} = \left(\frac{R_b}{\beta} + \frac{1 + \beta}{\beta} R_E \right) I_C - (R_b + R_E) \frac{1 + \beta}{\beta} I_{cbo} + V_{be}$$

Senza notevoli errori possiamo porre:

$$\frac{1 + \beta}{\beta} \cong 1$$

per cui:

$$V_{CC} = \left(\frac{R_b}{\beta} + R_E \right) I_C - (R_b + R_E) I_{cbo} + V_{be}$$

Si può allora ricavare la I_C :

$$I_C = \frac{V_{CC} - V_{be}}{\frac{R_b}{\beta} + R_E} + \frac{R_b + R_E}{\frac{R_b}{\beta} + R_E} I_{cbo}$$

Deriviamo rispetto a I_{cbo} ed otteniamo finalmente:

$$S_T = \frac{dI_C}{dI_{cbo}} = \frac{R_b + R_E}{\frac{R_b}{\beta} + R_E}$$

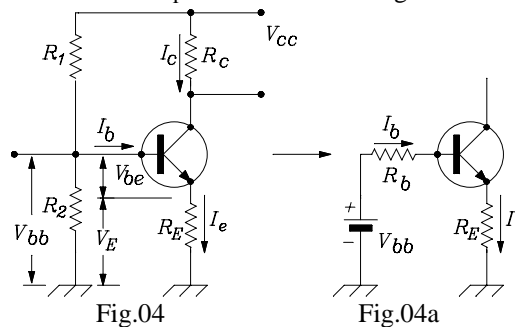
Se teniamo conto che $\frac{R_b}{\beta} \ll R_E$, ritroviamo la (6).

Anche con questo circuito di stabilizzazione otteniamo valori di S_T molto alti, (**anche peggiori del caso precedente!**) perché la R_b non può essere diminuita molto in quanto è legata alla polarizzazione e la R_E non può essere aumentata a scapito della R_C , con la conseguenza di ridurre l'amplificazione (che è proporzionale a R_C) a valori inaccettabili.

Ma questo circuito può essere migliorato, come vedremo adesso.

04). LA POLARIZZAZIONE E LA STABILIZZAZIONE TERMICA

Se usiamo il sistema di polarizzazione a partitore di base con le due resistenze R_1 e R_2 come in Fig.04, allora il valore di R_b (Fig.04a) deriva non solo dal loro parallelo ma dipende notevolmente anche dalla bassa tensione di partizione V_{bb} (Teorema di Thevenin). Quindi il **valore di R_b dell'espressione (6) può essere teoricamente ridotto quanto si vuole** facendo di conseguenza tendere S_T all'unità con un miglioramento notevole della stabilità termica.



E' questo in fondo il metodo che viene quasi sempre adoperato per la determinazione del punto di lavoro del transistor. **Nella Fig.04 è riportato il circuito di polarizzazione ormai comunemente utilizzato.** La corrente di base I_b proviene dal partitore di tensione, formato dalle due resistenze R_1 e R_2 , e alimentato dalla tensione V_{CC} . Nel nodo formato da R_1 ed R_2 è presente la tensione di partizione V_{bb} , che si ricava dalla nota legge del partitore:

$$V_{bb} = V_{CC} \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad (7)$$

La resistenza interna R_b del generatore V_{bb} è calcolata applicando il teorema di Thevenin. Essa scaturisce dal parallelo delle due resistenze R_1 e R_2 :

$$R_b = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \quad (8)$$

Dalle espressioni (7) e (8) si deduce che, se V_{bb} è piccola, possiamo dare anche a R_b un valore decisamente piccolo, migliorando così, il valore della (6) e facendo tendere S_T ad un numero molto prossimo al valore limite "1".

05). ESEMPIO DI POLARIZZAZIONE E STABILIZZAZIONE

Applichiamo i concetti su esposti e vediamo, ora, com'è possibile polarizzare un BJT con una buona stabilizzazione termica. Nei casi più comuni e meno impegnativi termicamente, si considera un valore accettabile di S_T intorno a $3 \div 5$. Ma questo valore di S_T , per esempio, è troppo grande quando vogliamo progettare circuiti sottoposti a grande escursione termica. Si pensi in che condizioni gravose si trova un'autoradio quando sta funzionando dentro un cruscotto nero sotto il sole estivo, magari con l'auto lasciata in sosta, con i finestrini chiusi! In questo caso S_T non può superare il valore 2. Abbassare molto S_T , però, significa ridurre notevolmente i valori di R_1 e R_2 , e ciò comporta una forte corrente nel partitore e quindi un forte consumo energetico dovuto ai vari circuiti di partizione. Questa è purtroppo la contropartita (per questo motivo un'autoradio consuma molto).

I valori che di solito vengono fissati nella fase iniziale di calcolo sono:

La tensione di alimentazione V_{CC} ,
 La differenza di potenziale ai capi del transistor V_{CE} ,
 La corrente di collettore I_C ,
 Il coefficiente di amplificazione h_{FE} ,
 Il coefficiente di stabilizzazione termica S

Procediamo. Se si sostituisce la (8) nella (7) e si risolve rispetto a R_1 si ottiene un'espressione molto comoda:

$$R_1 = R_b \cdot \frac{V_{CC}}{V_{bb}}, \quad (9)$$

che viene usata per il calcolo immediato di R_1 , dopo aver determinato R_b e V_{bb} (V_{CC} di norma è conosciuto).

Vi sono ancora alcune incognite che ci impediscono di individuare il punto di lavoro del BJT. Risolviamole man mano.

Possiamo trovare facilmente il valore di I_b :

$$I_b = \frac{I_C}{h_{FE}} \quad (10)$$

L'esperienza di progettazione consolidata ci indica inoltre che si può accettare una perdita di tensione su R_E intorno al 10% della tensione di alimentazione:

$$V_E = R_E \cdot I_E \approx 0,1 \cdot V_{CC}.$$

Si può anche affermare che, poiché I_b è trascurabile rispetto a I_E , è anche $I_E \cong I_C$, quindi arriviamo alla:

$$V_E = R_E \cdot I_C \approx 0,1 \cdot V_{CC} \quad (11)$$

Dalla (11) si ricava il valore della resistenza di emettitore R_E .

Tramite la (6), che riportiamo per comodità

$$S = \frac{R_b}{R_E} + 1$$

si può, ora, trovare il valore di R_b :

$$R_b = R_E \cdot (S - 1) \quad (12)$$

Dobbiamo determinare la V_{bb} . Ricordiamo, a questo punto, che la tensione di barriera sulla giunzione è valutabile intorno a 0,6V per il Silicio e intorno a 0,2V per il Germanio.

Nel nostro caso, ammettendo di utilizzare un BJT al Silicio, possiamo porre: $V_{BE} \cong 0,6V$. Guardando la maglia d'ingresso in Fig.04a, possiamo ricavare V_{bb} dalla relazione:

$$V_{bb} = V_E + V_{BE} + R_b \cdot I_b \quad (13)$$

dove tutti i parametri sono ormai noti.

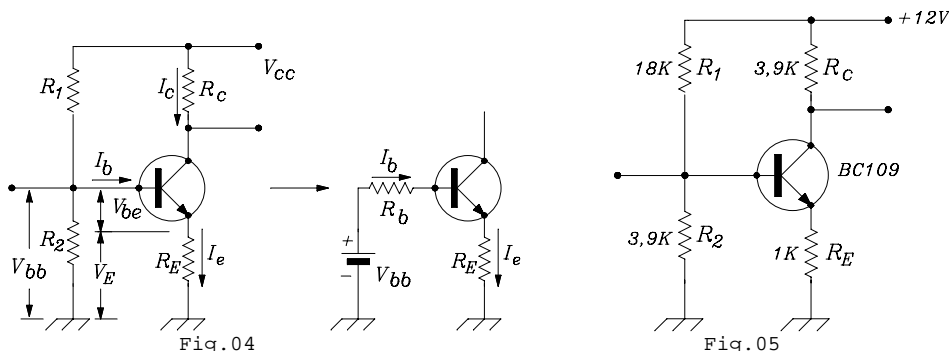
Infine dalla (9) calcoliamo il valore di R_1 e dalla (8) il valore di R_2 tramite la:

$$R_2 = \frac{R_1 \cdot R_b}{R_1 - R_b} \quad (14)$$

Tutte le formule, dalla (6) alla (14), sono necessarie per calcolare correttamente la polarizzazione di un transistor BJT.

Facciamo un esercizio di calcolo:

Questo esercizio può essere considerato un esempio standard di calcolo di una polarizzazione con stabilizzazione termica.



Un transistor **BC109** è utilizzato in un amplificatore monostadio come quello di Fig.04, che qui riportiamo. La tensione di alimentazione V_{CC} è di 12V. Il punto di lavoro è stato scelto, sul manuale applicativo del BC109, intorno a questi valori: $V_{CE} = 5V$; $V_{Re} = 1,5V$; $I_C = 1,5mA$; $S = 4$; Nel punto di lavoro scelto leggiamo, dai fogli tecnici, che i parametri "h" hanno circa i seguenti valori;

$$h_{fe} = 220 ; \quad h_{ie} = 4,5 \cdot 10^3 \Omega ; \quad h_{oe} = 30 \mu\Omega^{-1} .$$

Di questi parametri, per ora, ci interessa solo h_{FE} . La V_{BE} s'intende fissata a **0,6V**. Vogliamo trovare il valore di tutti i componenti resistivi che permettono al transistor di funzionare sul punto di lavoro assegnato.

Procediamo nel calcolo nella giusta sequenza, applicando le espressioni dalla (6) alla (14):

$$I_b = \frac{I_C}{h_{FE}} = \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{220} = 7 \cdot 10^{-6} = 7 \mu A$$

$$R_C = \frac{V_{CC} - V_{CE} - V_{Re}}{I_C} = 3,6 \cdot 10^3 \rightarrow 3,9 K\Omega$$

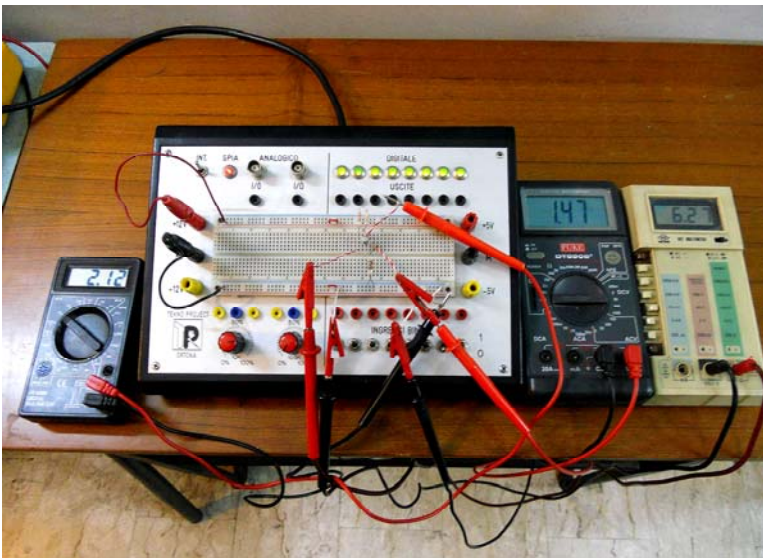
$$R_E = \frac{V_{Re}}{I_C} = 1 \cdot 10^3 \rightarrow 1 K\Omega$$

$$R_b = R_E \cdot (S-1) = 3 \cdot 10^3 \Omega$$

$$V_{bb} = R_b \cdot I_b + V_{BE} + V_{Re} = 3 \cdot 10^3 \cdot 7 \cdot 10^{-6} + 0,6 + 1,5 = 2,21 V$$

$$R_1 = \frac{V_{CC} \cdot R_b}{V_{bb} - R_b} = \frac{12}{2,21} \cdot 3 \cdot 10^3 = 16,98 \cdot 10^3 \rightarrow 18 K\Omega$$

$$R_2 = \frac{R_1 \cdot R_b}{R_1 - R_b} = \frac{18 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^3}{(18-3) \cdot 10^3} = 3,6 \cdot 10^3 \rightarrow 3,9 K\Omega$$



essere bene accettati.

Abbiamo così determinato tutti i valori delle componenti resistive. Il circuito è pronto a funzionare nel punto di lavoro assegnato (Fig.05).

Al collaudo il circuito ha fornito i seguenti risultati:

$$V_{RE} = 1,47 V ; \quad V_{CE} = 6,27 V ;$$

$$V_{bb} = 2,12 V ;$$

da cui:

$$V_{BE} = V_{bb} - V_{RE} = 2,12 - 1,47 = 0,65 V$$

Considerando la grande variabilità del parametro h_{FE} tra transistor e transistor, tenendo conto della tolleranza e dell'approssimazione delle resistenze adoperate, i valori pratici letti possono

Maggio 2012

Nicola del Ciotto

IL PROBLEMA DELLA DISSIPAZIONE TERMICA

Prerequisiti:

Conoscenza delle leggi della termodinamica

Obiettivi:

Saper risolvere un problema termico.

Quando si ha a che fare con le potenze è necessario e naturale tener conto, ***sempre***, dei rendimenti raggiunti. Infatti, tanto più alto è il rendimento del sistema tanto migliore sarà la sua efficienza e tanto meno sarà il calore prodotto.

Lo smaltimento del calore è uno dei problemi più seri nel campo dell'elettronica dello stato solido. Sappiamo già come i semiconduttori siano sensibili agli aumenti della temperatura, e conosciamo già quanti sistemi di polarizzazione e stabilizzazione termica più o meno validi vengono usati correntemente. **Quando, però, il calore prodotto nella giunzione è elevato nasce anche imperiosamente la necessità di dissiparlo, altrimenti non vi è stabilizzazione termica che possa salvare dalla distruzione il componente attivo, sottoposto ad innalzamento termico.**

Lo smaltimento del calore avviene attraverso i dissipatori termici.

I Dissipatori Termici

Dalla Termodinamica ricordiamo che la **Potenza Termica Pd** (calore nell'unità di tempo) trasmessa da un corpo caldo all'ambiente circostante a temperatura più bassa è data da:

$$P_d = \frac{T_j - T_a}{R} \quad (1)$$

dove T_j è la temperatura del corpo caldo, T_a la temperatura dell'ambiente ed R rappresenta la resistenza termica (ossia la difficoltà che ha il corpo caldo a trasferire il suo calore all'ambiente freddo circostante),.

Se ci riferiamo ad un transistor, R è la resistenza termica tra la giunzione di collettore e l'esterno, T_j è la temperatura di giunzione e T_a è la temperatura ambiente. All'equilibrio termico la temperatura di giunzione T_j si stabilizzerà, per la (1), sul valore:

$$T_j = T_a + R \cdot P_d \quad (2)$$

Perciò è indispensabile che i valori del secondo membro dell'equazione non facciano raggiungere alla T_j la T_{jmax} che la giunzione può sopportare (**80÷100°C per il Germanio e 180÷200°C per il Silicio**). Per rispettare questa condizione si deve intervenire oclatamente sui tre parametri T_a , R , P_d che determinano la T_j .

Abbiamo detto che T_a è la temperatura dell'ambiente che circonda il transistor e, quindi, praticamente è la temperatura che si stabilizza all'interno del contenitore dell'apparato.

Dalla (2) si vede che un aumento di T_a impone una diminuzione della P_d per mantenere la stessa T_j . Perciò, quando si progetta un apparato elettronico allo stato solido **bisogna sapere quale sarà la**

temperatura massima a cui sarà sottoposto, per stabilire la potenza P_{dmax} che potranno dissipare i suoi elementi attivi.

Come si può vedere dal diagramma di Fig.01 disegnato per un elemento al Germanio, alla temperatura circostante $T_a = 62.5^\circ\text{C}$ il transistor potrà dissipare solo il 50% della sua P_{dmax} nominale (calcolata a 25°C).

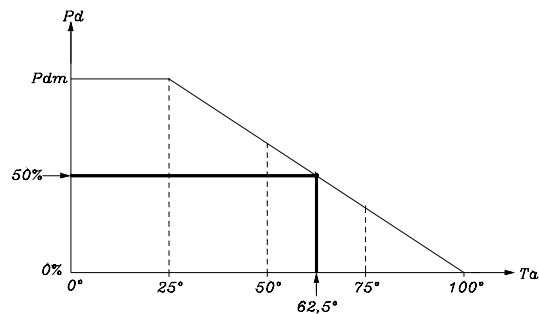
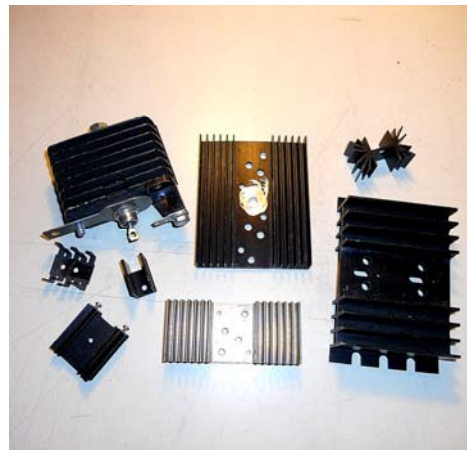


Fig.01

Il più delle volte, però, è difficile prevedere quale sarà la temperatura ambiente T_a . Perciò, seguendo una norma ben collaudata nella progettazione e ben sostenuta dai risultati pratici, si suppone in modo fittizio che la T_a rimanga a 25°C , imponendo, però, che in queste condizioni la temperatura massima di giunzione T_{jm} non superi il 50÷70% della T_{jmax} . Ossia deve verificarsi che:

$$T_{jm} = 0,5 \div 0,7 \cdot T_{jmax} \quad (3)$$



Nelle due foto sono riportati alcuni tipi di dissipatori: dai più piccoli (con Resistenze Termiche molto elevate) nella foto di sinistra, a quelli medio-grandi (con Resistenze Termiche medio-basse) nella foto di destra.



Ma vi sono anche dei dissipatori molto grandi.
Alcuni di questi possono avere resistenze termiche di qualche decimo di $^\circ\text{C}/\text{W}$.

Ad esempio, se $T_{jmax} = 200^{\circ}\text{C}$, noi faremo in modo che, alla temperatura di 25° , si abbia una temperatura di giunzione massima non superiore a:

$$T_{jm} = 0,6 \cdot T_{jmax} = 0,6 \cdot 200 = 120^{\circ}\text{C} .$$

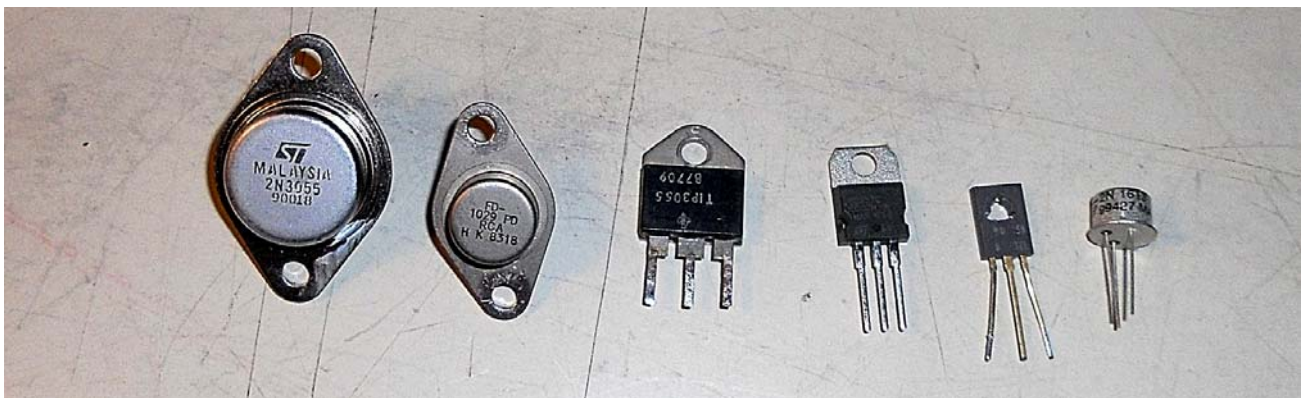
Infatti, se pur la temperatura ambiente si innalzasse addirittura di 55°C sopra i 25°C fino al valore di $(25+55)^{\circ}\text{C}=80^{\circ}\text{C}$, la T_{jm} raggiungerebbe al massimo $120+55=175^{\circ}\text{C}$, ancora sufficientemente al di sotto dei 200°C di T_{jmax} .

-----*

Nel percorso della dissipazione del calore prodotto, avremo di solito a che fare con tre diversi tipi di resistenza termica.

Con le notazioni comunemente adottate definiamo queste tre resistenze termiche:

- 1) **Rj-mb:** Resistenza Termica tra giunzione e base di montaggio del componente.
- 2) **Rmb-h:** Resistenza Termica tra base di montaggio e dissipatore.
- 3) **Rh-amb:** Resistenza Termica tra dissipatore e ambiente circostante.



Alcuni contenitori (cases) di transistor. Da sinistra, verso destra: To3, To66, To3p, To220, To126, To39

Rmb-h (C°/W)	To3	To66	To3p	To220	To126	To39	To117	SOT48
Cont.Diretto	0,26	1,10	0,40	0,80	1,40	1,10	2,10	1,82
Cont.Dir.Silicone	0,12	0,65	0,22	0,50	1,10	0,70	1,70	1,50
Mica Interposta	0,80	1,80	1,10	1,40	2,10	---	---	---
Mica e Silicone	0,42	1,40	0,70	1,20	1,50	---	---	---

Fig.02.

La resistenza termica totale Rj-amb tra la giunzione e l'ambiente è data dalla somma di queste tre resistenze:

$$R_{j-amb} = R_{j-mb} + R_{mb-h} + R_{h-amb} \tag{4}$$

Spieghiamo i loro significati.

1) **La Rj-mb** è la resistenza che incontra il calore per passare dalla giunzione interna alla parte esterna dell'involucro o alla base di appoggio o di montaggio del contenitore (*case*) del transistor. **Di solito il suo valore è fornito dalla casa costruttrice dell'elemento attivo.**

2) **La Rmb-h** è la resistenza che incontra il calore per passare dalla base di montaggio dell'elemento attivo al dissipatore e dipende molto dal materiale interposto (*mica, silicone, ecc...*). **Essa non è facilmente rintracciabile sui manuali.** Diamo, perciò, nella tabella di Fig.02, alcuni valori pratici tra i più significativi, in funzione dei principali contenitori ed in base ai materiali isolanti interposti tra transistor e dissipatore.

3) **La Rh-amb** è la resistenza che incontra il calore per passare finalmente dal dissipatore all'ambiente circostante. **Questa resistenza è, in fondo, l'incognita del problema.**

Ricordando la (1), possiamo scrivere:

$$T_j - T_{amb} = R_{j-amb} \cdot P_d \quad (5)$$

da cui, per quanto detto sopra:

$$T_j - T_{amb} = (R_{j-mb} + R_{mb-h} + R_{h-amb}) \cdot P_d \quad (6)$$

Conoscendo tutti gli altri parametri si ricava la **Rh-amb**:

$$R_{h-amb} = \frac{T_j - T_{amb}}{P_d} - (R_{j-mb} + R_{mb-h}) \quad (C^\circ/W) \quad (7)$$

L'espressione (7) è fondamentale per il calcolo dei dissipatori e deve essere sempre applicata.

Semplice calcolo di un dissipatore

Per una maggiore comprensione delle formule precedenti facciamo un esempio concreto per il calcolo di una resistenza termica “dissipatore-ambiente” **Rh-amb**.

Un transistor 2N3055 inserito in un circuito elettronico è costretto a dissipare una $P_d = 20W$ (*non si confonda la potenza utile P_u con la potenza dissipata P_d !*). Dai listini sappiamo che il 2N3055 ha una $T_{jmax} = 200^\circ C$ e una $P_{dmax} = 115W$. La R_{j-mb} è anch'essa di solito riportata: Risulta $R_{j-mb} = 1.52^\circ C/W$ (Altrimenti basta fare: $(200-25)/115 = 1.52^\circ C/W$). Imponiamo che il transistor non sorpassi una temperatura di giunzione superiore a $T_j = 0,6 \cdot T_{jmax} = 120^\circ C$.

Montiamo il 2N3055 (che ha un case To3) su dissipatore con mica interposta senza silicone (dalla tabella di Fig.02: $R_{mb-h} = 0.80^\circ C/W$).

Avendo posto, per la convenzione già accettata, che sia $T_{amb} = 25^\circ C$, calcoliamo la **resistenza termica massima** necessaria del dissipatore:

$$R_{h-amb} = \frac{120 - 25}{20} - (1,52 + 0,8) = 2,43 \text{ } C^\circ/W \quad (8)$$

Il dissipatore che dovremo montare sul transistor 2N3055 dovrà avere al più una Resistenza termica di $2,43^\circ C/W$ o, ancor meglio, più bassa.

-----*

Il problema ora è reperire, o addirittura, costruire materialmente un dissipatore (heat sink) che abbia il valore calcolato.

Diamo, allora, uno sguardo ai dispositivi di raffreddamento comunemente adoperati. Nella pratica corrente i radiatori più usati sono quelli in **fusione** e quelli a **profilo estruso**. Essi sono di forme ed alettature svariatissime e sono in grado di dissipare anche enormi potenze. Mediante le alettature, più o meno pronunciate e più o meno serrate, questi tipi di dissipatori riescono a produrre una grande superficie di irradiazione in un piccolo volume, concentrato intorno al generatore di energia termica (transistor, diodo, diodo controllato, integrato, ecc...ma anche una testata di motocicletta, un radiatore per il riscaldamento, e così via!). Nel catalogo di un rivenditore serio di componenti elettronici dovrebbe essere sempre associato al dissipatore il suo valore di resistenza termica.

I **radiatori piani**, formati da comuni lastre di metallo, vengono invece usati quando le potenze da smaltire sono solo dell'ordine di appena un centinaio di Watt al massimo, perché, altrimenti, le loro superfici assumerebbero valori proibitivi, con un'efficienza dissipativa sempre più bassa.

In un radiatore le calorie vengono disperse in tre modi:

- 1) **Per conduzione**; la dispersione dipende dal materiale utilizzato, dalla sua forma e dalla sua superficie.
- 2) **Per irraggiamento**; la dispersione dipende dalla quantità di raggi infrarossi emessi.
- 3) **Per convezione**; la dispersione dipende dalla sua posizione e dal salto termico tra radiatore e ambiente.

Attraverso un particolare coefficiente di dispersione termica σ , l'insieme di questi tre fenomeni caratterizza il dissipatore termico. **Questo coefficiente σ deve essere il più grande possibile, poiché rappresenta l'efficienza del dissipatore.**

Per l'**alluminio** e il **rame**, il coefficiente σ ha una gamma di valori che va da circa 1 mW/cm^2 a oltre 8 mW/cm^2 a seconda delle condizioni e delle superfici dei materiali. Come si può notare, σ ha un ventaglio molto ampio di valori, che non avvantaggia il progettista.

Diciamo che la **Resistenza Termica** di un radiatore R_{th} , è:

- Una funzione inversa della sua superficie
- Notevolmente dipendente dalla finitura della superficie (brillante, annerita, anodizzata, ecc.)
- Inversamente dipendente dal coefficiente σ .

La semplice formula che ci permette di calcolare la superficie di un **radiatore piano e in posizione verticale** è la seguente:

$$S(\text{cm}^2) = \frac{1}{R_{th} \cdot \sigma} \quad (9)$$

dove il coefficiente σ , che ha il significato precedentemente esposto, **non è purtroppo una costante.**

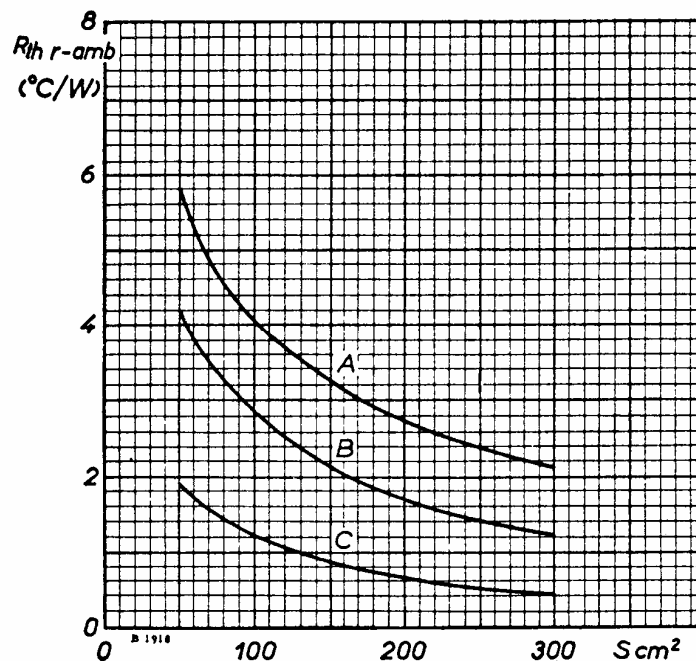


Fig.03¹

Diagrammi di resistenza termica in funzione della superficie di un radiatore piano in rame da 2mm o di alluminio da 3mm, montato verticalmente: A) Superficie brillante; B) Superficie annerita; C) Ventilazione forzata su superficie annerita e con velocità dell'aria a 5m/s.

Dalle curve di Fig.03 si vede come σ varia con il variare della superficie e delle caratteristiche del radiatore.

Per esempio, si evince dalla **curva A (alluminio lucido)** che 100 cm^2 di radiatore hanno un coefficiente di dispersione:

$$\sigma = 1/R_{th} \cdot S = 1/(4 \cdot 100) = 2,5 \text{ mW/cm}^2$$

invece 200 cm^2 hanno un coefficiente di dispersione:

$$\sigma = 1/(2,8 \cdot 200) = 1,7 \text{ mW/cm}^2$$

molto più basso.

Si vede come σ diminuisce al crescere della superficie e ciò è ovvio perché nei punti lontani dalla sorgente di calore (nel nostro caso, il transistor) il radiatore assume temperature sempre più basse con conseguente perdita di efficienza nello scambio termico. Dalla **curva B (alluminio annerito)**

¹ Da "M.Gaudry - Raddrizzatori, diodi controllati, triac" – Biblioteca Tecnica Philips – Milano- 1972

100cm² danno un $\sigma = 1/(2.9 \cdot 100) = 3,4 \text{ mW/cm}^2$, con un'efficienza doppia rispetto alla curva A. Nella **curva C (ventilazione forzata)** lo stesso dissipatore di alluminio annerito ha un valore di $\sigma = 1/(1.2 \cdot 100) = 8,3 \text{ mW/cm}^2$ ed è, quindi, molto efficiente.

(Le curve riportate in Fig.03 sono abbastanza valide per superfici verticali di alluminio da 3mm di spessore).

Riprendiamo, a questo punto, il valore di **Rh-amb** calcolato più sopra per il transistor 2N3055 e vediamo quant'è la superficie di **alluminio lucido verticale** che dobbiamo usare **approssimativamente** per realizzare un dissipatore che soddisfi il valore trovato.

Poniamo per sicurezza un valore basso di σ ad es. $\sigma = 1,7 \text{ mW/cm}^2$, pensando anche che il risultato potrebbe fornire probabilmente una superficie intorno a 200 cm². Infatti:

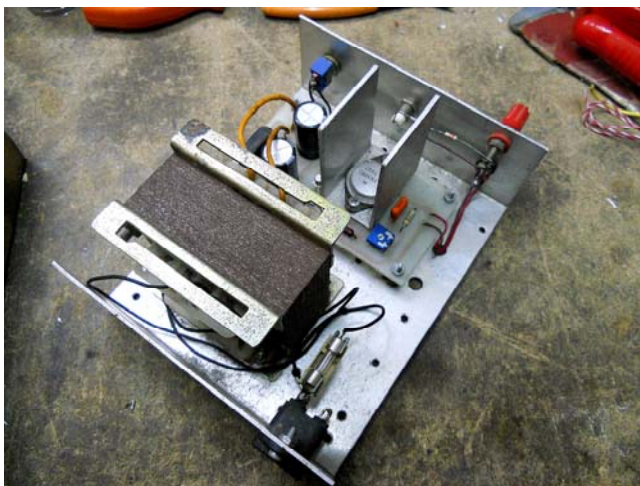
$$S = \frac{1}{2,43 \cdot 1,7 \cdot 10^{-3}} = 242 \text{ cm}^2 \quad (10)$$

Calcoliamo per la stessa resistenza termica **Rh-amb** (2,43°C/W) il dissipatore formato da **alluminio anodizzato nero** e utilizziamo il valore di $\sigma = 3,4 \text{ mW/cm}^2$. Otteniamo:

$$S = \frac{1}{2,43 \cdot 3,4 \cdot 10^{-3}} = 121 \text{ cm}^2 \quad (10a)$$

con una superficie ridotta della metà. Si può quindi concludere che **è sempre conveniente, utilizzare superfici trattate e annerite.**

Il valore della (10a), calcolato un po' empiricamente, è **il minimo valore di superficie in cm²**, sufficiente a realizzare la **Rh-amb** desiderata, ed è chiaro che superfici maggiori vanno ancora meglio. E' anche da considerare che il calcolo è valido per la doppia superficie di una piastra verticale, per garantire la circolazione d'aria su ambedue le facce della lastra. Se, per qualche



motivo, vi è la necessità di mettere la piastra in posizione orizzontale è bene raddoppiare la superficie (valutata sempre come la minima indispensabile), poiché in questo caso, l'aria stagnante sotto la piastra non aiuta lo scambio termico e fa aumentare la resistenza termica del dissipatore.

Comunque, se è possibile, è sempre auspicabile piegare ad U il lamierino del dissipatore, per poter avere una sua buona parte in verticale. Nella foto è visibile il dissipatore ad "U", calcolato precedentemente ed utilizzato in un alimentatore stabilizzato.

Quanto detto, quindi, deve essere di pratica e immediata applicazione nello studio di amplificatori di potenza allo stato solido.

Infatti, in un'oculata progettazione di un amplificatore di potenza, il problema dello smaltimento del calore è il primo che deve essere affrontato e risolto.

Senza questo studio preventivo potremmo assistere a delle belle e calde fumate con annessi componenti arrostiti! A volte non si ha nemmeno il tempo di togliere la spina.

STUDIO DELL' AMPLIFICAZIONE MEDIANTE I PARAMETRI IBRIDI "h" PARTE PRIMA: TEORIA

Prerequisiti:

Conoscenza degli elementi dell'elettrotecnica e dell'elettronica di base.

Obiettivi:

Essere in grado di accostarsi alla teoria dei quadripoli, con l'introduzione al calcolo dell'amplificazione mediante i parametri h .

01) QUADRIPOLI E "RETI DUE PORTE"

Una rete elettrica qualsiasi, che supponiamo sia anche *lineare, normale* (cioè immutabile nel tempo), e *ad elementi concentrati*, quando è collegata con quattro morsetti al mondo esterno, si chiama **Quadripolo**. Per definire lo stato elettrico del quadripolo è necessario e sufficiente indicare le tensioni istantanee fra tre dei suoi morsetti e il quarto e le correnti istantanee entranti nella rete attraverso tre di essi.

Molto frequente è il caso in cui i quattro morsetti siano associati a due a due in coppie fisse, nel senso che la corrente entrante in uno dei morsetti di ciascuna coppia sia uguale istante per istante alla corrente uscente dall'altro morsetto della stessa coppia. Ciò accade ad esempio, quando ad una coppia di morsetti si connette una struttura bipolare attiva, isolata da ogni altra rete, e similmente si opera con l'altra coppia. Quando il Quadripolo "Q" è così connesso prende il nome di "**Rete due porte**". In questo caso lo stato elettrico è definito da sole quattro grandezze: le due tensioni ai morsetti di ciascuna coppia o *Porta*, e le due correnti che fluiscono in ciascuna di esse (Fig.01).

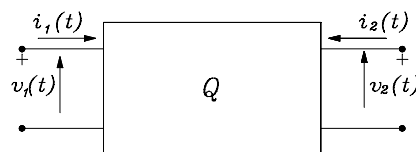


Fig.01

I sensi positivi delle tensioni e delle correnti normalmente accettati sono quelli disegnati in Fig.01. Con le posizioni assunte, studiamo il Quadripolo attraverso le grandezze elettriche esterne. Si possono configurare sei sistemi di equazioni in cui due grandezze sono variabili indipendenti e le altre due funzioni di esse:

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 = f(v_1, v_2) \\ i_2 = f(v_1, v_2) \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} v_1 = f(i_1, i_2) \\ v_2 = f(i_1, i_2) \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} v_1 = f(i_2, v_2) \\ i_1 = f(i_2, v_2) \end{array} \right\};$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2 = f(i_1, v_1) \\ i_2 = f(i_1, v_1) \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} v_1 = f(i_1, v_2) \\ i_2 = f(i_1, v_2) \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} i_1 = f(i_2, v_1) \\ v_2 = f(i_2, v_1) \end{array} \right\}$$

Andremo a porre l'attenzione solo su quelle configurazioni che vengono più comunemente utilizzate nella risoluzione delle reti elettriche "due porte":

1) Supponiamo di considerare le tensioni come variabili indipendenti: le correnti saranno funzioni delle tensioni:

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1(t) = f(v_1(t), v_2(t)) \\ i_2(t) = f(v_1(t), v_2(t)) \end{array} \right. \quad (01)$$

Se siamo alla presenza di grandezze sinusoidali o esponenziali complesse, possiamo scrivere le grandezze elettriche in modo complesso, tramite la trasformata di Laplace, cioè dipendenti dalla variabile complessa s , e non funzioni del tempo t (manterremo questa condizione anche per i casi successivi). Perciò, scriviamo al posto delle grandezze funzioni del tempo le seguenti funzioni della variabile s : $V_1(s), V_2(s), I_1(s), I_2(s)$. Nel nostro caso avremo:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1(s) = f(V_1(s), V_2(s)) \\ I_2(s) = f(V_1(s), V_2(s)) \end{array} \right. \quad (01a)$$

Per la linearità del Quadripolo alle *variazioni*, che ci offre la possibilità di applicare il principio di sovrapposizione degli effetti, scriviamo (eliminando la notazione (s) per semplicità di scrittura):

$$\begin{aligned} I_1 &= y_{11} V_1 + y_{12} V_2 \\ I_2 &= y_{21} V_1 + y_{22} V_2 \end{aligned} \tag{02}$$

Il sistema di equazioni (02) deve essere inteso come eguaglianza tra variazioni, in questo senso: la corrente di segnale (considerato come variazione) I_1 è equivalente alla somma delle due correnti considerate come effetti, l'una prodotta dalla tensione di segnale primario V_1 ai capi della y_{11} e l'altra dal contributo del segnale secondario V_2 riportato al primario tramite y_{12} . Altrettanto può dirsi per la corrente di segnale I_2 per il secondario.

Il comportamento del Quadripolo Q è, quindi, determinato completamente dai quattro parametri

$$y_{11}, y_{12}, y_{21}, y_{22},$$

che hanno le dimensioni dell'ammettenza. Si dice in questo caso che il circuito equivalente del Quadripolo è visto secondo i **“Parametri Ammettenza”**. Le equazioni (02) rappresentano, perciò, l'applicazione del principio di Kirchoff ai nodi. Il circuito equivalente del Quadripolo che ne vien fuori è riportato in Fig.02.

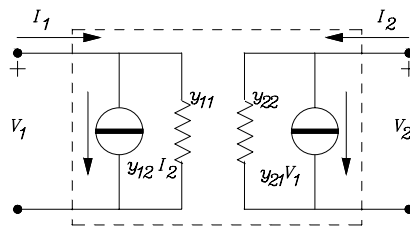


Fig.02

In questo caso si dice anche che si fa lo studio del Quadripolo mediante i **“Parametri Ipsilon”**. I termini $y_{12} V_2$ e $y_{21} V_1$ rappresentano dei generatori di corrente, mentre il parametro y_{11} assume il significato dell'ammettenza di ingresso quando V_2 è zero (ossia quando l'uscita è in corto circuito per il segnale), e il parametro y_{22} assume il significato dell'ammettenza d'uscita quando V_1 è zero (ossia con l'ingresso in corto circuito per il segnale). Il parametro y_{12} assume il significato di ammettenza di trasferimento inversa con l'ingresso in corto circuito e y_{21} assume invece il significato di ammettenza di trasferimento diretta con l'uscita in corto circuito. Queste condizioni parametriche sono raccolte nella (03):

$$y_{11} = \left(\frac{I_1}{V_1} \right)_{V_2=0} ; \quad y_{22} = \left(\frac{I_2}{V_2} \right)_{V_1=0} ; \quad y_{12} = \left(\frac{I_1}{V_2} \right)_{V_1=0} ; \quad y_{21} = \left(\frac{I_2}{V_1} \right)_{V_2=0} \tag{03}$$

Bisogna stare attenti al significato delle frasi “in corto circuito” e “a circuito aperto”: queste rappresentano le condizioni circuitali valide solo per i segnali che sono grandezze variabili, e non per le polarizzazioni che sono grandezze costanti (proprio perché sono costanti le loro variazioni sono nulle). Quanto detto ora vale come avvertimento per tutte le configurazioni.

2) Il comportamento del Quadripolo può essere definito mediante i parametri z , anziché i parametri y , dando luogo al sistema di equazioni:

$$\begin{cases} V_1 = f(I_1, I_2) \\ V_2 = f(I_1, I_2) \end{cases} \tag{04}$$

dove le tensioni sono funzioni delle correnti. Per la linearità del Quadripolo alle variazioni, possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} V_1 &= z_{11} I_1 + z_{12} I_2 \\ V_2 &= z_{21} I_1 + z_{22} I_2 \end{aligned} \tag{05}$$

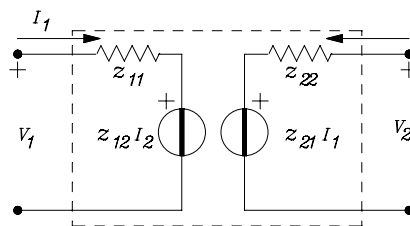


Fig.03

dove le “z” hanno le dimensioni di impedenze. In questo caso si dice che si fa lo studio del Quadripolo mediante i **“Parametri Impedenza”** (Fig.03). I termini $z_{12} I_2$ e $z_{21} I_1$ rappresentano dei generatori di tensione.

Più precisamente, il parametro z_{11} assume il significato dell'impedenza di ingresso quando I_2 è zero (ossia quando l'uscita è aperta); il parametro z_{22} assume il significato dell'impedenza d'uscita quando I_1 è zero (ossia con l'ingresso aperto); z_{12} assume il significato di impedenza di trasferimento inversa con l'ingresso aperto; z_{21} assume il significato di impedenza di trasferimento diretta con l'uscita aperta.

3) Il comportamento del Quadripolo può essere definito mediante i parametri g :

$$\begin{cases} I_1 = f(V_1, I_2) \\ V_2 = f(V_1, I_2) \end{cases} \quad (06)$$

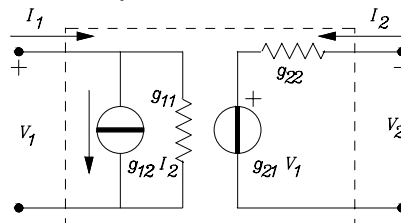


Fig.04

Per la linearità del Quadripolo alle variazioni, possiamo scrivere, come il solito, questo sistema di equazioni:

$$\begin{aligned} I_1 &= g_{11} V_1 + g_{12} I_2 \\ V_2 &= g_{21} V_1 + g_{22} I_2 \end{aligned} \quad (07)$$

che dà luogo alla configurazione di Fig.04.

4) Il comportamento del Quadripolo può essere definito mediante i parametri ibridi "h" (h per "hybrid"), dove le variabili sono la corrente d'ingresso I_1 e la tensione d'uscita V_2 . Risultano quindi funzioni di esse la tensione di segnale d'ingresso V_1 e la corrente di segnale d'uscita I_2 , come esplicitato nella (08):

$$\begin{cases} V_1 = f(I_1, V_2) \\ I_2 = f(I_1, V_2) \end{cases} \quad (08)$$

Per la linearità del Quadripolo alle variazioni, possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} V_1 &= h_{11} I_1 + h_{12} V_2 \\ I_2 &= h_{21} I_1 + h_{22} V_2 \end{aligned} \quad (09)$$

In questo caso si dice che si fa lo studio del Quadripolo mediante i Parametri Ibridi o "Parametri h". Il termine $h_{12} V_2$ rappresenta un generatore di tensione mentre il termine $h_{21} I_1$ rappresenta un generatore di corrente (Fig.05).

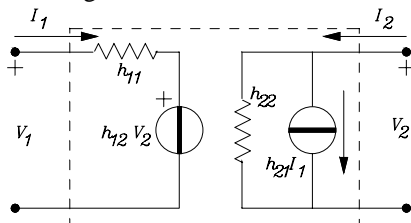


Fig..05

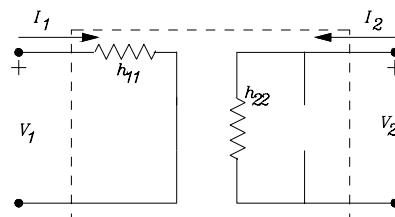


Fig.05a

Analizziamo i vari parametri h e determiniamo i loro significati e le loro dimensioni. Il parametro h_{11} assume il significato dell'impedenza di ingresso quando V_2 è zero, ossia quando l'uscita è in corto circuito per il segnale; il parametro h_{22} assume il significato dell'ammettenza d'uscita quando I_1 è zero, ossia con l'ingresso aperto (Fig.05a); h_{12} assume il significato di coefficiente di trasferimento inverso con l'ingresso aperto; h_{21} assume il significato di coefficiente di trasferimento diretto con l'uscita in corto circuito. Ricapitolando, le espressioni e i significati dei parametri h sono:

$$h_{11} = \left(\frac{V_1}{I_1} \right)_{V_2=0} ; h_{22} = \left(\frac{I_2}{V_2} \right)_{I_1=0} ; h_{12} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)_{I_1=0} ; h_{21} = \left(\frac{I_2}{I_1} \right)_{V_2=0} ; \quad (10)$$

Si vede come h_{12} e h_{21} sono numeri puri perché rapporti tra grandezze omologhe, mentre h_{11} ha le dimensioni di una resistenza e h_{22} ha le dimensioni di una conduttanza.

La configurazione a "Parametri h" è molto importante nel campo dell'elettronica perché viene normalmente utilizzata per definire le costanti elettriche del transistor BJT, quando funziona su segnali a frequenze medio-basse.

Le altre configurazioni le tralasciamo perché non hanno importanza per i nostri argomenti.

02) I PARAMETRI "h" APPLICATI AL TRANSISTORE

Applichiamo i parametri "h" al transistor. Supponiamo quindi che il quadripolo sia formato, al suo interno, essenzialmente da un transistor BJT nella connessione ad emettitore comune, come in Fig.06.

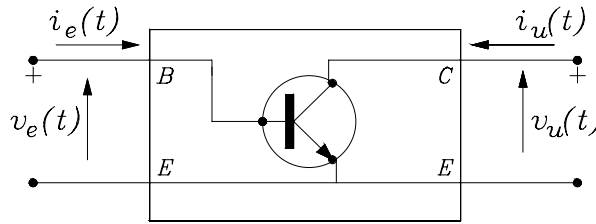


Fig.06

Poiché, durante il suo funzionamento normale, quest'elemento attivo assorbe all'ingresso una corrente di segnale $i_e(t)$, quando è eccitato da un segnale $v_e(t)$, e fornisce all'uscita una corrente di segnale $i_u(t)$, che produce a sua volta una tensione di segnale $v_u(t)$ su un carico R_L , possiamo dire che, all'ingresso si comporta come una maglia, che comprende un generatore di tensione con resistenza in serie, e all'uscita come un nodo, che comprende un generatore di corrente con ammettenza in parallelo.

Il circuito equivalente che più si avvicina a questo modo di funzionare è proprio quello rappresentato da un quadripolo risolto mediante parametri "h".

In questo caso l'impedenza h_{11} assume il significato di impedenza d'ingresso di base h_{ie} quando il segnale d'uscita v_u è zero (uscita cortocircuitata per le variazioni, ossia con tensione di alimentazione V_{CE} costante); la grandezza adimensionale h_{12} assume il significato di coefficiente di amplificazione inversa di tensione h_{re} , quando il circuito di base è aperto, ossia $i_e = 0$, (vale a dire per corrente di base $I_B = \text{cost}$); la grandezza adimensionale h_{21} assume il significato di coefficiente di amplificazione diretta di corrente h_{fe} , quando il segnale d'uscita v_u è nullo (ossia con tensione di alimentazione V_{CE} costante); l'ammettenza h_{22} assume il significato di ammettenza d'uscita di collettore h_{oe} , quando il segnale d'ingresso i_e è nullo ($I_B = \text{cost}$).

Ricapitolando, scriviamo:

$$h_{11} \rightarrow h_{ie}; \quad h_{12} \rightarrow h_{re}; \quad h_{21} \rightarrow h_{fe}; \quad h_{22} \rightarrow h_{oe}; \quad (11)$$

i cui significati differenziali sono:

$$h_{ie} = \left(\frac{\Delta V_{BE}}{\Delta I_B} \right)_{V_{CE}=\text{Cost}}; \quad h_{oe} = \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta V_{CE}} \right)_{I_B=\text{Cost}}; \quad h_{re} = \left(\frac{\Delta V_{BE}}{\Delta V_{CE}} \right)_{I_B=\text{Cost}}; \quad h_{fe} = \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \right)_{V_{CE}=\text{Cost}}$$

Ricordando che, per convenzione, le **lettere minuscole rappresentano le variazioni**, le espressioni secondo le definizioni riportate sopra vengono generalmente scritte nel modo seguente:

$$h_{ie} = \left(\frac{v_e}{i_e} \right)_{v_u=0}; \quad h_{oe} = \left(\frac{i_u}{v_u} \right)_{i_e=0}; \quad h_{re} = \left(\frac{v_i}{v_u} \right)_{i_e=0}; \quad h_{fe} = \left(\frac{i_u}{i_e} \right)_{v_u=0} \quad (12)$$

Il circuito equivalente di Fig.07 mostra i parametri "h" con le nuove sigle che rappresentano i significati su esposti:

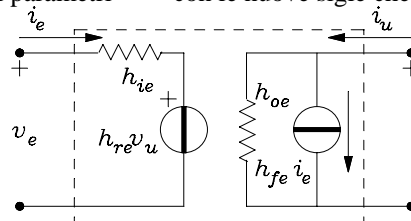


Fig.07

Diamo uno sguardo al significato pratico dei vari parametri "h":

1) Il parametro h_{re} è un indizio di funzionamento anomalo poiché rappresenta la quantità di tensione di segnale d'uscita riportata indietro, che, se è in opposizione di fase, va a sottrarsi al segnale d'ingresso, facendo abbassare, di fatto, l'amplificazione, o, nei casi peggiori, se è in fase, può essere la causa di inneschi reattivi che annullano praticamente l'utilizzo del transistor come amplificatore. Questo parametro deve essere il più piccolo possibile.

2) Il parametro h_{oe} , rappresenta la conduttanza di perdita del generatore di corrente e deve essere ridotto il più possibile in modo da sfruttare, sul carico, tutta la corrente generata.

3) Il parametro h_{ie} è, sostanzialmente, la resistenza di conduzione diretta del diodo Base-Elettore.

4) Il parametro h_{fe} invece mostra la capacità di amplificazione di corrente del transistor.

Perciò nella pratica costruttiva del BJT gli obiettivi che si tenta di raggiungere sono l'aumento dei parametri h_{fe} e h_{ie} e la riduzione dei parametri h_{re} e h_{oe} .

Il sistema di equazioni (09), applicato a un transistor, diventa infine:

$$\begin{cases} v_e = h_{ie} i_e + h_{re} v_u \\ i_u = h_{fe} i_e + h_{oe} v_u \end{cases} \quad (12a)$$

Questo sistema di equazioni è alla base del calcolo e della progettazione di un qualsiasi stadio amplificatore con un BJT come elemento attivo, nella configurazione ad emettitore comune.

Per avere un'idea delle grandezze numeriche di questi parametri h , forniamo come esempio, i valori tipici medi del comune transistor **BC107**:

$$h_{ie} = 4.7k\Omega ; \quad h_{re} = 1.5 \cdot 10^{-4} ; \quad h_{fe} = 220 ; \quad h_{oe} = 30 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \quad (13)$$

Per i più curiosi diamo il significato delle lettere nei pedici: "i" sta per "input"; "o" sta per "output"; "r" sta per "reverse"; "f" sta per "forward"; la "e" comune sta per "emitter".

Possiamo quindi avere anche una "c" comune che sta per "collector" (h_{ic} , ecc...), una "b" comune che sta per "base" (h_{ib} , ecc...), se le configurazioni rappresentate sono a collettore comune o a base comune.

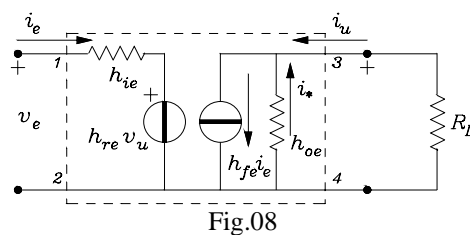
03) CALCOLO DELL' AMPLIFICAZIONE MEDIANTE PARAMETRI "h"

Applichiamo subito i parametri "h".

Vogliamo determinare le espressioni che ci permettono di calcolare le amplificazioni di corrente A_i e di tensione A_v del transistor BJT nella connessione ad emettitore comune.

Analizziamo, per ora, il circuito di uscita del quadripolo e indichiamo con i_* la corrente del generatore di corrente $h_{fe} i_e$ che viene persa nella sua conduttanza interna h_{oe} .

Per permettere il passaggio della corrente i_u nel circuito di uscita applichiamo un carico R_L ai morsetti secondari 3 e 4 del quadripolo di Fig.07 e analizziamo il nuovo circuito (Fig.08). La corrente i_e proviene ovviamente da una sorgente esterna di segnale che produce ai morsetti primari 1 e 2 il potenziale v_e .



Per il principio di Kirkhhoff ai nodi applicato al morsetto 3, possiamo scrivere :

$$i_u + i_* = h_{fe} i_e \quad \text{da cui:} \quad i_* = h_{fe} i_e - i_u$$

La tensione ai capi di R_L è anche quella ai capi della resistenza interna $\frac{1}{h_{oe}}$ (si ricordi che h_{oe} è una conduttanza),

perciò, per la legge di Ohm, possiamo scrivere :

$$R_L i_u = \frac{1}{h_{oe}} \cdot i_* = \frac{1}{h_{oe}} \cdot (h_{fe} i_e - i_u)$$

Con facili passaggi si arriva all'espressione:

$$i_u \cdot \left(R_L + \frac{1}{h_{oe}} \right) = \frac{h_{fe} i_e}{h_{oe}} \quad (14)$$

L'amplificazione di corrente A_i , per definizione, è il rapporto tra le correnti di segnale d'uscita i_u e d'ingresso i_e perciò possiamo scrivere:

$$A_i = \frac{i_u}{i_e} = h_{fe} \cdot \frac{1}{h_{oe} \left(R_L + \frac{1}{h_{oe}} \right)}$$

L'Amplificazione di corrente A_i avrà quindi quest'espressione:

$$A_i = h_{fe} \cdot \frac{1}{1 + h_{oe} R_L} \cong h_{fe} \quad (15)$$

In prima approssimazione, poiché è sempre verificato che $h_{oe} R_L \ll 1$ a causa del piccolo valore di h_{oe} , si può affermare che: *L'Amplificazione di corrente* A_i è praticamente uguale al suo coefficiente di amplificazione h_{fe} , come risulta dalla relazione (15).

Cerchiamo ora di trovare l'importante espressione dell'*Amplificazione di tensione* A_v , quella che più ci interessa.

E' necessario dapprima determinare quale sia la resistenza d'ingresso R_{in} del quadripolo di Fig.08.

Essa è ovviamente il rapporto tra la tensione applicata all'ingresso e la corrente che vi scorre. Ossia:

$$R_{in} = \frac{v_e}{i_e} = \frac{h_{ie} i_e + h_{re} v_u}{i_e} \cong \frac{h_{ie} i_e}{i_e} \approx h_{ie} \quad (16)$$

da cui si deduce che la resistenza d'ingresso è praticamente uguale al parametro h_{ie} poiché possiamo considerare $h_{re} v_u$ trascurabile rispetto a $h_{ie} i_e$, per essere h_{re} molto piccola.

Per definizione l'amplificazione di tensione è il rapporto tra il segnale di tensione d'uscita sul carico fratto il segnale di tensione d'ingresso sulla resistenza d'ingresso. Cioè:

$$A_v = \frac{-R_L i_u}{R_{in} i_e} = -A_i \frac{R_L}{R_{in}} \quad (16a)$$

ma, tenendo conto delle semplificazioni apportate nelle (15) e (16), arriviamo alla:

$$A_v = -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_L \quad (17)$$

che rappresenta *L'Amplificazione di tensione di uno stadio a transistor caricato dalla resistenza R_L* .

La (17) è importante perché è considerata come l'**"equazione standard"** per il calcolo dell'amplificazione di segnale con un transistor mediante i parametri "h".

Cerchiamo, ora, di determinare l'ultima grandezza importante nella progettazione di uno stadio di amplificazione, ossia l'impedenza interna R_{out} del generatore di corrente d'uscita $h_{fe} i_e$. Essa evidentemente è il rapporto tra la tensione d'uscita v_u e la corrente d'uscita i_u cioè:

$$R_{out} = \frac{v_u}{i_u}$$

Se consideriamo che, dalla seconda delle (12a), $i_u = h_{fe} i_e + h_{oe} v_u$, possiamo scrivere:

$$R_{out} = \frac{v_u}{h_{fe} i_e + h_{oe} v_u} \quad (18)$$

La i_e , per il principio di Kirchhoff alla maglia, è la corrente che circola nel circuito d'ingresso, fornita dal generatore di tensione $h_{re} v_u$ quando è caricato sulla resistenza d'ingresso h_{ie} mentre non vi è alcun segnale applicato, ossia quando $v_e = 0$ (ingresso a massa per il segnale). Tenendo conto della convenzione sui segni, scriviamo:

$$i_e = -\frac{h_{re} v_u}{h_{ie}}$$

Sostituiamo nella (18) e otteniamo:

$$R_{out} = \frac{1}{-\frac{h_{fe}h_{re}}{h_{ie}} + h_{oe}} \cong \frac{1}{h_{oe}} \tag{19}$$

Infatti, se adoperiamo l'espressione (19) nella sua interezza, otteniamo per il BC107:

$$R_{out} = \frac{1}{\frac{220 \cdot 1,5 \cdot 10^{-4}}{4,7 \cdot 10^3} + 30 \cdot 10^{-6}} = \frac{1}{37 \cdot 10^{-6}} = 27 \cdot 10^3 \Omega$$

Con l'approssimazione otteniamo: $R_{out}=33k\Omega$, sufficientemente vicino al risultato teorico. Con un po' d'incoscienza abbiamo ritenuto che h_{re} fosse piccolo abbastanza da annullare in pratica il primo termine del denominatore (in effetti in questo caso si commette un errore di circa il 18%. Tanto costa la semplificazione!).

Possiamo perciò dire che, in prima approssimazione, **la resistenza d'uscita del transistoro ad emettitore comune è praticamente uguale all'inverso della conduttanza d'uscita h_{oe} .**

Applicazione:

Applichiamo le formule su scritte per determinare quale sia l'amplificazione di tensione di un **BC107** (Fig.08a), polarizzato con i metodi già noti, i cui valori dei parametri sono quelli forniti nella (13),

$$h_{ie} = 4.7k\Omega ; \quad h_{re} = 1.5 \cdot 10^{-4} ; \quad h_{fe} = 220 ; \quad h_{oe} = 30 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \tag{13}$$

quando la sua uscita è caricata da una resistenza R_L di $3,9k\Omega$ (la R_L è solamente la R_C di collettore, poiché, in questo caso, l'ingresso dell'oscilloscopio può considerarsi un circuito aperto ed h_{oe} è trascurabile):

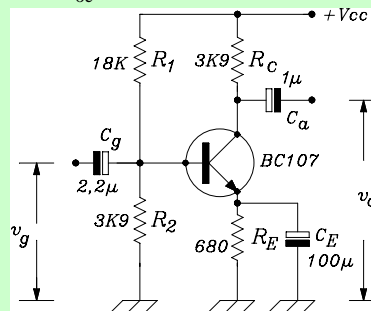
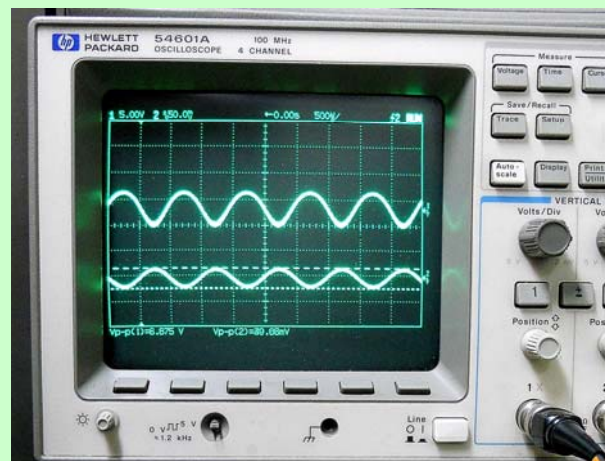
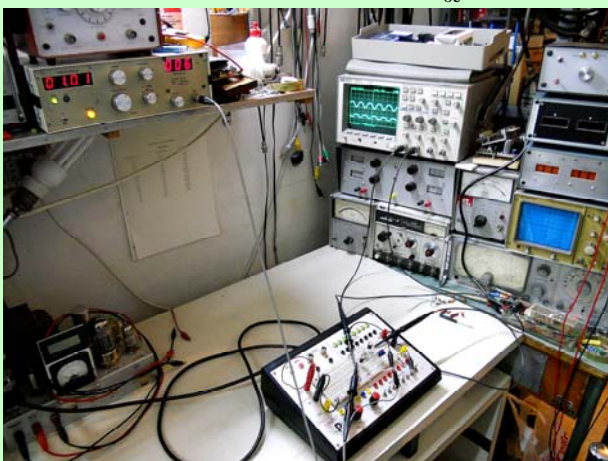


Fig.08a

$$A_v = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_L = \frac{220}{4.7 \cdot 10^3} \cdot 3,9 \cdot 10^3 \cong 182$$

La sua resistenza d'ingresso risulta approssimativamente $h_{ie} = 4.7k\Omega$ e la sua resistenza interna d'uscita è di circa $1/h_{oe} = 33k\Omega$.



Al collaudo, con un segnale d'ingresso $V_i=39mV_{PP}$ il circuito ha fornito una tensione d'uscita $V_U=6,87V_{PP}$ con un'amplificazione pari a:

$$A = \frac{6,87}{39} \cdot 10^3 = 176$$

molto vicina al valore calcolato teoricamente. E' visibile, comunque, sullo schermo la distorsione del segnale, dovuta al ginocchio inferiore della caratteristica del diodo d'ingresso base-emettitore.

04) CALCOLO DELL' AMPLIFICAZIONE TOTALE DI UNO STADIO.

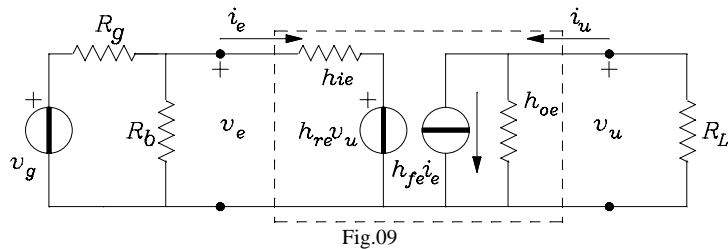
Desideriamo ora conoscere che valore di amplificazione vien fuori dal rapporto “esterno” tra la tensione d'uscita v_u e la tensione del generatore di segnale v_g :

$$A_{vt} = \frac{v_u}{v_g}$$

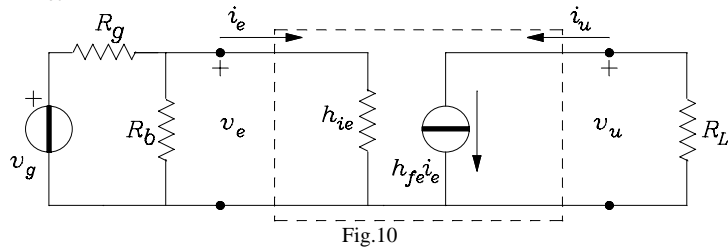
ossia **vogliamo conoscere la vera amplificazione dello stadio.**

Per calcolare l'amplificazione totale, o effettiva, di un intero stadio di amplificazione dobbiamo tener conto dei **valori resistivi esterni all'ingresso del transistor**, che possono essere riconducibili alla resistenza interna R_g del generatore di segnale v_g e al risultato R_b dell'effetto parallelo delle due resistenze di polarizzazione di base.

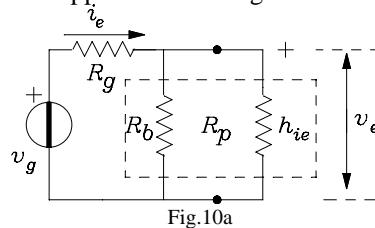
Queste due resistenze, R_g , e R_b , formano un partitore di tensione che riduce, di fatto, la tensione di segnale v_g presente all'ingresso dello stadio al valore di tensione effettiva v_e all'ingresso dell'elemento attivo. La Fig.09 mostra il nuovo circuito, dove sono messe in evidenza le posizioni di R_g , e R_b .



Per quanto detto sopra, possiamo utilizzare, **senza apprezzabili errori**, il circuito semplificato di Fig.10, dove non compaiono più né $h_{re}v_u$ né h_{oe} , per i motivi già giustificati.



Sviluppiamo il calcolo. Il circuito d'ingresso è rappresentato in Fig.10a.



Dal parallelo tra R_b e h_{ie} otteniamo:

$$R_p = \frac{R_b \cdot h_{ie}}{R_b + h_{ie}}$$

La tensione di segnale v_e all'ingresso del transistor risulta quindi, dipendente dal partitore di tensione:

$$v_e = \frac{R_p}{R_g + R_p} \cdot v_g$$

per cui il guadagno complessivo dello stadio diventa:

$$A_{vt} = \frac{v_u}{v_g} = \frac{v_u}{v_e} \cdot \frac{R_p}{R_g + R_p}$$

ossia:

$$A_{vt} = A_v \cdot \frac{R_p}{R_g + R_p} \quad (20)$$

che è minore di A_v . **La relazione (20) è essenziale per la corretta progettazione di uno stadio amplificatore.**

Facciamo un esempio di amplificazione effettiva.

Riprendiamo il calcolo eseguito più sopra sul transistor **BC107**, in cui si era trovato che il valore della sua **amplificazione intrinseca** era pari a 182. Supponiamo ora che la resistenza interna del generatore sia verosimilmente di 600Ω e che la R_b , parallelo tra R_1 e R_2 , abbia il valore di $3,2K\Omega$; si deduce che:

$$R_p = \frac{R_b \cdot h_{ie}}{R_b + h_{ie}} = \frac{3,2 \cdot 10^3 \cdot 4,7 \cdot 10^3}{(3,2 + 4,7) \cdot 10^3} = 1,9 \cdot 10^3 \Omega ;$$

$$\frac{R_p}{R_g + R_p} = \frac{1,9 \cdot 10^3}{(0,6 + 1,9) \cdot 10^3} = 0,76$$

per cui l'amplificazione totale dello stadio risulta:

$$0,76 \cdot 182 = 138$$

che è sensibilmente minore di quella intrinseca del solo BC107.

----*----

Terminiamo qui questa prima parte dedicata alla teoria dell'amplificazione di segnale con i componenti allo stato solido. Si può notare come la presenza di una corrente d'ingresso al sistema complichino notevolmente lo studio rispetto all'elettronica del vuoto. In questa l'ingresso sulla griglia rappresenta normalmente un circuito aperto, per cui il calcolo è decisamente più semplice perché è ridotto al solo circuito d'uscita.

Quindi la differenza di funzionamento è sostanziale: nei tubi il generatore equivalente in uscita è **pilotato dalla tensione di griglia**, nei transistor lo stesso generatore è invece **pilotato dalla corrente di base**.

Abbiamo cercato di semplificare al massimo le formule di progetto per snellire il lavoro, adottando alcune approssimazioni dove erano accettabili o al limite della ragionevolezza. Qualcuno arriccerà il naso forse a ragione, però bisogna tener conto che quasi sempre la componentistica adoperata ha delle tolleranze all'interno delle quali i nostri errori non producono danni apprezzabili. Gli stessi parametri "h" sono forniti su valori medi entro notevoli imprecisioni.

Maggio 2012

Nicola del Ciotto

PARTE SECONDA: APPLICAZIONE CALCOLO COMPLETO DI UNO STADIO AMPLIFICATORE A BANDA LARGA MEDIANTE I PARAMETRI "h"

Prerequisiti:

Conoscenza degli elementi dell'elettronica di base. Conoscenza della teoria dei quadripoli e dei parametri "h".

Obiettivi:

Essere in grado di calcolare l'amplificazione mediante i parametri h. Saper determinare una banda passante.

Ci proponiamo di **progettare completamente** uno stadio amplificatore a banda larga, tenendo conto soprattutto della sua banda passante. Dobbiamo cioè determinare anche quali sono i valori delle frequenze di taglio inferiore f_b e superiore f_s .

Richiami sulla banda passante

Richiamiamo qualche concetto basilare sulla banda passante che può esserci utile fra poco.

Come sappiamo, l'amplificazione totale di un sistema a n stadi è data dal prodotto delle amplificazioni dei singoli stadi:

$$A_t = A_1 \cdot A_2 \cdot A_3 \cdot \dots \cdot A_n \quad (1r)$$

Spesso, però, nelle catene di Amplificazione si adoperano le unità logaritmiche perché più comode per il calcolo. E' bene ricordare, perciò, che se l'amplificazione deve essere espressa in dB avremo:

$$A_t(\text{dB}) = A_1(\text{dB}) + A_2(\text{dB}) + \dots + A_n(\text{dB}) \quad (2r)$$

E' interessante scoprire, però, come **la banda passante si restringa notevolmente al crescere del numero degli stadi d'amplificazione**, (i quali, come già sappiamo, sono generalmente tutti accoppiati mediante filtri passa-alto e passa-basso).

La Fig.01 può rappresentare sinteticamente le condizioni di filtraggio dovute ai circuiti di accoppiamento interstadio e alle perdite di segnale verso massa provocate alle capacità parassite di ogni singolo stadio.

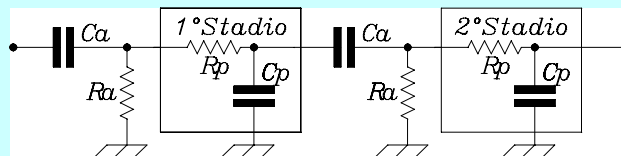


Fig.11 01

Possiamo scrivere, con buona approssimazione, per le pulsazioni di taglio inferiori ω_b e superiori ω_a :

$$\omega_b = \frac{1}{R_a \cdot C_a}; \quad \omega_a = \frac{1}{R_p \cdot C_p}$$

Per semplicità di calcolo ma senza togliere nulla alla sua esattezza, supponiamo che le frequenze di taglio inferiori "fb" e superiori "fa" (o le pulsazioni ω_b e ω_a) siano le stesse per tutti i filtri interstadio interessati.

Studiamo prima il caso delle **frequenze basse della banda passante**.

Sappiamo dall'elettronica generale che l'andamento dell'amplificazione in funzione della frequenza, alle frequenze basse, è data dall'espressione:

$$A_b(\omega) = \frac{A_{med}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2}} \quad (3r)$$

dove ω_b è la pulsazione di taglio e ω è la pulsazione corrente (si osservi che in questo caso ω è al denominatore della frazione sotto radice), mentre A_{med} rappresenta l'amplificazione alle frequenze di centro banda quando gli effetti capacitivi non hanno influenza.

Per n stadi in cascata e per quanto detto prima (cfr.1r), l'amplificazione totale alle basse frequenze sarà data dall'espressione (3r) moltiplicata n volte (4r):

$$A_{tb}(\omega) = \frac{(A_{med})^n}{\left(\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2}\right)^n} \quad (4r)$$

Per definizione, però, la pulsazione di taglio dell'intero sistema (che chiameremo ora ω_b^*), è quella per cui si deve verificare, sempre:

$$A^*_{tb} = \frac{(A_{med})^n}{\sqrt{2}} \quad (5r)$$

ossia, nel nostro caso, quando l'intero denominatore della (4r) diventa:

$$\left(\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2}\right)^n = \sqrt{2} \quad (6r)$$

Basta, allora, risolvere la (6r). Eleviamola al quadrato:

$$\left[1 + \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2\right]^n = 2 \quad (7r)$$

e poi, a seguire:

$$1 + \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2 = \sqrt[n]{2}; \quad \left(\frac{\omega_b}{\omega}\right)^2 = \sqrt[n]{2} - 1; \quad \frac{\omega_b}{\omega} = \sqrt{\sqrt[n]{2} - 1} \quad (8r)$$

Risolvendo rispetto a ω , si determina per la **nuova pulsazione di taglio inferiore**, l'espressione:

$$\omega_b^* = \frac{\omega_b}{\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}} \quad (9r)$$

dove si vede che il termine sotto radice è dipendente dal numero degli " n " filtri di accoppiamento disposti in cascata. Analogamente, ricordiamo che l'amplificazione in funzione della frequenza, **alle frequenze alte**, è data dalla relazione:

$$A_a(\omega) = \frac{A_{med}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_a}\right)^2}} \quad (10r)$$

dove, ora, la pulsazione corrente ω è al numeratore della frazione sotto radice.

Seguendo lo stesso procedimento svolto sopra, si ottiene per la **nuova pulsazione di taglio superiore**:

$$\omega_a^* = \omega_a \cdot \sqrt{\sqrt[n]{2} - 1} \quad (11r)$$

con il termine sotto radice uguale a quello del caso precedente.

Facciamo qualche esempio:

Per $n = 2$, ossia per due stadi filtranti, abbiamo:

$$\sqrt[2]{\sqrt[2]{2} - 1} \cong 0,64 \quad (12r)$$

da questa relazione possiamo ricavare le nuove frequenze di taglio inferiore ω_b^* e superiore ω_a^* :

$$\omega_b^* = \frac{\omega_b}{0,64} \cong 1,55 \cdot \omega_b; \quad \omega_a^* \cong 0,64 \cdot \omega_a \quad (13r)$$

Applichiamo le (13r) ad un caso pratico: se la frequenza di taglio inferiore **fb** di un singolo stadio di un amplificatore a due stadi filtranti è di 100Hz, la frequenza di taglio inferiore **fb*** dell'intero sistema sarà di 155Hz; e se la frequenza di taglio superiore **fa** è di 10.000Hz, la **fa*** sarà: 6.400Hz. Quindi si passa da un canale ampio 10.000-100 = **9900Hz** ad un canale ampio 6400-155 = **6245Hz**, notevolmente più ristretto.

Per $n = 3$ abbiamo:

$$\sqrt{\left(\sqrt[3]{2}\right)-1} \cong 0,51 \tag{14r}$$

Tre stadii filtranti in cascata portano a **ridurre, addirittura, di circa il 50% la banda passante** di un Amplificatore.

Nel nostro caso si passa da una banda di 100-10000 = 9900Hz ad una di 200-5000= 4800Hz!

Come si vede, la situazione peggiora notevolmente al crescere del numero degli stadi.

-----*-----

Disegniamo ora il classico circuito di un amplificatore monostadio (Fig.12), in cui sono rappresentati tutti gli elementi essenziali **esterni** al transistor insieme al carico R_p che potrebbe rappresentare l'ingresso di un eventuale 2° stadio. Il metodo per calcolare l'amplificazione alle frequenze intermedie è già noto (Figg.12b - 12c).

E' da notare subito come un solo stadio amplificatore abbia già due filtri passa alto, determinati dai due condensatori di accoppiamento C_g e C_a .

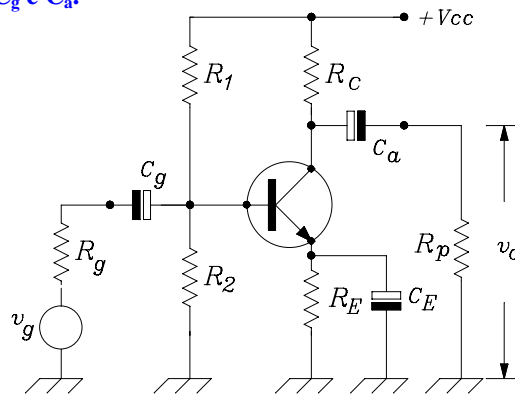


Fig.12

In Fig.12a è disegnato il circuito equivalente d'uscita.

In particolare sono ben messi in evidenza sia il condensatore di accoppiamento interstadio C_a sia la capacità C_p , che rappresenta e racchiude in sé tutte le capacità interne al transistor e quelle distribuite verso massa.

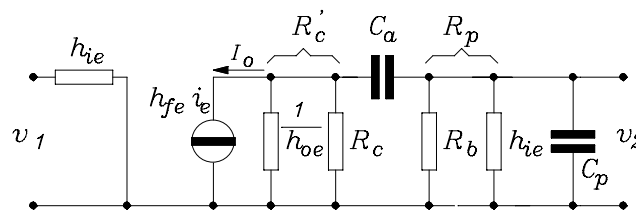


Fig.12a

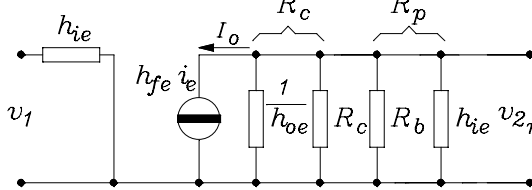


Fig.12b

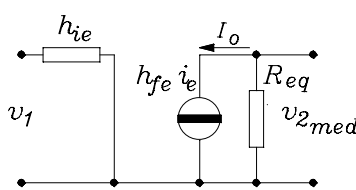


Fig.12c

Ricordiamo dall'elettronica generale le importanti espressioni che determinano le frequenze di taglio inferiore f_b , e superiore f_s in uno stadio amplificatore:

$$f_b = \frac{1}{2\pi \cdot C_a \cdot (R_c' + R_p)} \tag{21}$$

$$f_s = \frac{1}{2\pi \cdot C_p \cdot R_{eq}} \tag{22}$$

dove i vari simboli resistivi utilizzati (tenuto conto che la resistenza equivalente R_b del parallelo R_1 e R_2 della base dell'eventuale 2° stadio è: $R_b = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$), hanno i seguenti significati (Fig.12a):

1) Resistenza equivalente del parallelo d'uscita del 1° stadio:

$$R_c' = \frac{1}{\frac{1}{h_{oe}} + \frac{1}{R_c}} \cong R_c$$

che rappresenta *il parallelo di tutte le resistenze che sono prima di C_a* .

2) Resistenza d'ingresso dell'eventuale 2° stadio:

$$R_p = \frac{R_b \cdot h_{ie}}{R_b + h_{ie}}$$

che rappresenta *il parallelo di tutte le resistenze che sono dopo C_a* .

3) Resistenza equivalente totale, in assenza di effetti capacitivi (Frequenze intermedie):

$$R_{eq} = \frac{R_p \cdot R'_c}{R_p + R'_c};$$

Alle frequenze intermedie, il circuito di Fig.12a assume la conformazione della Fig.12b ed infine quella sintetizzata di Fig.12c:

-----*-----

Approfondimento matematico

Per i più esigenti giustifichiamo le espressioni (21) e (22).

Alle frequenze basse della banda sono irrilevanti le capacità verso massa perché sono di piccolo valore e la loro reattanza è elevata (praticamente alle frequenze basse non si perde segnale verso massa). Quindi possiamo trascurarle e il circuito di Fig.12 si riduce a quello di Fig.13, dove abbiamo applicato il teorema di Thevenin per ottenere un circuito con generatore di tensione, più comodo per risolvere il partitore di tensione.

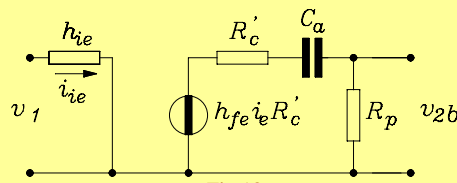


Fig.13

Risolviamo il partitore:

$$v_{2b} = -h_{fe} i_{ie} R'_c \cdot \frac{R_p}{(R'_c + R_p) + \frac{1}{j\omega C_a}} = -h_{fe} i_{ie} \frac{\frac{R_p R'_c}{R_p + R'_c}}{1 + \frac{1}{j\omega C_a (R_p + R'_c)}}$$

e ricordiamo che:

$$i_{ie} = \frac{v_1}{h_{ie}}$$

perciò:

$$v_{2b} = -v_1 \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \frac{\frac{R_p R'_c}{R_p + R'_c}}{1 + \frac{1}{j\omega C_a (R_p + R'_c)}} = -v_1 \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_{eq} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{j\omega C_a (R_p + R'_c)}}$$

dove R_{eq} è il parallelo tra R_p e R'_c .

Il modulo dell'amplificazione verso le frequenze basse, assume, quindi, questa espressione:

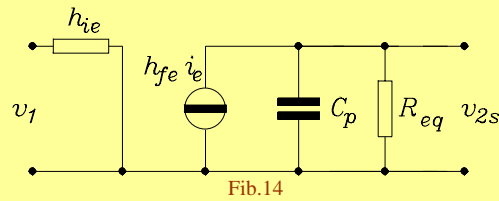
$$|A_b| = A_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{1}{\omega C_a (R_p + R'_c)} \right]^2}}$$

Al decrescere delle frequenze, il valore di ω , che porta l'Amplificazione ad un'attenuazione di -3dB rispetto a quella media, è definito come **frequenza di taglio inferiore**. Quando di verifica ciò, abbiamo:

$$A_{b0} = \frac{A_0}{\sqrt{2}}$$

E' facile, a questo punto ricavare la (21).

Alle frequenze alte della banda, il condensatore di accoppiamento C_a , per il suo grande valore, può considerarsi ormai un corto circuito e, quindi, non comparire più nel circuito equivalente. La capacità globale verso massa C_p fa, ora, sentire la sua presenza. Il circuito di Fig.12 assume, quindi, la forma semplificata di Fig.14.



Risolviamo il circuito:

$$A_s = -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \overline{Z_t} = -\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \frac{R_{eq}}{R_{eq} + \frac{1}{j\omega C_p}} = A_0 \frac{1}{1 + j\omega R_{eq} C_p}$$

Il modulo dell'amplificazione diventa:

$$|A_s| = A_0 \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega R_{eq} C_p)^2}}$$

Al crescere delle frequenze, il valore di ω , che porta l'Amplificazione ad un'attenuazione di -3dB rispetto a quella media, è definito come frequenza di taglio superiore. Quando si verifica ciò, abbiamo:

$$A_{s0} = \frac{A_0}{\sqrt{2}}$$

da cui discende immediatamente la (22).

-----*-----

Siamo, ora, in possesso di tutta la teoria necessaria per la progettazione dell'intero stadio.

Sviluppiamo il calcolo del circuito monostadio di Fig.15 completo di tutte le sue parti.

Poniamo il problema in questi termini:

Si abbia un transistor **BC107** inserito in un circuito standard come quello disegnato in Fig.15, alimentato da una tensione di **+15V**.

Si impone che la frequenza di taglio inferiore sia di **50Hz**.

Il carico in uscita **Rp=1200Ω** può essere verosimilmente dovuto all'impedenza d'ingresso di un eventuale secondo stadio in cascata.

Si chiede, inoltre, **quanto sarà il segnale all'uscita** dell'amplificatore se al suo ingresso viene iniettato un segnale sinusoidale di **10 mV**, (da valutarsi alla frequenza di **centro banda**, considerata generalmente a **1000 Hz**, quando si faranno delle misure).

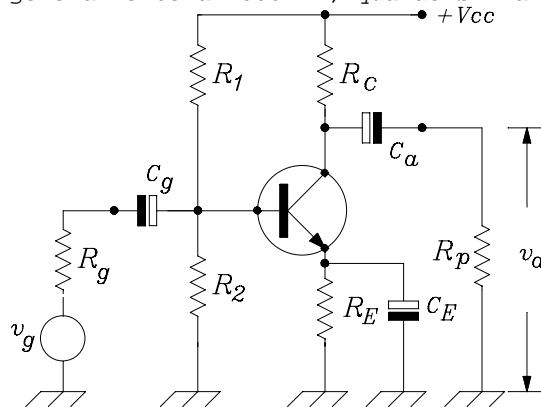


Fig.15

Nella tabella sono riportati tutti gli altri dati necessari al calcolo:

**Rg = 600Ω; Vce = +5V; Vre = +2V;
Ic = +2mA; S = 4; Cbc = 3,5pF; Cbe = 8pF
hfe = 285; hie = 4500Ω; hoe = 30μS.**

Una volta definiti tutti gli elementi, verrà costruito un prototipo su cui si faranno tutte le prove di collaudo e di verifica.

Seguiamo lo sviluppo del calcolo per la polarizzazione, secondo il metodo già noto e comunemente accettato:

$$I_b = \frac{I_c}{h_{fe}} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{285} = 7 \mu A ; \quad R_c = \frac{V_{CC} - V_{CE} - V_{RE}}{I_c} \cong 3.9 K\Omega ;$$

$$R_E = \frac{V_{RE}}{I_c} = 1 K\Omega ; \quad R_b = R_E \cdot (S-1) = 3 \cdot 10^3 \Omega ;$$

$$V_{BB} = R_b \cdot I_b + V_{BE} + V_{RE} = 3 \cdot 10^3 \cdot 7 \cdot 10^{-6} + 0,6 + 2 = 2,62 V$$

$$R_1 = \frac{V_{CC}}{V_{BB}} \cdot R_b \cong 18 K\Omega ; \quad R_2 = \frac{R_1 \cdot R_b}{R_1 - R_b} \cong 3,9 K\Omega ; \quad (23)$$

Abbiamo determinato così i valori di tutti i componenti resistivi del circuito, necessari alla polarizzazione e alla stabilizzazione termica del transistor.

Calcoliamo, per comodità, alcuni paralleli che ci serviranno fra poco:

1) Parallelo tra l'ammettenza interna, la resistenza di collettore e il carico esterno:

$$R_t = \frac{1}{\frac{1}{h_{oe}} + \frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_p}} = 893 \Omega$$

2) Parallelo tra le due resistenze di polarizzazione di base del transistor e la sua impedenza d'ingresso:

$$R_i = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{h_{ie}}} = 1876 \Omega$$

3) Parallelo tra l'ammettenza d'uscita del transistor e la sua resistenza di collettore:

$$R_{t'} = \frac{1}{\frac{1}{h_{oe}} + \frac{1}{R_c}} = 3571 \Omega \quad (26)$$

-----*

Valutiamo, adesso, come influisce la **perdita d'inserzione**, sul segnale d'ingresso:

$$v_e = v_g \cdot \frac{R_i}{R_g + R_i} = 10 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1876}{600 + 1876} = 7,57 mV \quad (28)$$

perciò la tensione di segnale di **10mV** del generatore scende a **7,57mV** sulla base del transistor: Questa è la tensione effettiva all'ingresso dell'Amplificatore.

Calcoliamo, adesso, l'Amplificazione teorica dello stadio:

$$A_0 = \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_t = \frac{285}{4500} \cdot 893 = 56 \quad (29)$$

Finalmente possiamo rispondere alla richiesta iniziale.

$$v_u = |A_0| \cdot v_e = 56 \cdot 7,57 \cdot 10^{-3} = 0,424 V \quad (30)$$

La tensione di segnale in uscita, con **10 mVeff** d'ingresso, sarà di **0,424 Veff**, con un'amplificazione che cade da quella teorica di 56 a quella effettiva di 42,4. Spesso si fa l'errore di sottovalutare la perdita d'inserzione!

Calcolo dei condensatori d'accoppiamento alla frequenza di taglio inferiore:

E' da considerare, a questo punto, che siamo in presenza di due filtri passa-alto, uno all'ingresso, individuato da C_g ed uno all'uscita, individuato da C_a . (in un singolo stadio sono sempre presenti due filtri passa-alto, perciò l'applicazione della (12r) è SEMPRE NECESSARIA!)

L'applicazione della (12r):

$$f^* = f_i \cdot 0,64 = 50 \cdot 0,64 = 32 Hz \quad (24)$$

ci fornirà **la frequenza di taglio da utilizzare per il calcolo dei due filtri.**

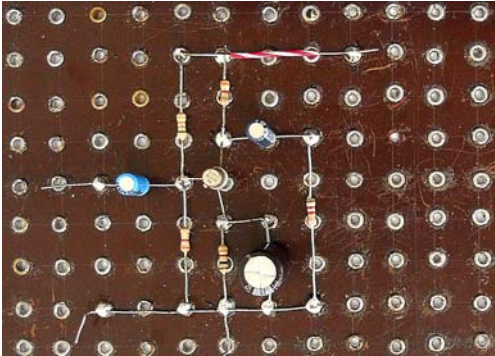
Determiniamo quindi i valori dei due condensatori di accoppiamento C_g e C_a , applicando le (21) e (22) ed i paralleli or ora calcolati:

$$C_g = \frac{1}{2\pi f \cdot (R_g + R_i)} = \frac{1}{6,28 \cdot 32 \cdot (600 + 1876)} \cong 2,2 \mu F$$

$$C_a = \frac{1}{2\pi f \cdot (R_r + R_u)} = \frac{1}{6,28 \cdot 32 \cdot (3571 + 1200)} \cong 1 \mu F \quad (27)$$

Questi sono i **valori minimi** necessari: aumentarli non guasta.

Possiamo determinare anche la **C_e** in parallelo alla resistenza di emettitore con la seguente formula:



$$C_E = \frac{100}{2\pi \cdot f \cdot R_E} = \frac{100}{6,28 \cdot 32 \cdot 1000} \cong 470 \mu F; \quad (25)$$

La (25) deriva, in modo empirico, dal concetto che un'impedenza, in parallelo ad una resistenza, almeno 100 volte più piccola della resistenza stessa, renda sufficientemente piccolo l'intero parallelo. Quindi il parallelo può considerarsi inesistente o trascurabile alla frequenza di lavoro (f*). Ciò significa che per le grandezze variabili al di sopra di una certa frequenza (f=32Hz nel nostro caso) l'emettitore può ritenersi collegato a massa, eliminando così

praticamente qualsiasi effetto di controreazione.

In Fig.16 è mostrato il circuito definitivo con tutti i valori dei componenti.

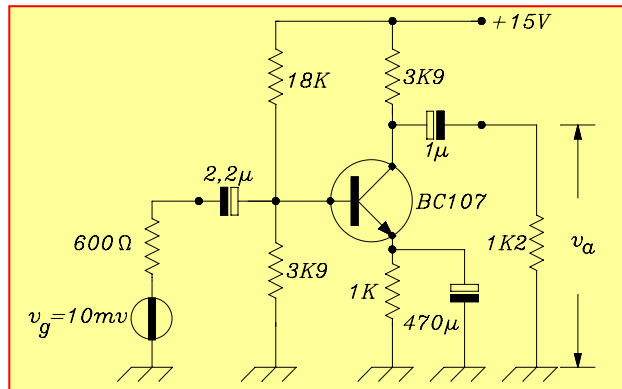


Fig.16

Calcolo approssimativo della frequenza di taglio superiore.

Le capacità statiche viste all'ingresso del BC107 sono:

$$C_{BC} = 3,5pF; \quad C_{BE} = 8pF$$

Sotto segnale, però, a causa dell'**effetto Miller** la C_{BC} assume un valore (A+1) volte più grande dove A è l'amplificazione intrinseca. Perciò, la capacità totale in ingresso al BC107 sarà uguale a:

$$C_i = C_{BE} + C_{BC} \cdot (1 + A) = 8 + 3,5 \cdot 57 = 207pF$$

Se "si suppone" che le capacità del circuito verso massa siano globalmente di 200pF, la capacità totale sarà: $C_p = 207 + 200 = 407pF$

Calcoliamo la R_{eq} (Fig.14):

$$R_{eq} = \frac{R_p \cdot R_c}{R_p + R_c} = \frac{1200 \cdot 3900}{1200 + 3900} = 917\Omega$$

e determiniamo la frequenza di taglio superiore, applicando la relazione (22):

$$f_s = \frac{1}{2\pi \cdot C_p \cdot R_{eq}} = \frac{10^9}{6,28 \cdot 407 \cdot 917} = 427KHz$$

che è, senz'altro, un bel valore!

----*----

Così abbiamo terminato.

In fondo, il procedimento è ci sembrato abbastanza semplice! Anzi, si può notare come non vi sia alcuna differenza tra il calcolo delle frequenze di taglio nei sistemi a tubi elettronici e il calcolo delle stesse nei sistemi a transistori. I concetti sono gli stessi, le formule sono le stesse, i significati dei parametri sono gli stessi, a parte le grandezze in gioco. L'unica differenza tra i due sistemi sta nel modo di polarizzare il componente attivo.

----*----

Costruiamo ora un esemplare e sottoponiamolo a delle misure di collaudo per vedere se funziona e, in caso affermativo, per osservare di quanto deviano i valori misurati da quelli calcolati.

Le misure fatte su un prototipo costruito in laboratorio hanno dato i seguenti risultati:

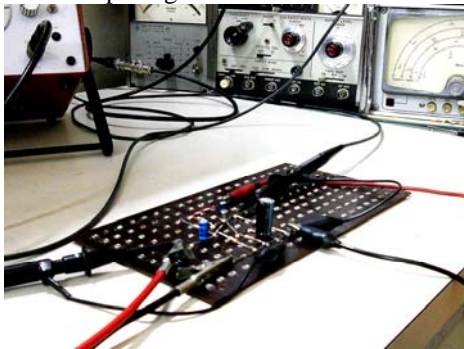
$$V_{CE} = 5,2V ; \quad V_{RE} = 2,0V ; \quad v_e = 7,5mV ;$$

$$f_i = 66Hz ; \quad f_s = 440KHz \quad v_a = 0,47V ; \quad A_0 = 62 ; \quad (31)$$

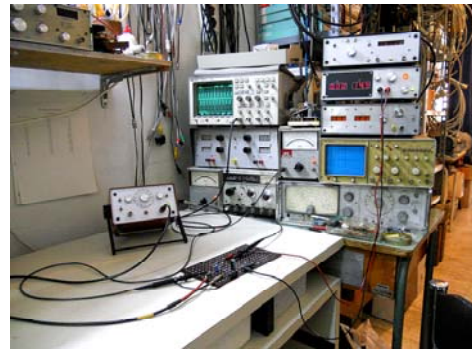
Essi sono valori sufficientemente vicini a quelli calcolati o impostati: ciò ci conforta sull'efficacia del lavoro svolto e sul metodo di calcolo eseguito.

Il circuito è stato montato su una basetta di bachelite forata e rivettata, in modo da avere una costruzione abbastanza rigida, facilmente modificabile ed adatta alla manipolazione. Dopo aver controllato il suo normale funzionamento e le polarizzazioni del transistor, siamo passati alle misure sui segnali.

Si riportano le foto più significative delle varie fasi di collaudo.



Il circuito montato su piastra rivettata ...



... al banco di collaudo

La prima misura è stata eseguita per riscontrare la perdita di inserzione all'ingresso del transistor. I risultati hanno confermato ottimamente i valori ottenuti dal calcolo.



Misura della tensione d'ingresso a vuoto (10mV)...

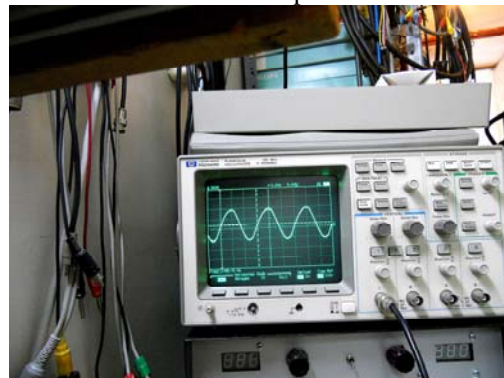


...e sotto carico (7,5mV).

La tensione di segnale in uscita, con un segnale d'ingresso di 7,5mV è risultata di 0,47V, abbastanza vicino al valore di tensione calcolato (0,424V). Questo risultato ci conforta sul metodo di calcolo adoperato.



Tensione d'uscita a centro banda (0,47V)



Frequenza di taglio (66Hz)

Per determinare la **frequenza di taglio inferiore**, abbiamo modificato la tensione del segnale in ingresso in modo da avere in uscita un valore di 774mV pari a 0dB a centro banda (1000Hz). Poi abbiamo fatto scorrere la frequenza (a

tensione costante del generatore) verso i valori più bassi fino ad ottenere una riduzione dell'amplificazione di -3dB. Abbiamo letto sull'oscilloscopio la frequenza che è risultata di 66Hz. Pertanto la frequenza di taglio si è allontanata un po' da quella imposta. Si deve tener conto però che i condensatori elettrolitici che adoperiamo correntemente hanno generalmente delle tolleranze quasi inaccettabili. Perciò il valore dei condensatori è da modificare (magari portando 2,2 μ F a 4,7 μ F e 1 μ F a 2,2 μ F; aumentare il valore dei condensatori non guasta mai!).

Per determinare la **frequenza di taglio superiore** ci siamo comportati nello stesso modo: siamo partiti come di consueto, da centro banda (1000Hz) a 0dB, aumentando continuamente la frequenza, fino ad ottenere in uscita una caduta di segnale di -3dB. Il valore letto sull'oscilloscopio ha fornito il risultato (440Khz), abbastanza vicino al valore calcolato.

Nel corso del calcolo abbiamo usato la frase “si suppone” per definire il valore delle capacità verso massa. Con il “si suppone” non dimostriamo un buon modo di ragionare in fase di progettazione! Purtroppo, però, è notevolmente difficile determinare quali sono i valori delle capacità parassite del circuito reale utili per conoscere la C_p . Quindi, si può fare solamente un calcolo teorico induttivo e approssimativo. Con il valore effettivo della f_s letto sullo strumento in fase di collaudo possiamo risalire alla C_p vera. Nel nostro caso, dalla (22) ricaviamo un valore di 394pF.

Se teniamo presente che l'amplificazione è salita a 62 e accettiamo che le capacità del transistor siano rimaste costanti, perveniamo ad una capacità parassita di $394 - (8 + 3,5 \cdot 63) = 394 - 228 = 166\text{pF}$, cioè un valore migliore di quello “presunto”. Ciò sta a significare che abbiamo fatto un buon cablaggio.



Tensione d'uscita su 0dB a 1000Hz



Tensione d'uscita su -3dB a 66Hz

Perciò, in generale, a costruzione circuitale avvenuta possiamo sapere per deduzione dal collaudo strumentale qual è il valore di f_s . I risultati ottenuti ci faranno accettare il cablaggio adoperato per il circuito oppure ci costringeranno a modificarlo in modo da ridurre le capacità parassite per aumentare la banda passante. In questo caso conta molto l'esperienza di progettazione (i segreti professionali!).

----*----

Abbiamo, così, terminato il nostro piccolo studio teorico-applicativo sull'amplificazione di segnale a banda larga allo stato solido, progettando totalmente e costruendo un prototipo con risultati più che soddisfacenti, a nostro avviso. Saremmo tentati di proporre questo esercizio come esempio generale di progettazione, correndo però il rischio di essere considerati alquanto presuntuosi!

Ortona, Maggio 2012

Nicola del Ciotto

STUDIO DELL'AMPLIFICAZIONE MEDIANTE I PARAMETRI IBRIDI "h" PARTE TERZA: CONNESSIONI A BASE COMUNE E A COLLETTORE COMUNE, L'INVERTITORE DI FASE

01). LE ALTRE CONNESSIONI

Finora abbiamo parlato della connessione ad emettitore comune, rappresentata dai parametri h_e , che è la più utilizzata nella progettazione di uno stadio amplificatore. Abbiamo però, accennato anche ai parametri h_b e h_c , che si riferiscono rispettivamente alla **connessione a base comune** e alla **connessione a collettore comune**. Per completezza sarebbe bene dare uno sguardo anche a questi parametri h_b e h_c . Essi, però, sono di difficile reperimento sui manuali perché raramente le case costruttrici forniscono i loro valori.

Ebbene, poiché l'uso di queste connessioni è abbastanza frequente, noi cercheremo di trovare le loro relazioni progettuali più importanti mediante i soli parametri "h" (magari con un po' di contorsionismo concettuale! Ma ne guadagniamo in semplicità perché con i soli parametri h_e studiamo tutte le connessioni.).

1) Connessione a base comune.

Lo schema basilare della connessione a base comune è raffigurato in Fig.01, dove, per semplicità, non vi sono rappresentati né i circuiti di polarizzazione, né le alimentazioni, ma solo il percorso del segnale. Il segnale entra nel circuito di emettitore-base ed esce dal circuito di collettore-base e si predispone sul carico R_u .

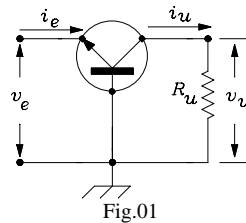


Fig.01

Partiremo dal circuito equivalente semplificato che utilizza i parametri h_e che abbiamo finora utilizzato e che qui riproponiamo (Fig.01a).

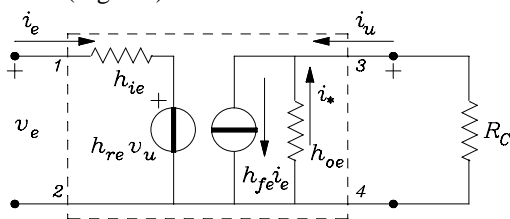


Fig.01a

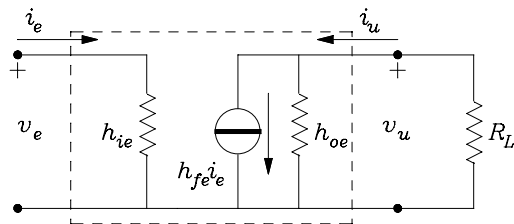


Fig.01a1

Con l'accettabile eliminazione del generatore di reazione $h_{re}v_u$ (Fig.01a1) e con le opportune varianti adatte alla connessione a base comune esso è riportato in Fig.01b.

Si notano quindi nella figura le modifiche essenziali che consistono nel porre a massa il collegamento di base (punto B) e nell'apertura del circuito di emettitore (punto E) dove, ora, verrà iniettato il segnale d'ingresso v_e .

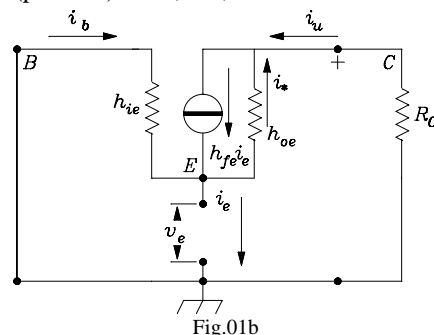
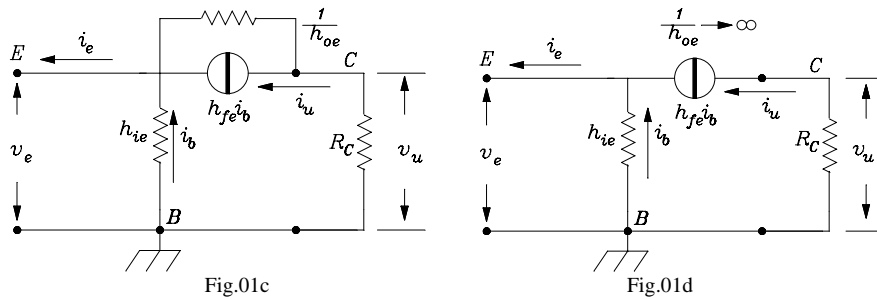


Fig.01b

Questo circuito può essere ridisegnato come in Fig.01c e poi semplificato ancora come in Fig.01d, poiché non si fa un grande errore se si considera l'ammettenza h_{oe} trascurabile ($\frac{1}{h_{oe}} \rightarrow \infty$), ossia se si ammette che il generatore di corrente $h_{fe}i_b$ sia ideale.



Su queste posizioni e guardando con attenzione il verso delle correnti, determiniamo l'Amplificazione dello stadio. Scriviamo:

$$i_e = i_b + i_u \cong i_b + h_{fe}i_b = i_b(1 + h_{fe})$$

Quantifichiamo l'**Amplificazione di corrente**. Essa è il rapporto tra la corrente d'uscita e quella d'ingresso, cioè:

$$A_i = \frac{i_u}{-i_e} = \frac{h_{fe}i_b}{-i_b(1 + h_{fe})} = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} \cong -1 \quad (01)$$

poiché $h_{fe} \gg 1$. Dalla (01) si deduce che praticamente lo **stadio non amplifica il segnale di corrente**, ma provoca una sua rotazione di fase di 180° .

E' importante, ora, trovare il valore della **Resistenza d'ingresso** R_{in} :

$$R_{in} = \frac{v_e}{i_e} = \frac{h_{ie}i_b}{(1 + h_{fe})i_b} = \frac{h_{ie}}{(1 + h_{fe})} \quad (02)$$

La (02) ci mostra quanto sia basso il valore della resistenza d'ingresso in questo tipo di connessione.

Per esempio, per un BC109 i cui valori parametrici sono mediamente:

$$h_{ie} = 7,3k\Omega ; \quad h_{re} = 3,5 \cdot 10^{-4} ; \quad h_{fe} = 500 ; \quad h_{oe} = 40 \cdot 10^{-6}\Omega^{-1}$$

abbiamo: $7300/501 = 14,6\Omega$!

Quando si ha a che fare con questo tipo di connessione, si deve stare attenti a non inserire un generatore di segnale che abbia un'impedenza interna non trascurabile (per es. 600Ω). Potrebbe essere cortocircuitato dalla bassa resistenza dinamica d'ingresso del transistor.

Finalmente, siamo in grado di trovare l'espressione dell'**Amplificazione di tensione** A_v **del segnale**.

$$A_v = \frac{v_u}{v_e} = \frac{-R_c i_u}{R_{in} i_e} = A_i \frac{-R_c}{R_{in}} = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} \cdot \frac{1 + h_{fe}}{h_{ie}} \cdot (-R_c) = +\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_c$$

$$A_v = +\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_c \quad (03)$$

Per esempio, se il carico di collettore del BC109 è di $3,8K\Omega$ l'amplificazione di tensione sarà:

$$A_v = +\frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_c = +\frac{500}{7300} \cdot 3800 = +260$$

Dalla (03) si deduce che l'amplificazione di tensione ha lo stesso valore assoluto che si ottiene con la connessione ad emettitore comune, ma non vi è la rotazione di fase di 180° del segnale.

Infine determiniamo l'importante valore della **Resistenza d'uscita**. Per trovarla agiamo in questo modo: non mettiamo alcun segnale all'ingresso, cioè facciamo in modo che sia $v_e = 0$, inoltre pensiamo che si possa accettare che l'impedenza interna del generatore di segnale sia talmente bassa da cortocircuitare l'ingresso h_{ie} (Insomma il generatore di segnale è collegato ma non fornisce tensione). In queste condizioni, la Fig.01c si trasforma nella Fig.01e.

Trasformiamo, ora, il generatore di corrente nel generatore di tensione equivalente, mediante il teorema di Thevenin, per ottenere una maglia, che è più semplice da risolvere (Fig.01f).

Osservando la Fig.01f e notando che $i_b = -i_u$ scriviamo per la maglia, a seguire:

$$v_u + \frac{h_{fe} i_b}{h_{oe}} = \frac{1}{h_{oe}} \cdot i_u ; \quad v_u = \frac{1}{h_{oe}} \cdot i_u + \frac{h_{fe}}{h_{oe}} \cdot i_u ; \quad v_u = \left(\frac{1+h_{fe}}{h_{oe}} \right) \cdot i_u$$

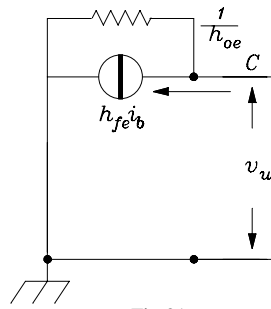


Fig.01e

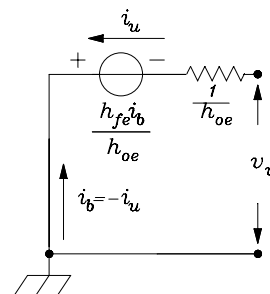


Fig.01f

La resistenza d'uscita R_o assume perciò l'espressione:

$$R_o = \frac{1}{h_{oe}} \cdot (1+h_{fe}) \tag{04}$$

La (04) ci mostra il grande aumento dell'impedenza d'uscita, anzi si può notare che essa aumenta della stessa quantità di quanto diminuisce l'impedenza d'ingresso.

Il nostro BC109, aumenta teoricamente la sua impedenza interna d'uscita ($1/h_{oe}$) da circa $25K\Omega$ a $25 \cdot 10^3 \cdot (1+500) \cong 12M\Omega$!

Per concludere, possiamo dire che questa configurazione ha delle caratteristiche molto particolari. Non amplifica in corrente perciò non è adatta ad aumentare il contenuto energetico del segnale, però ha la stessa amplificazione di tensione che si ottiene con la connessione ad emettitore comune. La sua elevata resistenza d'uscita produce difficoltà di adattamento con carichi esterni. Quando, però, applichiamo al collettore la necessaria resistenza R_C l'impedenza d'uscita diventa il parallelo tra R_o e R_C , praticamente uguale a R_C .

Il particolare valore basso della resistenza d'ingresso, invece, potrebbe renderla adatta per gli accoppiamenti con linee a bassa impedenza dove è importante il massimo trasferimento di energia. Per questo motivo, il suo utilizzo è notevole negli stadi d'ingresso degli apparati di ricezione di onde elettromagnetiche.

Per esempio, un ipotetico transistor che avesse un $h_{ie}=5000\Omega$ e un $h_{fe}=99$ avrebbe all'ingresso un'impedenza di 50Ω adatta per un collegamento ad un generatore o a una linea coassiale della medesima impedenza, in modo da soddisfare il massimo trasferimento di energia (teorema di Carson).

2) Connessione a collettore comune.

Lo schema essenziale della connessione a collettore comune è raffigurato in Fig.02. Anche qui non vi sono rappresentati né i circuiti di polarizzazione, né le alimentazioni. Il segnale entra nel circuito di base ed esce dal circuito di emettitore e si predispose sul carico R_E . Il circuito equivalente, mediante i parametri h_e , è riportato in Fig.02a.

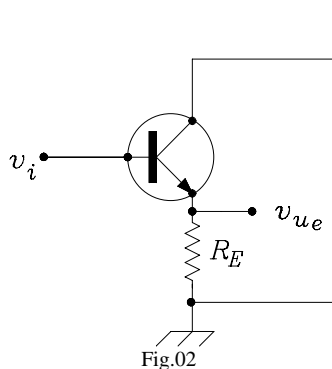


Fig.02

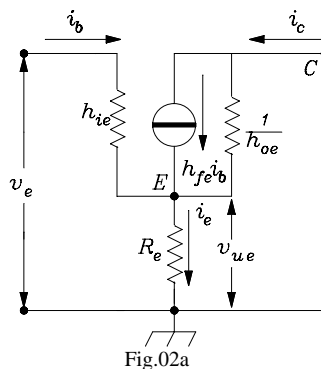


Fig.02a

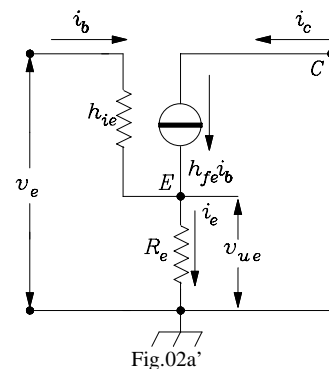


Fig.02a'

Se, come il solito, consideriamo h_{oe} abbastanza piccola da poter essere trascurata, possiamo scrivere, senza grossi errori che: $i_c = A_i \cdot i_b \cong h_{fe} \cdot i_b$, (Fig.02a') perciò l'**Amplificazione di corrente** risulta praticamente uguale al suo coefficiente d'amplificazione. Quindi possiamo scrivere:

$$A_i \cong h_{fe} \tag{05}$$

Se accettiamo che la corrente di base i_b si possa trascurare rispetto alla corrente di emettitore i_e , allora potremmo anche dire che: $i_e \cong i_c$. Introdotte queste semplificazioni, guardando la Fig.02a e applicando la legge di Ohm, scriviamo alcune relazioni importanti che ci saranno subito utili:

$$v_e = h_{ie} \cdot i_b + v_{ue}; \quad v_{ue} = R_E i_e \cong R_E h_{fe} i_b; \quad v_e = h_{ie} i_b + R_E h_{fe} i_b = i_b (h_{ie} + h_{fe} R_E).$$

Determiniamo, ora, la **Resistenza d'ingresso** R_{in} . Essa è definita come il rapporto tra la tensione ai morsetti diviso la corrente in essi:

$$R_{in} = \frac{v_e}{i_e}$$

Ma è anche $i_e = i_b$, perciò:

$$R_{in} = \frac{v_e}{i_e} = h_{ie} + h_{fe} R_E$$

La (06) mette in evidenza il notevole aumento dell'impedenza interna d'ingresso in questo tipo di connessione. Per esempio, il nostro BC109, con i soliti valori parametrici, pensando di avere adoperato una resistenza di emettitore di $1K\Omega$, ci fornisce: $7,3 \cdot 10^3 + 500 \cdot 10^3 = 507300 \cong 500K\Omega$. Anzi, si può notare come h_{ie} influisca poco nel calcolo, perciò potremmo anche accettare la relazione semplificata:

$$R_{in} \cong h_{fe} R_E. \tag{06}$$

Troviamo, finalmente, l'espressione dell'**Amplificazione di tensione** A_{vue} (Fig.02a'):

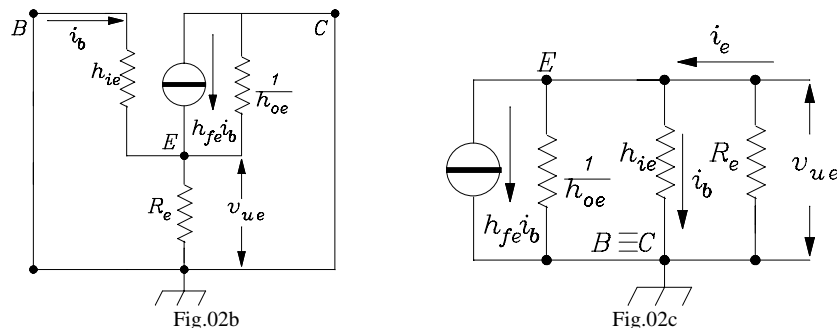
$$A_{vue} = \frac{v_{ue}}{v_e} = \frac{R_E h_{fe} i_b}{h_{ie} i_b + R_E h_{fe} i_b} = \frac{R_E h_{fe}}{h_{ie} + R_E h_{fe}} \tag{07}$$

Se osserviamo con un po' di attenzione la (07), notiamo che l'amplificazione di tensione è leggermente minore di uno e senza rotazione di fase, anzi, se proviamo a trascurare h_{ie} rispetto a $R_E h_{fe}$ possiamo permetterci di dire che:

$$A_{vue} \cong 1. \tag{08}$$

Infatti, il nostro BC107, secondo la (07) e con una resistenza di emettitore da $1K\Omega$, avrebbe un'amplificazione di: $500 \cdot 10^3 / 507,3 \cdot 10^3 = 0,986$, molto vicina a uno. Questo è il motivo per cui il circuito si chiama "Inseguitore di emettitore": Il segnale all'uscita dell'emettitore insegue il segnale posto sulla base.

Determiniamo, infine, l'espressione necessaria per calcolare il valore della **Resistenza d'uscita** R_o . Facciamo alcune approssimazioni. Consideriamo che il generatore esterno non fornisca segnale e che la sua impedenza interna sia talmente bassa da considerare l'ingresso (punto B) cortocircuitato. Il circuito di Fig.02a si trasforma nel circuito di Fig.02b.



Si nota subito come le tre resistenze, collegate nel nodo E, **risultino in parallelo** tramite il collegamento $B \equiv C$ verso massa. Possiamo quindi ridisegnare la Fig.02b, arrivando alla definitiva Fig.02c. Risolvendo il nodo, per Kirchoff abbiamo:

$$i_e = \frac{v_{ue}}{R_E} + \frac{v_{ue}}{h_{ie}} + v_{ue} h_{oe} + h_{fe} i_b \tag{09}$$

dove tutti i termini sono espressi in v_{ue} ed un solo termine, che riguarda il generatore, è espresso in funzione di i_b . Ma per la legge di Ohm la corrente di base i_b è data da:

$$i_b = \frac{v_{ue}}{h_{ie}}$$

Perciò la (09) può essere riscritta così:

$$i_e = \frac{v_{ue}}{R_E} + \frac{v_{ue}}{h_{ie}} + v_{ue} h_{oe} + h_{fe} \frac{v_{ue}}{h_{ie}} \tag{09a}$$

dove tutti i termini sono in funzione di v_{ue} . Dividiamo tutto per v_{ue} ed otteniamo l'ammettenza d'uscita G_o :

$$G_o = \frac{1}{R_E} + \frac{1}{h_{ie}} + h_{oe} + \frac{h_{fe}}{h_{ie}} = \frac{1}{R_E} + h_{oe} + \frac{1+h_{fe}}{h_{ie}} \cong \frac{1}{R_E} + \frac{h_{fe}}{h_{ie}}$$

poiché si può trascurare h_{oe} ed è $1+h_{fe} \cong h_{fe}$.

Il nostro BC109 avrebbe questa conduttanza d'uscita:

$$G_o = 1 \cdot 10^{-3} + \frac{500}{7,3} \cdot 10^{-3} = 1 + 68,5 \cdot 10^{-3} = 69,5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

che corrisponderebbe ad una resistenza d'uscita $R_o = 1/G_o = 14,4\Omega$. Dal calcolo si nota subito che il contributo di $1/R_E$ è trascurabile.

In definitiva, possiamo fornire questa espressione per il valore della resistenza d'uscita, senza eccessivo errore:

$$R_o \cong \frac{h_{ie}}{h_{fe}} \tag{10}$$

La resistenza d'uscita del BC109 calcolata con la (10) porta al seguente risultato: $R_o = 7300/500 = 14,6\Omega$, poco diverso da $14,4\Omega$. La relazione semplificata (10) è, quindi, pienamente accettabile.

In conclusione, la connessione a collettore comune (chiamata anche ad uscita di emettitore, ad inseguitore di emettitore, o, in inglese "Emitter Follower") produce un circuito molto versatile e dalle ottime caratteristiche. Contro la sua mancata amplificazione di tensione, offre altre qualità.

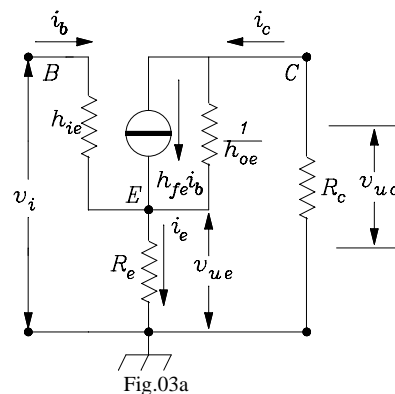
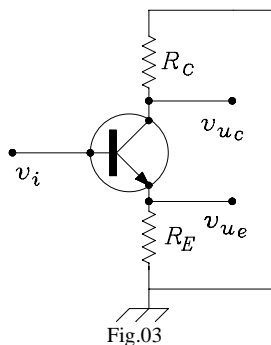
Il notevole valore dell'impedenza d'ingresso lo rende validissimo come primo circuito d'entrata negli amplificatori, perché non carica il generatore di segnale mentre si comporta in uscita come un buon generatore di tensione (ossia con bassa resistenza interna).

Aumenta l'energia del segnale perché a fronte di nessuna amplificazione di tensione, ha, però, una forte amplificazione di corrente: un segnale al suo ingresso, con scarsa energia, è riportato in uscita praticamente della stessa ampiezza ma con una potenza h_{fe} volte più grande.

3) Invertitore di fase.

Completiamo questa rassegna con un circuito molto particolare. Esso ha un ingresso (sulla base) e due uscite (una sul collettore e l'altra sull'emettitore). Poiché i due segnali in uscita sono per costruzione sfasati tra loro di 180° , questo circuito è chiamato "Invertitore di fase". Lo schema essenziale è riportato in Fig.03.

In Fig.03a, invece, è riportato il circuito equivalente semplificato, in cui sono presenti sia il carico di collettore R_C , sia il carico di emettitore R_E .



Analizziamo il circuito.

Sappiamo già che: $i_e = i_c + i_b \cong i_c$, perché i_b è trascurabile rispetto a i_c . Determiniamo l'**Amplificazione di corrente**. Se trascuriamo la corrente di perdita che scorre nella h_{oe} possiamo ammettere che:

$$A_i \cong \frac{i_c}{i_b} = \frac{h_{fe} \cdot i_b}{i_b} = h_{fe} \quad (11)$$

Quindi, anche in questa connessione l'amplificazione di corrente è praticamente uguale al suo coefficiente. Scriviamo, ora, un paio di espressioni che fra breve ci serviranno:

$$v_{uc} = -R_c i_c; \quad v_{ue} = R_E i_e \cong R_E h_{fe} i_b$$

Troviamo l'espressione della **Resistenza d'ingresso**.

Dalla seguente:

$$R_{in} = \frac{v_i}{i_b} = \frac{h_{ie} i_b + v_{ue}}{i_b} = \frac{h_{ie} i_b + R_E h_{fe} i_b}{i_b}$$

discende direttamente:

$$R_{in} = h_{ie} + h_{fe} R_E \quad (12)$$

che è **uguale alla resistenza d'ingresso ottenuta nella connessione a collettore comune**.

Poiché vi sono due punti d'uscita, sicuramente avremo due diverse espressioni delle rispettive amplificazioni.

L'amplificazione A_{vc} sull'uscita di collettore è:

$$A_{vc} = \frac{v_{uc}}{v_i} = \frac{-R_c i_c}{R_{in} i_b} = -\frac{R_c h_{fe} i_b}{(h_{ie} + h_{fe} R_E) i_b} \cong -\frac{R_c}{R_E} \quad (13)$$

L'amplificazione A_{ve} sull'uscita di emettitore è:

$$A_{ve} = \frac{v_{ue}}{v_i} = \frac{R_E h_{fe} i_b}{(h_{ie} + h_{fe} R_E) i_b} \cong +1 \quad (14)$$

E' subito evidente che l'amplificazione d'emettitore A_{ve} ha lo stesso valore ottenuto nella connessione a collettore comune, ma questo non deve stupirci, poiché stiamo effettivamente utilizzando un "Emitter follower". E' interessante, invece, il **valore della A_{vc} , che dipende dal solo rapporto tra le due resistenze d'uscita e non dal transistor**.

Anzi, se utilizziamo due resistenze uguali, anche **per la A_{vc} si verificherà un'amplificazione unitaria, ma con rotazione di fase di 180°**.

In queste condizioni abbiamo sulle due uscite due segnali uguali e opposti: cioè abbiamo realizzato un "**invertitore di fase**" con l'uscita sull'emettitore in fase con il segnale d'ingresso e sul collettore in opposizione. Riportiamo le due importanti espressioni:

$$A_{vc} = \frac{v_{uc}}{v_i} \cong -1 \quad A_{ve} = \frac{v_{ue}}{v_i} \cong +1 \quad (14a)$$

Calcoliamo, ora, le due resistenze d'uscita.

1) Calcolo della resistenza d'uscita di collettore R_{oc} , (Fig.03b):

La R_{oc} è espressa da: $R_{oc} = \frac{v_{uc}}{i_c}$; se consideriamo che: $R_p = \frac{h_{ie} \cdot R_E}{h_{ie} + R_E}$ può essere trascurato, scriviamo, per

Kirchhoff alla maglia:

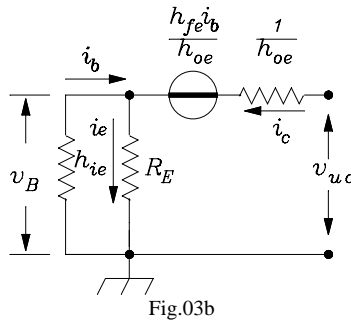
$$v_{uc} + \frac{h_{fe} \cdot i_b}{h_{oe}} \cong \frac{i_c}{h_{oe}}$$

in cui è ancora da determinare i_b . Essa è: $i_b = -\frac{v_B}{h_{ie}} = -\frac{R_E \cdot i_e}{h_{ie}} \cong \frac{R_E \cdot i_c}{h_{ie}}$, perciò:

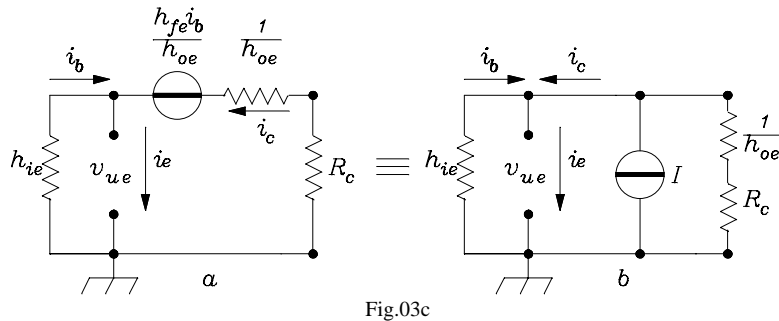
$$v_{uc} = \frac{i_c}{h_{oe}} + \frac{h_{fe} \cdot R_E \cdot i_c}{h_{oe} \cdot h_{ie}}$$

Concludendo, l'espressione della resistenza d'uscita di collettore R_{oc} è:

$$R_{oc} = \frac{1}{h_{oe}} \left(1 + \frac{h_{fe} R_E}{h_{ie}} \right) \quad (35)$$



2) Calcolo della resistenza d'uscita d'emettitore R_{oe} (Fig.03c):



La R_{oe} è espressa da: $R = \frac{v_{ue}}{i_e}$. E' anche: $i_e = i_c + i_b$. Applichiamo il teorema di Norton e trasformiamo la Figura 13c dalla versione (a) alla versione (b). La corrente I del generatore di Norton avrà questa espressione:

$$I = \frac{E}{R} = \frac{h_{fe} i_b}{h_{oe}} \cdot \frac{1}{\frac{1}{h_{oe}} + R_c}$$

Quindi: $i_c = I + \frac{v_{ue}}{\frac{1}{h_{oe}} + R_c}$. E' anche: $i_b = \frac{v_{ue}}{h_{ie}}$. Perciò, possiamo scrivere:

$$i_e = \frac{h_{fe} \cdot i_b}{h_{oe} \left(\frac{1}{h_{oe}} + R_c \right)} + \frac{v_{ue}}{\frac{1}{h_{oe}} + R_c} + \frac{v_{ue}}{h_{ie}} = \frac{h_{fe} \cdot v_{ue}}{h_{ie} \cdot h_{oe} \left(\frac{1}{h_{oe}} + R_c \right)} + \frac{v_{ue}}{\frac{1}{h_{oe}} + R_c} + \frac{v_{ue}}{h_{ie}}$$

Dallo schema (b) della Fig.13c ricaviamo la conduttanza d'uscita G_{oe} :

$$G_{oe} = \frac{i_e}{v_{ue}} = \frac{h_{fe}}{h_{ie} \cdot (1 + h_{oe} \cdot R_c)} + \frac{1}{\frac{1}{h_{oe}} + R_c} + \frac{1}{h_{ie}} \cong \frac{h_{fe}}{h_{ie} \cdot (1 + h_{oe} \cdot R_c)}$$

perché il secondo e terzo termine del secondo membro sono trascurabili. Si deduce che l'espressione della resistenza d'uscita d'emettitore R_{oe} è:

$$R_{oe} = \frac{h_{ie} (1 + h_{oe} R_c)}{h_{fe}} \quad (16)$$

Se $h_{oe} R_c$ è trascurabile rispetto a 1 l'espressione (16) diventa più semplicemente:

$$R_{oe} = \frac{h_{ie}}{h_{fe}} \quad (17)$$

Si verifica purtroppo che: $R_{oc} \gg R_{oe}$.

Il nostro BC109, connesso ad invertitore di fase, con $R_C = R_E = 1K\Omega$ avrà teoricamente queste resistenze d'uscita:

$$R_{oc} = 55 \cdot 10^3 \cdot (1 + 370) \cong 20M\Omega ;$$

$$R_{oe} = 7,3/500 = 14,6\Omega .$$

E' enorme la differenza tra le due resistenze interne! Però la R_{oc} che, come si vede dalla (35) non dipende dalla resistenza di collettore R_C , risulterà, alla fine in parallelo ad essa, portando, di fatto l'impedenza d'uscita praticamente al valore della stessa R_C . Perciò il rapporto tra le due resistenze passa da 1/1000000 a 1/100 circa, che porta comunque sempre a una grande differenza tra esse.

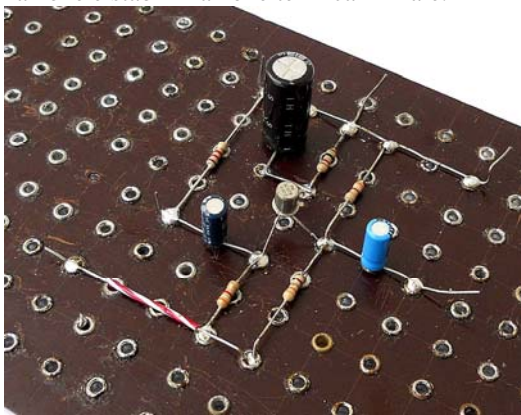
Questo circuito è utilizzato spesso come pilota dello stadio finale in controfase degli amplificatori audio. Quando non si richiede potenza di segnale, può sostituire efficacemente il trasformatore a presa centrale, con il vantaggio di avere minore distorsione e notevole aumento della banda passante.

Quando, invece si richiede potenza, e quindi corrente di segnale, il circuito con le due resistenze di collettore e di emettitore uguali fallisce perché le due impedenze d'uscita non hanno lo stesso valore. L'uscita di collettore fornirà un segnale più piccolo di quello fornito dall'uscita di emettitore, provocando uno sbilanciamento sullo stadio finale controfase con conseguenti distorsioni che possono essere, a volte, intollerabili.

In questo caso si deve lavorare sul rapporto tra R_E e R_C per bilanciare il sistema.

02). QUALCHE APPLICAZIONE

Partiamo dal circuito di Fig.04 con un BC107 connesso ad emettitore comune, già progettato, costruito, controllato ed analizzato in precedenza e modifichiamolo sufficientemente in modo che esso si comporti via via come connesso a base comune, come connesso a collettore comune ed, infine come invertitore di fase, pur mantenendo intatta la sua polarizzazione e stabilizzazione termica iniziale.



Il circuito di partenza di Fig.04

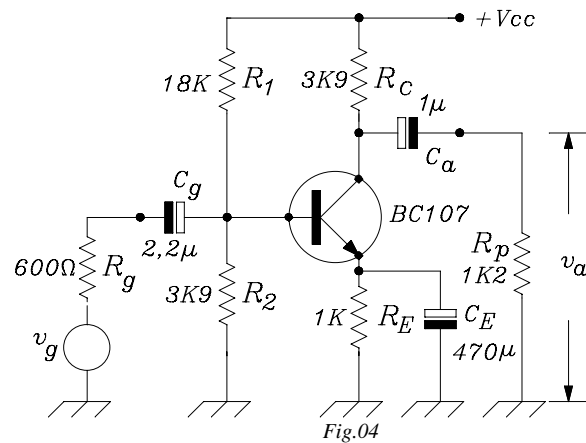


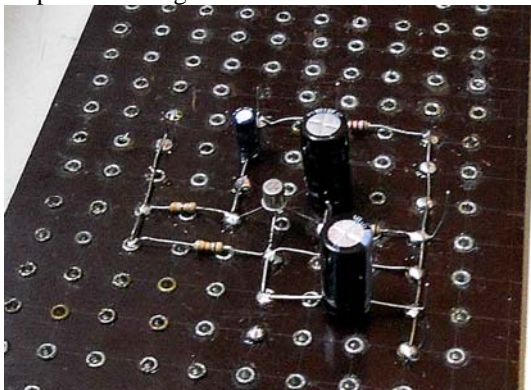
Fig.04

Riproponiamo i valori caratteristici medi del BC107:

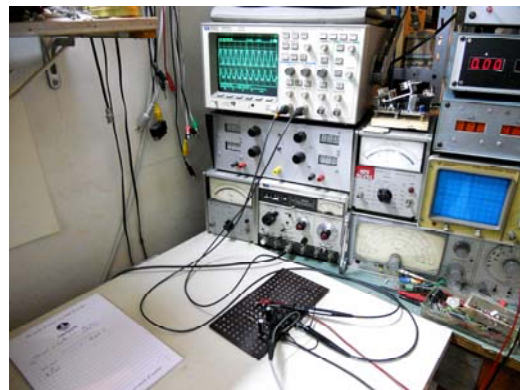
$$h_{ie} = 4.7k\Omega ; \quad h_{re} = 1.5 \cdot 10^{-4} ; \quad h_{fe} = 220 ; \quad h_{oe} = 30 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1}$$

1) Modifichiamo il circuito base di Fig.04 nel seguente di Fig.05, per ottenere una connessione a base comune.

Abbiamo collegato alla base una grossa capacità che riuscisse a fuggire verso massa qualsiasi variazione in modo da poter pensare che la base fosse praticamente collegata a massa per il segnale. Abbiamo tolto il condensatore di emettitore ed abbiamo inserito il segnale esterno tramite, anche qui, una grossa capacità, poiché la teoria ci avverte della bassa impedenza d'ingresso di emettitore. Il circuito d'uscita non è stato variato.



Il circuito montato su basetta rivettata, modificato come in Fig.05 ...



...al banco di collaudo.

Facciamo qualche calcolo:

La resistenza d'ingresso viene ad assumere il valore:

$$R_{in} = \frac{h_{ie}}{(1 + h_{fe})} = \frac{4700}{221} = 21,2\Omega$$

Considerando plausibile che la resistenza interna del generatore sia di 600Ω, il coefficiente di perdita di inserzione è dato da:

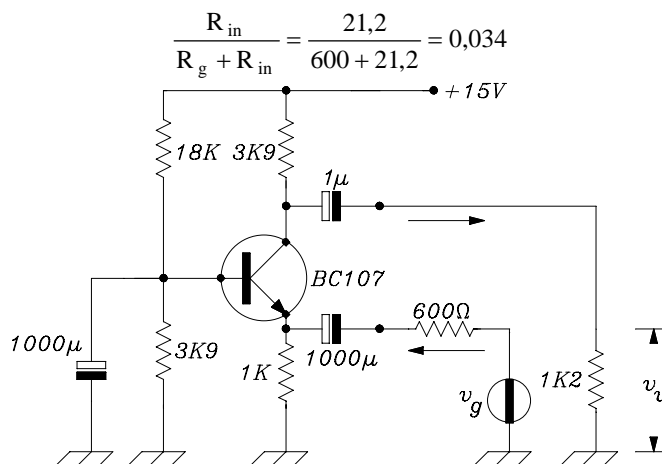


Fig.05

Per avere 100mV_{PP} di segnale all'ingresso sull'emettitore il generatore deve fornire a vuoto una tensione di:

$$v_g = \frac{0,1}{0,034} = 2,9V_{PP}$$

da cui si deduce che praticamente l'ingresso dello stadio pone quasi in cortocircuito il generatore!

Calcoliamo la resistenza d'uscita R_u :

$$R_u = \frac{R_C \cdot R_L}{R_C + R_L} = \frac{3,9 \cdot 1,2 \cdot 10^6}{(3,9 + 1,2) \cdot 10^3} \cong 917\Omega$$

e determiniamo l'amplificazione A_v :

$$A_v = + \frac{h_{fe}}{h_{ie}} \cdot R_u = \frac{220}{4,7 \cdot 10^3} 0,917 \cdot 10^3 \cong 43$$

Al banco di collaudo abbiamo riscontrato i seguenti valori:

Per una v_i d'ingresso all'emettitore di 100mV_{PP} abbiamo letto in uscita sul carico R_L (1,2KΩ) una tensione di 2,67V_{PP} per cui l'amplificazione è risultata:

$$A_v = \frac{v_u}{v_i} = \frac{2,67}{0,1} = 26,7$$

più bassa di quella calcolata. Probabilmente ciò è dovuto alla notevole dispersione dei parametri "h" che si ha tra transistor e transistor, anche con la stessa sigla.

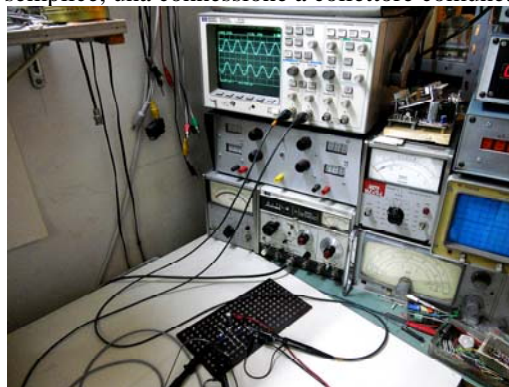
Abbiamo staccato il generatore dal circuito, quando all'ingresso erano presenti 100mV_{PP} ed abbiamo letto una tensione a vuoto in uscita di 2,34V_{PP} che è abbastanza vicina a quella calcolata.

2) Modifichiamo il circuito di Fig.04 nel seguente di Fig.06 per ottenere una *connessione a collettore comune*.

Il condensatore da 470µF che era sull'emettitore è stato posto in parallelo alla resistenza di collettore per farlo a massa per i segnali. Il condensatore di 1µF d'accoppiamento tra il collettore e il carico di 1,8KΩ è stato collegato all'emettitore. In questo modo abbiamo realizzato, in modo molto semplice, una connessione a collettore comune.



Il circuito montato su basetta rivettata, modificato come in Fig.06 ...

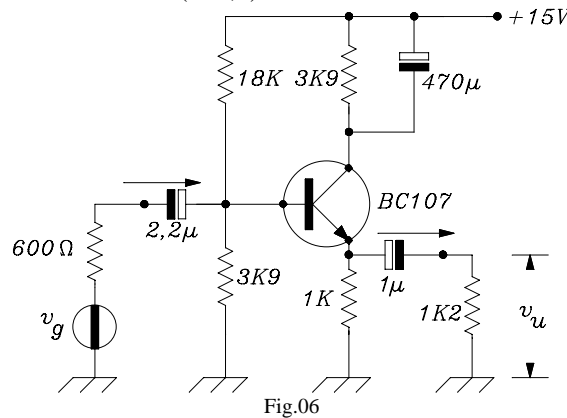


....al banco di collaudo.

Facciamo qualche calcolo:

La R_E è data dal parallelo di R_e e R_u e risulta essere:

$$\frac{1 \cdot 10^3 \cdot 1,2 \cdot 10^3}{(1+1,2) \cdot 10^3} = 545 \Omega .$$



Calcoliamo l'Amplificazione:

$$A_{vue} = \frac{R_E h_{fe}}{h_{ie} + R_E h_{fe}} = \frac{545 \cdot 220}{4500 + 545 \cdot 220} = 0,96$$

L'impedenza d'ingresso è data dal parallelo tra l'impedenza interna del transistor e il risultato R_b del parallelo tra la R_1 e la R_2 .

$$R_b = \frac{18 \cdot 3,9 \cdot 10^6}{(18 + 3,9) \cdot 10^3} = 3,2 \cdot 10^3 \Omega$$

$$R_{in} = h_{fe} \cdot R_E = 220 \cdot 10^3 \Omega$$

$$R_{ing} = \frac{R_b \cdot R_{in}}{R_b + R_{in}} = \frac{3,2 \cdot 10^3 \cdot 220 \cdot 10^3}{223,2 \cdot 10^3} = 3,154 \cdot 10^3 \Omega \cong 3,2 \cdot 10^3 \Omega$$

L'ultima espressione ci mostra come conti pochissimo il valore della R_{in} perciò l'impedenza d'ingresso dipende praticamente dal solo parallelo delle resistenze di polarizzazione. La perdita d'inserzione sarà perciò:

$$\frac{R_b}{R_g + R_b} = \frac{3200}{600 + 3200} = 0,84$$

Al banco di collaudo, con un segnale di 1200mV a vuoto del generatore abbiamo ottenuto 1000mV all'ingresso con una perdita d'inserzione di 0,83, molto vicina a quella calcolata. Abbiamo letto 943mV all'uscita, con un'amplificazione intrinseca di 0,943. Anche questo valore è sufficientemente vicino a quello calcolato.

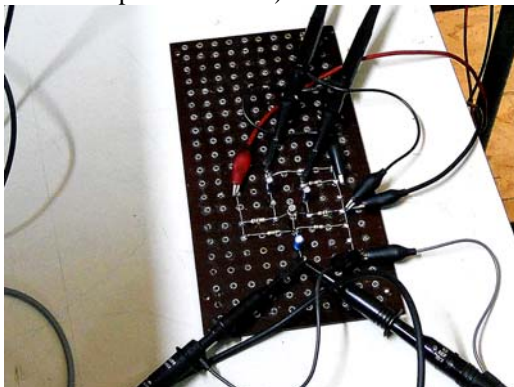
Ma l'amplificazione globale è risultata di:

$$\frac{v_u}{v_g} = \frac{943}{1200} = 0,78$$

che ha abbassato alquanto il valore precedente. Attenti, perciò, alla perdita d'inserzione!

3) Modifichiamo il circuito di Fig.04 nel seguente di Fig.07 per ottenere un'invertitore di fase.

Abbiamo tolto il condensatore C_E sull'emettitore; abbiamo collegato due carichi R_L uguali (1,2K Ω) sulle due uscite e abbiamo variato la R_C portandola al valore uguale a quello della resistenza R_E di emettitore (1K Ω), (modificando però leggermente la polarizzazione).



Il circuito montato su basetta rivettata, modificato come in Fig.07...



....al banco di collaudo.

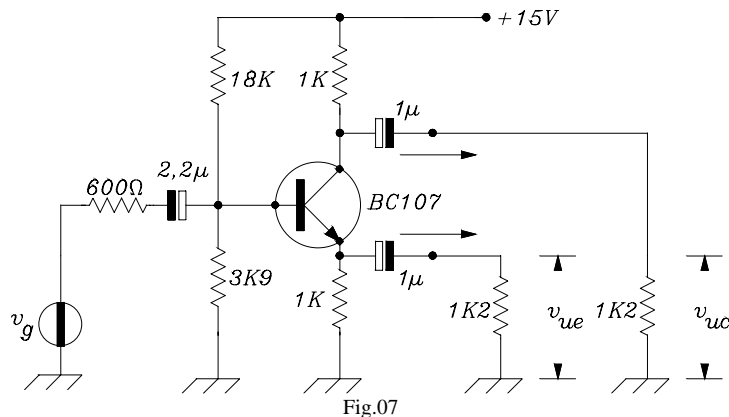


Fig.07

Facciamo qualche calcolo.

Con i dati caratteristici del BC107 (che qui riportiamo di nuovo per nostra utilità):

$$h_{ie} = 4.7k\Omega ; \quad h_{re} = 1.5 \cdot 10^{-4} ; \quad h_{fe} = 220 ; \quad h_{oe} = 30 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1}$$

applicando le formule esatte, andiamo a determinare le due amplificazioni dell'invertitore di fase.

In uscita dall'emettitore:

$$A_{ve} = \frac{v_{ue}}{v_i} = \frac{R_E h_{fe}}{h_{ie} + h_{fe} R_E} = \frac{10^3 \cdot 220}{(4.7 + 220) \cdot 10^3} \cong +0,98$$

In uscita dal collettore, poiché $R_C = R_E$:

$$A_{vc} = \frac{v_{uc}}{v_i} = -\frac{R_C h_{fe}}{h_{ie} + h_{fe} R_E} \cong -0,98$$

Al banco di collaudo, con un segnale di 2000mV all'ingresso, abbiamo ottenuto 1860mV all'uscita di emettitore, con un'amplificazione intrinseca di 0,93 e di 1780mV all'uscita di collettore, con un'amplificazione intrinseca di 0,89.

I valori sono sufficientemente vicini a quelli calcolati, ma è evidente lo squilibrio tra essi, per i motivi di cui abbiamo già parlato. Questa differenza tra i due segnali potrebbe non essere tollerata nella progettazione di un amplificatore ad Alta Fedeltà.

----*----

Con questa terza parte abbiamo concluso una breve ma pur sostanziosa discussione sulla teoria dei circuiti equivalenti con parametri "h" e abbiamo proposto alcune applicazioni, fornite come esempio di calcolo. Tutto ciò come punto di partenza per favorire un ulteriore sviluppo e approfondimento da parte dei più volenterosi.

Abbiamo cercato di essere semplici nella spiegazione ma anche discretamente rigorosi nello sviluppo teorico. Speriamo di esserci riusciti.

Al momento opportuno abbiamo fatto alcune accettabili (ma a volte un po' al limite!) approssimazioni al calcolo per renderlo più accessibile e più leggero, per rendere più rapida la **progettazione di primo approccio**. Non dobbiamo dimenticare che noi siamo tecnici e non fisici e non possiamo dedicare molto tempo alle sottigliezze quando dobbiamo progettare, bene e alla svelta. Ovviamente ben venga l'esattezza teorica che ci serve come impalcatura di tranquillità culturale e ci fornisce i limiti entro cui muoverci con sicurezza, però quando dobbiamo lavorare non andiamo troppo per il sottile!

Tanto è inutile fare calcoli laboriosi che tendono all'esattezza quando, poi, nella pratica costruttiva ci imbattiamo sovente in una componentistica dalle grosse tolleranze! Anche i parametri dei nostri transistor a volte sono da considerarsi con larghe, molto larghe, approssimazioni (per esempio, la casa costruttrice dà per il BC107 un h_{fe} che può variare in un ventaglio di valori che vanno da 125 a 500¹).

Perciò è molto importante il lavoro di laboratorio: una volta costruito il prototipo si faranno su di esso tutte le prove e le misure indispensabili. Da esse scaturiranno le modifiche necessarie, i ripensamenti, le variazioni progettuali, gli affinamenti, oppure la soddisfazione di aver fatto un buon progetto, che non ha bisogno di alcuna correzione!

Ortona, Giugno 2012

Nicola del Ciotto

¹ Da: Informazioni Tecniche Philips- "Transistor al germanio e al silicio per radio e TV". Pag. 297. – Philips Elcoma Milano – 1ª edizione - 1967

I PARAMETRI “Y” E GLI AMPLIFICATORI A BANDA STRETTA PARTE PRIMA: STUDIO TEORICO

Prerequisiti:

Conoscenza della teoria dei quadripoli e dei parametri che li caratterizzano. Conoscenza dei concetti di base che si riferiscono alla polarizzazione, all'amplificazione ed ai circuiti equivalenti. Conoscenza dei circuiti risonanti e dei numeri complessi. Conoscenza dei rapporti di trasformazione. Conoscenza del calcolo di un Amplificatore di tensione.

Obiettivi:

Progettare un amplificatore selettivo ed essere in grado di studiare e risolvere i problemi inerenti.

01). GENERALITA'

E' già noto il funzionamento di un amplificatore audio con i problemi che riguardano la banda passante, che noi vorremmo la più larga possibile. Sappiamo anche realizzare uno stadio con le relative frequenze di taglio f_i e f_s .

Vorremmo porre, ora, la nostra attenzione sulle **condizioni limite opposte** che si verificano quando vi è, invece, la necessità di avere una banda passante notevolmente stretta.

In questo caso abbiamo a che fare con gli amplificatori a banda stretta o "selettivi".

La parola stessa "selettivo" chiarisce il concetto: poter selezionare una frequenza o un gruppo ben definito di esse all'uscita dell'amplificatore con l'esclusione di tutte le altre.

02). GLI AMPLIFICATORI SELETTIVI

Teoricamente, un "amplificatore selettivo" è un amplificatore a banda stretta capace di amplificare in modo uniforme un gruppo di frequenze che rientrano in una finestra, o **Canale**, d'ampiezza di banda predeterminata **B**, con la riezione totale di tutte le altre. Questa finestra è anche chiamata **Banda Passante B** ed è misurata in Hz.

La Fig.01 mostra l'andamento teorico di un amplificatore selettivo perfetto, dove tutti i segnali dentro la banda passante **B** sono amplificati ugualmente, mentre all'esterno di essa l'amplificazione è nulla. Ciò ovviamente è irrealizzabile in pratica e si ricorre a molti tipi di circuiti più o meno validi e più o meno complessi che approssimano il più possibile la banda **B** effettiva a quella teorica.

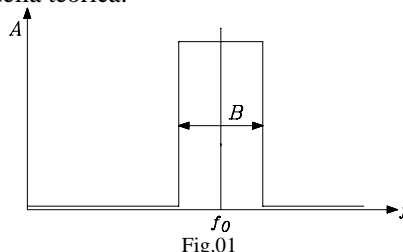


Fig.01

Tra i tanti, il metodo più semplice per realizzare praticamente un amplificatore selettivo è quello di utilizzare i **circuiti risonanti**. **La relazione fondamentale** che lega tra loro la frequenza selezionata **fo**, la banda passante **B** e la bontà del circuito risonante **Q** è d'**importanza strategica** per la progettazione, ed è espressa dalla formula (01):

$$B = \frac{f_0}{Q} \quad (01)$$

Richiami (circuiti risonanti).

E' il caso di richiamare, a questo punto, qualche concetto essenziale sui circuiti risonanti.

*Prenderemo come esempio di studio un **circuito risonante serie**, assicurando che i risultati essenziali valgono anche per il circuito risonante parallelo. (Basta sostituire nel discorso l'ammettenza all'impedenza, la tensione alla corrente e viceversa).*

Un tipico circuito risonante serie è mostrato in Fig.02, dove vengono indicate anche le tensioni e le correnti in gioco:

La corrente $I(\omega)$, funzione della frequenza ω , è data dalla legge di Ohm:

$$I(\omega) = \frac{V(\omega)}{Z(\omega)} \quad (02)$$

dove l'impedenza è espressa da:

$$\bar{Z}(\omega) = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \tag{03}$$

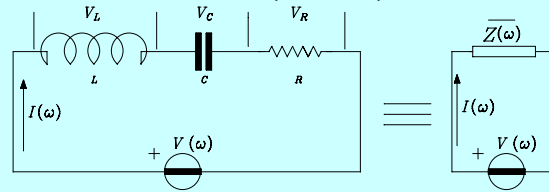


Fig.02

Sappiamo che la pulsazione di risonanza è, per definizione, quel particolare valore ω_0 della ω che annulla la parte immaginaria di $Z(\omega)$, facendo diventare la $Z(\omega)$ puramente reale. Ossia deve verificarsi che:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0 \tag{03a}$$

dalla cui soluzione si ottiene la nota relazione fondamentale:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \tag{04}$$

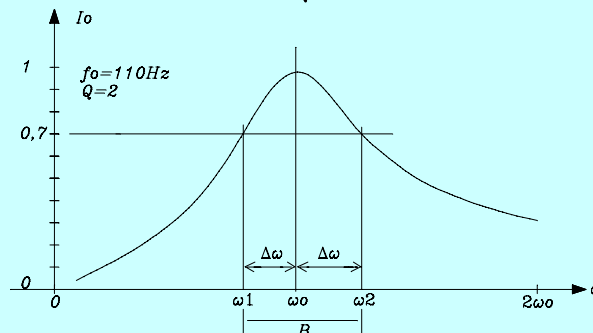


Fig.03

A tale valore di ω ($\omega = \omega_0$) il modulo dell'impedenza $|Z(\omega_0)|$ assume il **valore minimo reale R**. Di conseguenza la corrente si porta al **valore massimo** in fase con la tensione:

$$I_0 = \frac{V}{R} \tag{05}$$

L'andamento di $I(\omega)$ dà luogo alla classica curva di risonanza a campana come in Fig.03, dove sono riportati il valore massimo I_0 e la banda passante B (a -3dB come per sua definizione). La curva è quella disegnata su un caso effettivo: si noti la dissimmetria di forma rispetto ad ω_0 , che vi è sempre, e risulta molto accentuata e visibile quando il Q è molto basso.

Adoperando un adeguato programma¹ di funzioni, analizziamo alcuni casi significativi di questa curva:

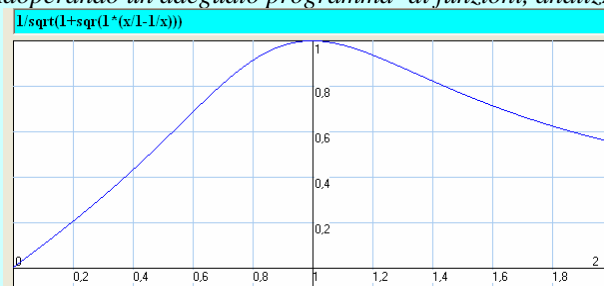


Fig.03a

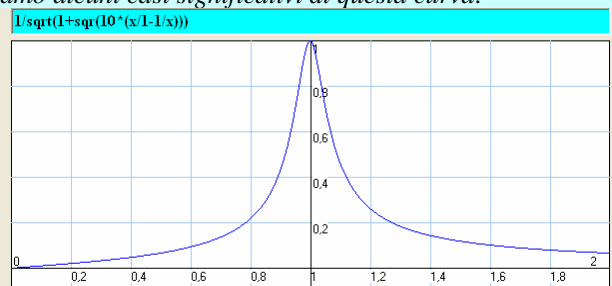


Fig.03b

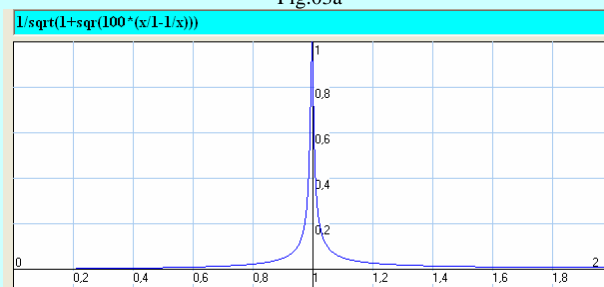


Fig.03c

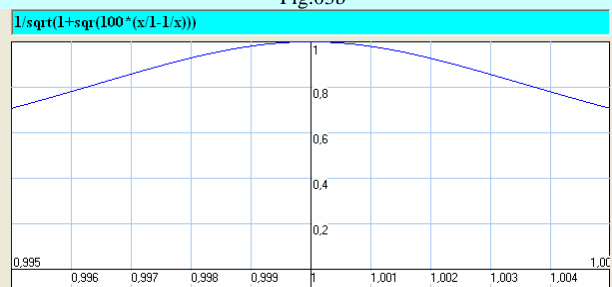


Fig.03d

¹ Un programma personale sviluppato con linguaggio “Delphi” in ambiente Windows XP.

Le figure 03a,b,c, mostrano i grafici delle curve a campana per tre valori di Q su una frequenza di risonanza normalizzata ad 1 e per una corrente anch'essa normalizzata al valore 1. I grafici sono estesi da zero al doppio della frequenza di risonanza (da 0 a $f=2f_0$ ossia tra 0 e 2).

La Fig.30a, che rappresenta l'andamento della curva per un Q molto basso ($Q=1$), mostra con molta evidenza la sua dissimmetria rispetto alla $f_0=1$.

La Fig.03b rappresenta l'andamento della curva con un $Q=10$. E' notevole il miglioramento apparente della simmetria rispetto all'asse $f_0=1$.

La Fig.03c rappresenta l'andamento della curva di risonanza di un circuito RLC con un Q molto alto ($Q=100$). Si nota come la simmetrizzazione è praticamente raggiunta mentre la curva assume la forma a cuspide. E' importante notare, anche, come la seconda armonica ($f=2f_0$) sia molto attenuata. Il circuito con un $Q=100$ si dimostra quindi abbastanza selettivo. Il calcolo fornisce in $2f_0$ un'attenuazione da 1 al valore 0,00666, pari a -43,5dB.

Facciamo ora qualche conticino. Mettiamo nella (01) il valore normalizzato della frequenza $f_0=1$ ed il $Q=100$. Otteniamo una banda passante B pari a:

$$B = \frac{f_0}{Q} = \frac{1}{100} = 0,01$$

con un

$$\Delta f = \frac{B}{2} = 0,005.$$

La Fig.03d mostra l'espansione del grafico nell'intorno di $f = 1$ tra:

$$f_1 = 1 - \Delta f = 1 - 0,005 = 0,995 \quad e \quad f_2 = 1 + \Delta f = 1 + 0,005 = 1,005$$

dove si nota come, confermando la teoria, ai due estremi della banda passante B la corrente scenda a $\frac{1}{\sqrt{2}} I = 0,707 \cdot I$.

(Il calcolo fornisce un valore di 0,7062 a 0,995 e un valore di 0,7079 a 1,005. Ciò dimostra che la dissimmetria è sempre presente).

-----*-----

Approfondimento Matematico

La (01) è molto importante e deve essere giustificata:

Si ricordi che in una impedenza LR serie il coefficiente di bontà Q è definito come il rapporto tra la potenza reattiva e le potenza attiva che si sviluppano ai suoi capi:

$$Q = \frac{Z(\omega) \cdot I^2}{R \cdot I^2} = \frac{(\omega_0 \cdot L) \cdot I^2}{R \cdot I^2} = \frac{\omega_0 \cdot L}{R}$$

Poiché le perdite maggiori in un circuito risonante sono dovute alla parte induttiva, il Q dell'intero circuito può essere rappresentato dalla sola espressione induttiva:

$$Q = \frac{\omega_0 \cdot L}{R}$$

che, per la (03a), può essere anche scritta così:

$$Q = \frac{1}{\omega_0 \cdot CR}$$

Alla risonanza i valori di tensione V_L e V_C ai capi dell'induttanza e della capacità sono, per la legge di Ohm e per la (5):

$$v_L = j\omega L I_0 = j \frac{\omega L}{R} \cdot V = +jQ \cdot V \quad (06)$$

$$v_C = -j \frac{I_0}{\omega C} = -j \frac{V}{\omega CR} = -jQ \cdot V \quad (07)$$

ossia sono in quadratura in anticipo e in ritardo rispetto al segnale d'ingresso e diventano delle sovratensioni Q volte più grandi.

Dalla (02) abbiamo anche, per il **valore assoluto** di $I(\omega)$:

$$|I(\omega)| = \frac{V}{|Z(\omega)|} = \frac{V}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (08)$$

Dividendo il numeratore e il denominatore della (08) per R otteniamo l'importante relazione:

$$|I(\omega)| = \frac{V/R}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega L - 1/\omega C}{R}\right)^2}} = \frac{I_0}{\sqrt{1 + [\text{tg } \varphi(\omega)]^2}} \quad (09)$$

tenendo in considerazione che (dalla teoria dei numeri complessi) la tangente trigonometrica tg è data dal rapporto tra la parte immaginaria e la parte reale dell'impedenza del circuito.

Con qualche artificio matematico ed applicando la (04) possiamo scrivere, a seguire:

$$\begin{aligned} \text{tg } \varphi &= \frac{\frac{\omega L \cdot \omega_0}{\omega} - \frac{\omega_0}{\omega C \cdot \omega_0}}{R} = \frac{\omega \cdot \omega_0 L}{\omega \cdot R} - \frac{\omega_0}{\omega C \omega_0 \cdot R} = \frac{\omega}{\omega_0} \cdot Q - \frac{\omega_0}{\omega} \cdot Q = \\ &= Q \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = Q \cdot \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0 \cdot \omega} = Q \cdot \frac{(\omega - \omega_0) \cdot (\omega + \omega_0)}{\omega \cdot \omega_0} = \\ &= Q \cdot \frac{\omega + \omega_0}{\omega} \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right) \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cdot Q \end{aligned} \quad (10)$$

dove $\Delta\omega$ rappresenta la differenza dei valori tra la frequenza di risonanza ω_0 e la frequenza corrente ω .

Riusciamo a semplificare la relazione, osservando che nell'intorno di ω_0 si può porre $\omega \cong \omega_0$, per cui possiamo ritenere $\frac{\omega_0}{\omega} = 1$, quindi:

$$\text{tg } \varphi \cong (1+1) \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cdot Q = 2 \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \cdot Q \quad (11)$$

Perciò, *nei pressi di* ω_0 l'espressione (09) di $I(\omega)$ diventerà:

$$|I(\omega)| = \frac{I_0}{\sqrt{1 + \left(2Q \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2}} \quad (12)$$

Si è stabilito di definire come "**banda passante B**" il canale intorno a ω_0 che è compreso tra i due valori di ω : ω_1 e ω_2 in corrispondenza dei quali la corrente si riduce al valore $I_0/\sqrt{2} = 0,707 \cdot I_0$ ossia scende di **-3dB** dal valore massimo.

Per rispettare questa condizione deve, allora, verificarsi nella (12) che:

$$2 \cdot Q \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 1 \quad (13)$$

in corrispondenza di ω_1 e ω_2 .

$\Delta\omega$ rappresenta la differenza dei valori tra ω_0 e ω_1 ed anche tra ω_0 e ω_2 , perciò può porsi:

$$2 \cdot \Delta\omega = B.$$

Si ottiene, finalmente, dalla (13):

$$\frac{Q \cdot B}{\omega_0} = 1 \quad (14)$$

quindi la banda passante B sarà data dall'espressione:

$$B = \frac{\omega_0}{Q} \quad (15)$$

oppure, espressa in frequenza, dalla (01)

-----*-----

03). I PARAMETRI "Y"

In Fig.04 è disegnato lo *schema standard* di uno stadio amplificatore selettivo completo di circuiti risonanti sia in ingresso che in uscita, e di un transistor come elemento attivo, insieme ai componenti necessari per la polarizzazione.

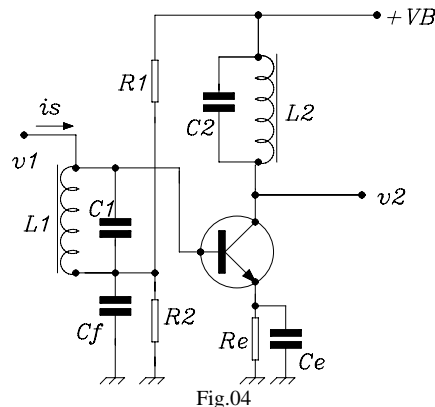


Fig.04

Considerando che, in generale, questo tipo di amplificatore è usato per amplificare segnali a frequenze elevate **il transistor non può più essere schematizzato mediante i comuni parametri ibridi h, perché questi, essendo considerati reali, non possono rappresentare i fenomeni reattivi in gioco.**

Infatti le capacità e le reazioni interne influenzano notevolmente il funzionamento del transistor al variare della frequenza.

In particolare, il circuito d'ingresso assume le dimensioni di un'ammettenza il cui valore con segno può modificare moltissimo le condizioni di *stabilità dinamica* dello stadio.

Perciò è più conveniente far equivalere il transistor ad un quadripolo il cui funzionamento è esplicitato, in questo caso, mediante parametri **Y**. Essi esprimono, appunto, le sue **ammettenze**.

Con i parametri **Y** **le due espressioni fondamentali** per il calcolo di uno stadio amplificatore selettivo sono: la (16), che fornisce **l'amplificazione A** dello stadio:

1)
$$A = - \frac{\bar{y}_{fe}}{\bar{y}_t} \tag{16}$$

che può anche scriversi:

$$A = -\bar{y}_{fe} \cdot \bar{Z}_t \tag{17}$$

e la (18) che determina l'importante **"condizione di stabilità"** dello stadio amplificatore contro le autooscillazioni:

2)
$$G_1 \cdot G_2 = 2 \cdot |y_{fe} \cdot y_{re}| \tag{18}$$

In questa espressione, G_1 e G_2 rappresentano le parti reali, ossia le **conduttanze totali** di ingresso e di uscita dell'amplificatore, **alla risonanza**.

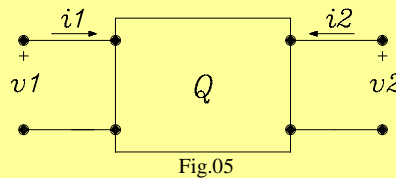
Le relazioni (16) e (18), insieme alla (1) e alle note formule per la polarizzazione, sono sufficienti a progettare completamente uno stadio amplificatore selettivo.

-----*-----

Approfondimento Matematico

Allarghiamo il discorso e giustifichiamo la (16).

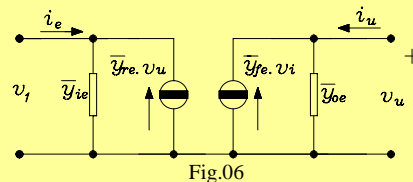
Data una rete due-porte **Q** lineare, normale e a costanti concentrate come in Fig.05:



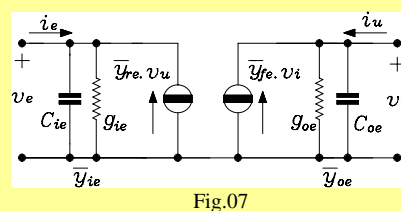
risolviamola mediante i parametri **Y**. Come già sappiamo, possiamo scrivere per essa il sistema di equazioni:

$$\begin{cases} \dot{I}_u = Y_{fe} \cdot V_e + Y_{oe} \cdot V_u \\ \dot{I}_e = Y_{ie} \cdot V_e + Y_{re} \cdot V_u \end{cases} \tag{19}$$

con il significato, per i pedici, comunemente accettato. Dalle equazioni su scritte, poiché vi è l'eguaglianza tra correnti tra il primo e il secondo membro, se ne deduce un circuito equivalente del quadripolo espresso dal principio di Kirchoff ai nodi come quello in Fig.06:



Esplicitando la **Yie** e la **Yoe** nelle loro parti reali ed immaginarie, dalla Fig.06 otteniamo la Fig.07:



dove sono messe ben in evidenza sia le conduttanze che le reattanze capacitive di ingresso e di uscita. Le seguenti formule, che derivano direttamente dalla Fig.07:

$$\begin{aligned} \bar{y}_{ie} &= g_{ie} + j\omega C_{ie} & \bar{y}_{oe} &= g_{oe} + j\omega C_{oe} \\ \bar{y}_{fe} &= |Y_{fe}|e^{j\varphi_{fe}} & \bar{y}_{re} &= |Y_{re}|e^{j\varphi_{re}} \end{aligned} \quad (20)$$

rappresentano le espressioni più consone alle varie Y. La \bar{Y}_{ie} e la \bar{Y}_{oe} sono meglio espresse dai paralleli tra le conduttanze e le suscettanze, mentre la \bar{Y}_{re} e la \bar{Y}_{fe} sono meglio espresse in **modulo e fase** non essendo per esse facilmente individuabili le parti reali e le parti immaginarie (queste ammettenze rappresentano, in fondo, dei generatori di segnali sinusoidali). I parametri così precisati sono generalmente forniti mediante grafici nei manuali. Se chiamiamo con \bar{Y}_1 l'ammettenza del circuito risonante d'ingresso (L_1C_1) e con \bar{Y}_2 l'ammettenza del circuito risonante d'uscita (L_2C_2) disegnati nello schema di Fig.04, il circuito equivalente dell'intero stadio, sarà allora rappresentato dalla Fig.08:

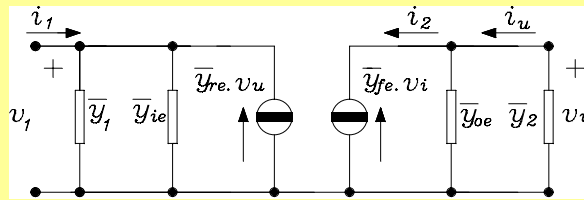


Fig.08

Guardando l'uscita del circuito equivalente e considerando che $\bar{Y}_t = \bar{Y}_{oe} + \bar{Y}_2$, otteniamo, per la legge di Ohm:

$$v_u = -\frac{i_2}{\bar{y}_t} = -\frac{\bar{y}_{fe} \cdot v_i}{\bar{y}_t} \quad (21)$$

da cui:

$$\frac{v_u}{v_i} = -\frac{\bar{y}_{fe}}{\bar{y}_t} \quad (22)$$

Abbiamo quindi dimostrato che l'amplificazione **A** con i **parametri Y** è rappresentata dalla (16).

-----*-----

Il circuito equivalente secondo i parametri Y dello schema di Fig.04 è quindi quello di Fig.08. Alla risonanza, annullandosi le parti immaginarie, la $\bar{Y}_t = \bar{Y}_{oe} + \bar{Y}_2$ diventa puramente reale e la (16) si trasforma, più semplicemente, nella:

$$A = -\frac{\bar{y}_{fe}}{G_2} = -\frac{\bar{y}_{fe}}{g_{oe} + g_2} \quad (23)$$

Questa espressione sarà utilizzata per l'effettiva determinazione dell'amplificazione di uno stadio selettivo.

04). LA STABILITA' DELL'AMPLIFICAZIONE

Da un'attenta analisi del circuito equivalente di Fig.08, si nota che sul circuito primario interviene il generatore interno $\bar{Y}_{re} \cdot v_u$ che riporta all'ingresso una parte del segnale d'uscita.

Perciò esso produce una corrente di reazione che dipende sia dal tipo di transistor utilizzato (quindi individuato dalla \bar{Y}_{re}) sia dalla tensione d'uscita v_u .

Questa corrente può creare anomalie di funzionamento fastidiose ed anche, a volte, molto gravi per le **seguenti due ragioni**:

- 1) L'effetto capacitivo di ritorno insito in \bar{Y}_{re} rende estremamente difficoltoso l'accordo su f_0 dei due circuiti risonanti perché ogni variazione d'accordo sul circuito d'uscita, necessaria per la sua giusta sintonia, si ripercuote sul circuito d'ingresso portandolo fuori taratura, e viceversa.
- 2) Essendo $\bar{Y}_{re} \cdot v_u$ una grandezza complessa che varia in modulo e fase, può, in particolari condizioni, produrre una reazione positiva tale da far innescare nello stadio oscillazioni indesiderate.

Dobbiamo, quindi, innanzitutto verificare sotto quali condizioni, l'impedenza d'ingresso può assumere un pericoloso valore negativo (fase di 180°) che, nell'accezione comune in elettrotecnica, significa la creazione di un generatore (in questo caso non previsto né desiderato), che può modificare completamente il normale funzionamento del sistema e rendere inservibile l'amplificatore.

-----*-----

Approfondimento Matematico:

Analizziamo il circuito d'ingresso quando l'amplificatore è nelle *condizioni di risonanza* su f_0 ossia quando l'ingresso e l'uscita assumono valori reali di ammettenza e giustifichiamo la (18).

Abbiamo, con sviluppi successivi (si tenga conto della Fig.08):

$$\begin{aligned} i_i &= \bar{y}_1 \cdot v_i + \bar{y}_{ie} \cdot v_i + y_{re} \cdot v_u = (g_1 + g_{ie}) \cdot v_i + \bar{y}_{re} \cdot v_u = \\ &= G_1 \cdot v_i + \bar{y}_{re} \cdot v_u = G_1 \cdot v_i - \frac{\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}}{(g_{oe} + g_2)} \cdot v_i = \\ &= G_1 \cdot v_i - \frac{\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}}{G_2} \cdot v_i \end{aligned} \tag{24}$$

Dalla (24) otteniamo l'espressione dell'ammettenza d'ingresso:

$$\bar{Y}_i = \frac{i_i}{v_i} = G_1 - \frac{\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}}{G_2} \tag{25}$$

La (25) ci dice che, se il secondo addendo è maggiore del primo, si verifica il caso in cui *l'ammettenza d'ingresso Y_i assume il segno negativo*.

Ma, per quanto detto sopra ciò non deve verificarsi, perciò noi dobbiamo imporre che Y_i sia sempre positiva ($Y_i > 0$), ossia:

$$G_1 - \frac{\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}}{G_2} > 0 \tag{26}$$

Allora deve essere:

$$G_1 \cdot G_2 > |\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}| \tag{27}$$

Questa la chiameremo "condizione di stabilità" dell'amplificazione.

Per la progettazione si può quantificare la "condizione di stabilità" assumendo un **coefficiente di maggiorazione almeno pari a due**, come proposto nella (18) che qui riscriviamo.

$$G_1 \cdot G_2 = 2 \cdot |\bar{y}_{fe} \cdot \bar{y}_{re}| \tag{18}$$

-----*-----

Purtroppo la condizione imposta dalla (18) è molto difficile a verificarsi, a meno che non si aumenti in modo notevole la conduttanza dei circuiti risonanti a scapito però del loro **Q** e quindi della banda passante **B**. *Perciò questa è una via non praticabile*. Esistono, però, modi per ridurre questo inconveniente entro limiti accettabili e tra questi il più comune è quello di modificare il circuito di Fig.04 usando accoppiamenti a trasformatore, come in Fig.09.

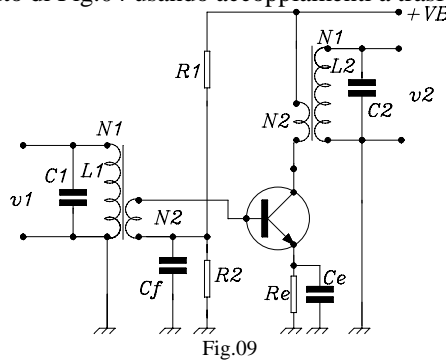


Fig.09

Il circuito equivalente riportato in Fig.08 viene allora cambiato come nella Fig.10, in cui è evidente che *il circuito d'ingresso ha un rapporto in discesa e il circuito d'uscita ha un rapporto in salita*:

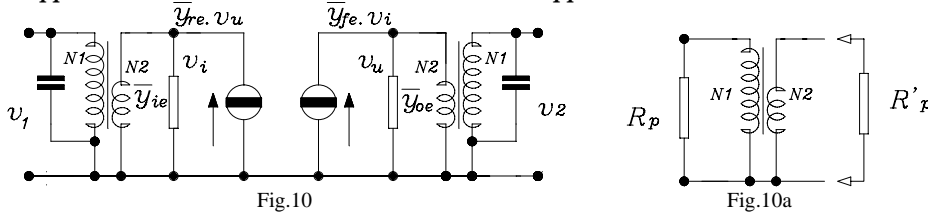


Fig.10

Fig.10a

Guardando la Fig.10 e tenendo presente la figura di sostegno (Fig.10a), ricordiamo dalla teoria del trasformatore le seguenti espressioni essenziali sui rapporti di trasformazione delle tensioni e delle impedenze:

$$V_2 = V_u \cdot \frac{N_1}{N_2}; \quad V_1 = V_i \cdot \frac{N_1}{N_2}; \quad R'_p = R_p \cdot \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 = R_p \cdot n_p^2 \tag{28}$$

Allora, la conduttanza parallelo (inversa della resistenza) vista dall'elemento attivo sarà:

$$g' = g \cdot \left(\frac{N_1}{N_2} \right)^2 = g \cdot \frac{1}{n_p^2} = g \cdot n^2 \quad (29)$$

Imposta la conduttanza g dal Q del circuito, attraverso il rapporto spire di valore opportuno, il transistor potrà vedere $g' > g$ e così può essere soddisfatta la condizione di stabilità.

Lo scotto che bisogna pagare è costituito da una notevole diminuzione dell'amplificazione. Infatti adesso abbiamo:

$$A' = \frac{v_2}{v_1} = v_u \cdot \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{1}{v_i} \cdot \frac{N_2}{N_1} = \frac{v_u}{v_i} = \frac{\bar{y}_{fe}}{G'_2} \quad (30)$$

dove però è $G'_2 > G_2$ e quindi $A' < A$. (Abbiamo usato nell'espressione valori di rapporto-spire uguali sia all'ingresso che all'uscita dello stadio solo per semplicità). Convienne, perciò, aumentare le conduttanze della quantità sufficiente a soddisfare la relazione di stabilità senza abbassare molto il Q dei circuiti risonanti e cercare innanzitutto di **aumentare più la G_1 che la G_2** fin quanto è possibile, perché la G_1 non compare nell'espressione dell'amplificazione.

L'accoppiamento a trasformatore rende così sicuramente garantita la stabilità ed elimina quasi totalmente gli inconvenienti sull'accordo di sintonia, poiché le reattanze del transistor sono viste dai circuiti risonanti d'ingresso e d'uscita con un rapporto di riduzione pari al quadrato del rapporto spire; è così anche più facile accordare ciascun circuito senza influenzare sensibilmente l'altro. **Lo scotto da pagare è dato dalla diminuzione dell'amplificazione A e dall'allargamento del Canale B .**

05). UNO STUDIO SULLA STABILITA'

Abbiamo visto che, per quanto detto, l'obiettivo primario da verificare e da raggiungere in uno stadio selettivo è la sua stabilità di funzionamento (è inutile fare tanti calcoli se poi il sistema autooscilla e non funziona!).

Dobbiamo cioè costatare se è rispettata la (27) che qui riportiamo:

$$G_1 \cdot G_2 > |\bar{y}_{re} \cdot \bar{y}_{fe}| \quad (27)$$

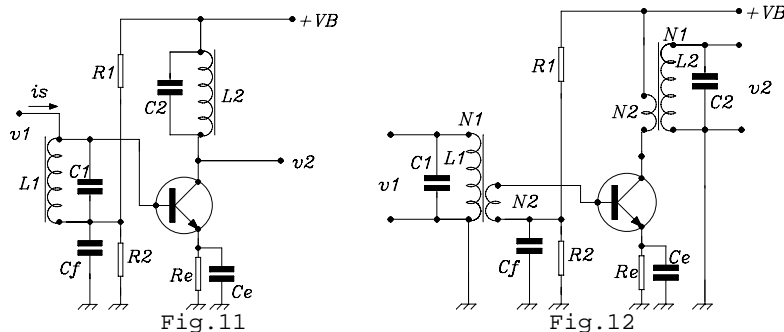
Verifichiamola quindi immediatamente in un caso pratico, con un esempio.

Utilizziamo, per il nostro scopo, un transistor al germanio **AF121** di vecchia generazione, perché i suoi parametri Y hanno valore tale da far meglio **notare come siano rilevanti le difficoltà per raggiungere la stabilizzazione** di uno stadio ad amplificazione selettiva.

I dati di funzionamento alla frequenza $f_0 = 10\text{MHz}$, ricavati dal manuale tecnico dell'**AF121** (per un punto di lavoro già prescelto e non essenziale in questo momento), sono riportati nella tabella seguente:

$$f_0 = 10\text{MHz} \quad g_{ie} = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}; \quad g_{oe} = 13 \cdot 10^{-6} \text{ A/V};$$

$$|Y_{re}| = 40 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}; \quad |Y_{fe}| = 70 \cdot 10^{-3} \text{ A/V};$$



Tenendo in considerazione la **Fig.11** che rappresenta un classico esempio di amplificatore a banda stretta, supponiamo, per semplicità, che ambedue i circuiti risonanti abbiano delle resistenze dinamiche con un valore realistico pari a 10000Ω a cui corrispondono conduttanze dinamiche pari a:

$$g_1 = g_2 = 0,1 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

Sommando rispettivamente tutte le conduttanze all'ingresso e all'uscita otteniamo i valori delle conduttanze totali d'ingresso e d'uscita:

$$G_1 = g_1 + g_{ie} = (0,1 + 1,3) \cdot 10^{-3} = 1,4 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1};$$

$$G_2 = g_{oe} + g_2 = (0,013 + 0,1) \cdot 10^{-3} = 0,113 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

Facciamo i prodotti che ci interessano:

$$G_1 \cdot G_2 = 0,16 \cdot 10^{-6} \Omega^{-2}; \quad |Y_{re} \cdot Y_{fe}| = 2,8 \cdot 10^{-6} \Omega^{-2}$$

e vediamo che purtroppo abbiamo ottenuto il contrario di quanto desiderato, ossia risulta addirittura che, nella (27), il primo termine è addirittura molto minore del secondo:

$$G_1 \cdot G_2 \ll |Y_{re} \cdot Y_{fe}|$$

Il sistema, perciò, è **assolutamente instabile**.

Utilizziamo, allora, un accoppiamento a trasformatore, modificando il circuito della Fig.11 nel circuito della Fig.12.

Si tenga conto inoltre della Fig.13, che rappresenta il circuito equivalente della Fig.12, dove vengono messi bene in evidenza i rapporti trasfomatorici:

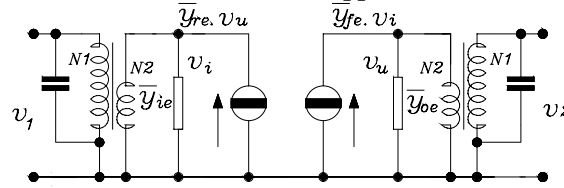


Fig.13

Con un rapporto spire, per es., di $n=N1/N2=5$ (ciò significa che per ogni 5 spire in un avvolgimento vi è una spira nell'altro) sia all'ingresso che all'uscita, si ottengono i seguenti valori, visti dai circuiti risonanti:

$$g'1=g'2=0,1 \cdot 10^{-3} \cdot 5^2 = 0,1 \cdot 10^{-3} \cdot 25 = 2,5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1};$$

$$G1 = (1,3 + 2,5) \cdot 10^{-3} = 3,8 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

$$G2 = (0,013 + 2,5) \cdot 10^{-3} \cong 2,5 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}$$

Facciamo di nuovo i prodotti che ci interessano:

$$G1 \cdot G2 = 9,5 \cdot 10^{-6} \Omega^{-2}$$

e vediamo che ora la (27) è soddisfatta:

$$G1 \cdot G2 > |Y_{re} \cdot Y_{fe}|$$

quindi il sistema risulta sicuramente stabile.

Quanto è costata, però, questa "Stabilizzazione"?

Calcoliamo il valore delle amplificazioni nei due casi.

1°) Caso. Senza trasformatori (Fig.11) ma senza la stabilizzazione dinamica di segnale. L'Amplificazione è altissima ma inutilizzabile perché lo stadio "autooscilla":

$$A_v = -\frac{|Y_{fe}|}{G_2} = -\frac{70 \cdot 10^{-3}}{0,113 \cdot 10^{-3}} = -619$$

(Il segno "-" ha il significato di rotazione di fase di 180°).

2°) Caso. Con trasformatori ma con stabilità di funzionamento.

L'Amplificazione è:

$$A_v = -\frac{|Y_{fe}|}{G'2} = -\frac{70 \cdot 10^{-3}}{2,5 \cdot 10^{-3}} = -28$$

Il metodo con accoppiamento a trasformatore ha ridotto drasticamente l'amplificazione ma ha stabilizzato il sistema. E' chiaro, adesso, perché bisogna prima di tutto controllare e realizzare la stabilizzazione dinamica, modificando fin dove è possibile i circuiti selettivi. Se poi sorgono troppe difficoltà allora è forse il caso di cambiare transistor.

-----*

Nella seconda parte applicheremo i concetti qui esposti e le relative formule in alcuni esercizi di progettazione e nella costruzione di alcuni prototipi che, tramite il loro funzionamento, daranno luogo ad ulteriori discussioni e approfondimenti.

Ortona, Giugno 2012

Nicola del Ciotto