

AMPLIFICADORES OPERACIONALES DE TRANSCONDUCTANCIA

Federico Miyara

Los amplificadores operacionales de transconductancia son amplificadores operacionales cuya salida, en lugar de ser una fuente de tensión de baja impedancia como en los amplificadores operacionales convencionales, es una fuente de corriente de alta impedancia, controlada mediante tensión diferencial de entrada. La ganancia de transconductancia G_m puede a su vez programarse por medio de una corriente I_{ABC} (amplifier bias current) inyectada en un terminal apropiado. En la figura se muestra el diagrama de circuito esquemático del LM13600.

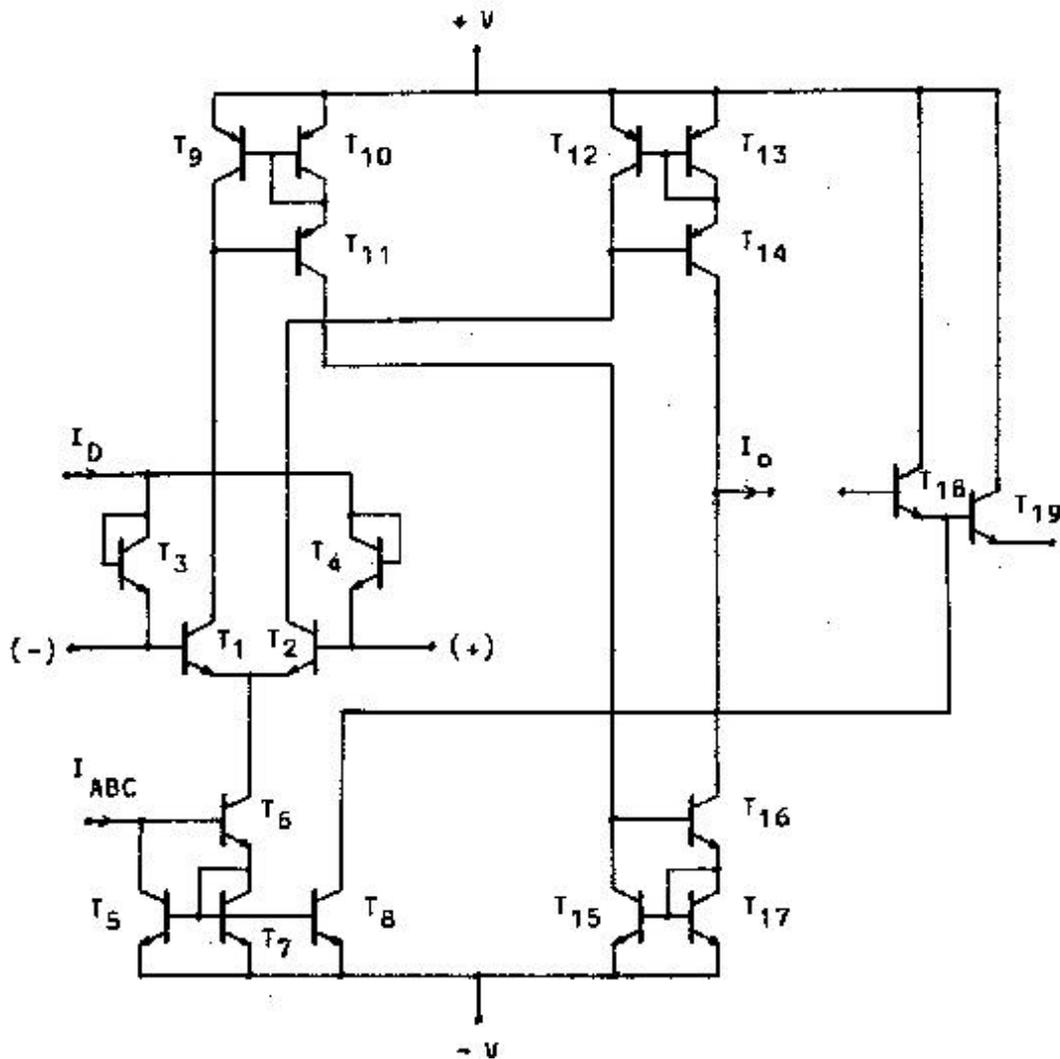


Figura 1. Circuito esquemático de un amplificador a transconductancia LM13600

La posibilidad de programar la transconductancia permite dos tipos de aplicaciones. En el primer grupo están comprendidas aquellas aplicaciones en las cuales se debe optimizar alguna especificación (ruido, corrientes de polarización, resistencias de entra-

da y salida, etc.). En el segundo grupo se incluyen dispositivos de tipo paramétrico o controlado, como amplificadores de ganancia controlada por tensión, filtros controlados, osciladores controlados, resistencias controladas, etc. Este segundo tipo de aplicaciones es difícil de implementar con amplificadores operacionales tradicionales, o aún con los de tipo programable, como el LM4250. En estos últimos, si bien la transconductancia de la primera etapa puede programarse, dicha transconductancia se manifiesta como una ganancia de tensión que puede programarse hasta cierto punto por medio de la corriente de programación. Pero como dicha ganancia de tensión es muy elevada, es necesario realimentar el amplificador, con lo cual el comportamiento se vuelve insensible al control que pueda ejercerse sobre la ganancia a lazo abierto. un aspecto novedoso y significativo de los amplificadores a transconductancia es que pueden ser utilizados a lazo abierto. Ello se debe a que, según veremos, la transconductancia es mucho más predecible que la ganancia de tensión.

Analizaremos el funcionamiento del LM13600, y posteriormente veremos sus aplicaciones.

1. Teoría del funcionamiento del LM13600

1.1. Teoría elemental

Haremos primeramente un enfoque elemental de la operación de este dispositivo. Dejaremos para más adelante la consideración de los diodos formados por T_3 y T_4 , así que supondremos por ahora que $I_D = 0$.

La etapa diferencial de entrada está conformada por los transistores T_1 , y T_2 . Al aplicar una tensión diferencial v_d entre sus bases, se produce un desbalance en sus corrientes de colector aproximadamente proporcional a v_d :

$$I_{c2} - I_{c1} = g_m v_d \quad (1)$$

Los transistores T_9 , T_{10} , y T_{11} constituyen un espejo de corriente de precisión, que reproducen en el colector de T_{11} la corriente I_{c1} . Esta corriente es a su vez reproducida por otro espejo de precisión formado por T_{15} , T_{16} y T_{17} , sobre el colector de T_{16} . Por otra parte, la corriente I_{c2} es reproducida sobre el colector de T_{14} por un tercer espejo que integran T_{12} , T_{13} y T_{14} . La corriente de salida lo resulta entonces

$$I_o = I_{c14} - I_{c16},$$

es decir

$$I_o = I_{c2} - I_{c1} = g_m v_d. \quad (2)$$

Esta estructura tiene dos finalidades. En primer lugar, provee una carga perfectamente simétrica para la etapa diferencial. Ello no sucede en la configuración clásica en la cual el diferencial está cargado con la entrada y la salida de un único espejo, ya que la entrada está a un potencial prácticamente fijo (una caída base emisor por debajo de la alimentación), mientras que la salida es flotante. La segunda finalidad es independizar el potencial de salida de la tensión a modo común de la entrada. En la configuración mencionada, la salida está restringida a valores por encima de la tensión de modo común. Para hacer más versátil al dispositivo, se ha agregado un seguidor Darlington formado por T_{18} y T_{19} , necesario en las aplicaciones en las cuales se requiere reproducir la tensión a la salida sin cargar a ésta.

La polarización del circuito se consigue mediante un nuevo espejo de precisión constituido por T_5 , T_6 , y T_7 , que toma la corriente I_{ABC} y la reproduce en los emisores de T_1 y T_2 . Esta corriente se divide en partes iguales que circulan por cada uno de estos transistores. La corriente de reposo de los transistores T_9 a T_{17} es $I_{ABC} / 2$. Esto es beneficioso ya que los puntos de trabajo resultan iguales, y, por consiguiente, el apareamiento entre sus parámetros es mayor.

El transistor T_8 permite polarizar al par Darlington en forma proporcional a la corriente I_{ABC} . Esto permite que para I_{ABC} pequeña T_{18} cargue muy poco a la salida, y que para I_{ABC} elevada la velocidad de respuesta del Darlington sea mayor.

Veamos ahora la dependencia de las diversas especificaciones de I_{ABC} . El parámetro más fundamental que se controla con I_{ABC} es la trasconductancia:

$$g_m = \frac{I_{ABC}}{2V_T}. \quad (3)$$

Vemos que g_m no depende más que de la corriente de control y de la temperatura, a diferencia de lo que sucede con los amplificadores usuales en los cuales la ganancia a lazo abierto depende de varias resistencias dinámicas, las que a su vez dependen de la ganancia de corriente de los transistores, parámetro sujeto a una gran dispersión. Esta característica, junto con el hecho de que la ganancia de tensión del amplificador queda determinada por la resistencia de carga y por lo tanto puede reducirse hasta el valor requerido, permite su utilización a lazo abierto.

La corriente de polarización I_B también depende directamente de I_{ABC} , a través de la ganancia de los transistores de entrada:

$$I_B = I_{ABC} / 2\beta. \quad (4)$$

También la corriente de offset varía directamente con I_{ABC} , ya que es proporcional aproximadamente a la corriente de polarización y al desapareamiento entre los β de los transistores de entrada.

Las resistencias de entrada y salida resultan proporcionales a β e inversamente proporcionales a I_{ABC} .

La máxima corriente de salida es aproximadamente I_{ABC} , ya que ésta se tiene cuando uno de los transistores de entrada se corta. Entonces el otro conduce toda la corriente I_{ABC} , que se traslada a la salida.

El ruido equivalente del amplificador también depende de I_{ABC} , ya que los mecanismos básicos de producción de ruido en los semiconductores son dependientes de las corrientes de polarización de las junturas.

En las próximas secciones analizaremos los bloques constitutivos del amplificador de trasconductancia.

1.2. Espejo de corriente de precisión (fuente de Wilson)

El espejo de corriente elemental, constituido por un transistor polarizado por otro transistor conectado como diodo tiene dos inconvenientes que pueden subsanarse con la estructura que se muestra en la figura. El primero es que la corriente de salida no es exactamente igual a la de entrada, sino que contiene un término que depende de la ganancia de corriente de los transistores:

$$I_2 = I_1 \frac{\beta}{\beta + 2}$$

El segundo problema que presenta el espejo elemental es que su resistencia de salida no es muy alta, ya que su valor coincide con la resistencia de salida del transistor, r_o . Este inconveniente es serio especialmente cuando I_{ABC} es alto. La estructura ilustrada en la figura 2, llamada *fente de Wilson*, mejora ambos aspectos en un factor β , debido al efecto realimentador de su topología.

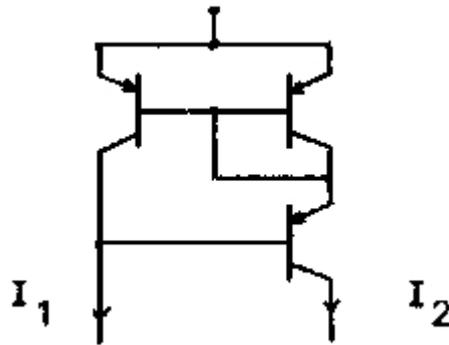


Figura 2. Circuito esquemático de una fuente de corriente de Wilson

Para realizar el análisis redibujemos el circuito poniendo de manifiesto la realimentación (figura 3).

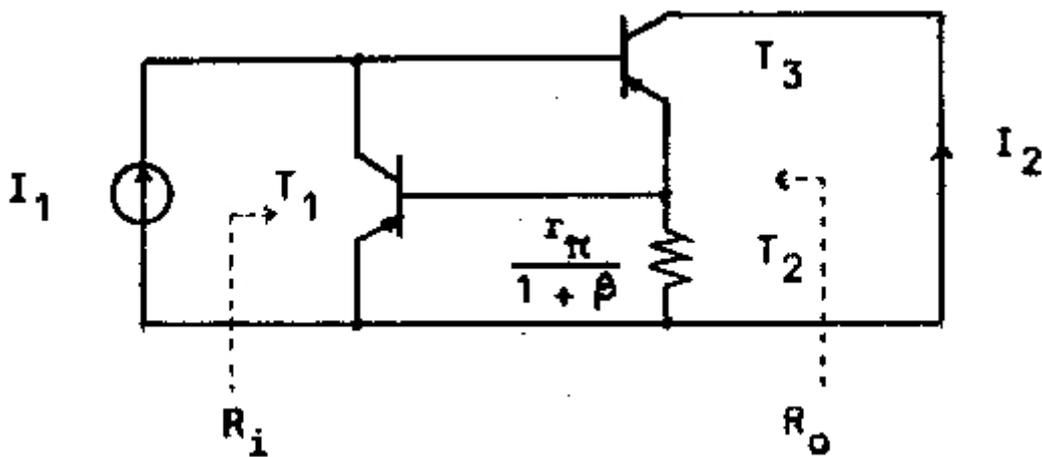


Figura 3. Análisis por realimentación de la fuente de corriente de Wilson

Aquí se substituyó el transistor conectado como diodo por su resistencia dinámica. El amplificador básico es el transistor T_3 , y la red de realimentación esta formada por el espejo T_1 - T_2 . Reponiendo en el amplificador básico las impedancias de la realimentación se tiene el circuito de la figura 4.

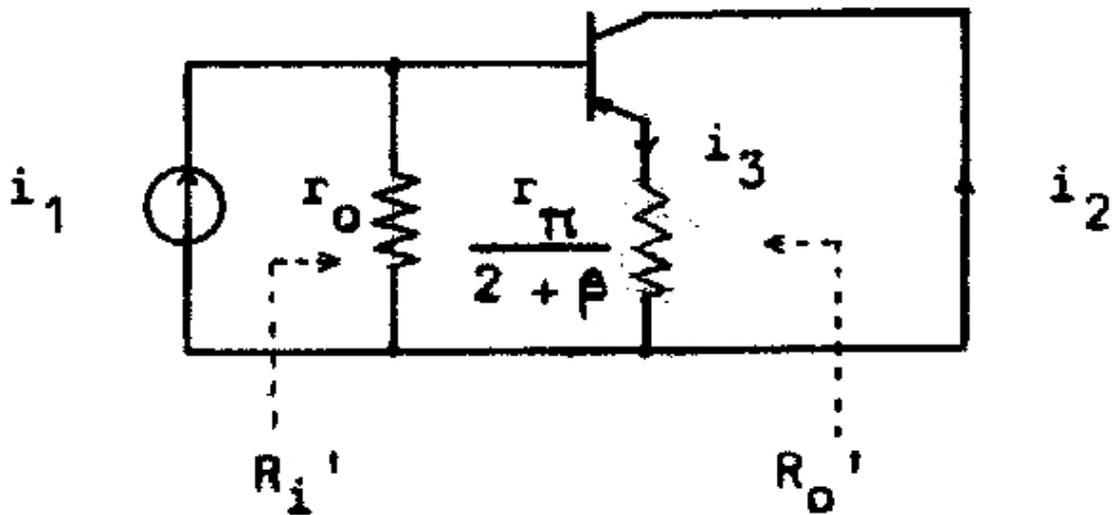


Figura 4. Sección amplificadora de la fuente de Wilson en la que se han incorporado las resistencias vistas en la realimentación.

La ganancia de corriente relativa a la realimentación difiere algo de la correspondiente a la salida, y dicha diferencia es importante en este caso dado que queremos mostrar que i_2 e i_1 son muy similares. La relación entre la corriente de salida y la que se toma como muestra a través del espejo es:

$$\frac{i_2}{i_3} = \frac{\beta}{\beta + 1}. \quad (5)$$

Éste será el factor de conversión para la ganancia total. Consideremos ahora las ganancias del amplificador y de la realimentación. El amplificador es simplemente el transistor, en el cual despreciamos la resistencia r conectada a su entrada, y su ganancia respecto a la variable de muestreo (i_3) es

$$a = i_3 / i_1 = \beta + 1. \quad (6)$$

La realimentación tiene la ganancia del espejo básico:

$$r = \frac{\beta}{\beta + 1}. \quad (7)$$

La ganancia de corriente total de la fuente de Wilson resulta, entonces,

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{a}{1 + ar} \frac{\beta}{\beta + 1} = \frac{\beta^2 + 2\beta}{\beta^2 + 2\beta + 2}. \quad (8)$$

Vemos que el error respecto a la ganancia ideal 1 es del orden de $2/\beta^2$. La cancelación del error de primer orden en $1/\beta$ sigue verificándose aún si existen desapareamientos en

los β , pero no ocurre lo mismo ante desapareamientos en I_s . Afortunadamente la tecnología de circuitos integrados permite mejores apareamientos en las corrientes de saturación (mejor que el 1%) que en las ganancias de corriente (hasta un 10%). Observemos que la fuente de Wilson no logra superar en este aspecto las prestaciones del espejo simple, ya que el origen del problema se encuentra precisamente en el espejo de la realimentación.

Dos parámetros de interés son las resistencias de entrada y de salida. La resistencia de salida del amplificador es, aproximadamente (despreciando la resistencia dinámica $r_\pi / (2 + \beta)$ por ser muy pequeña),

$$R_o' \cong r_o. \quad (9)$$

A causa de la realimentación en serie a la salida, esta resistencia aumenta en el factor $1 + a r$. También aquí habría que realizar una corrección debida a que las corrientes de colector y emisor son diferentes, pero en este caso no es importante, ya que sólo nos interesa una estimación de orden cero. Resulta

$$R_o \cong (1 + a r) R_o' \cong \beta r_o. \quad (10)$$

La resistencia de entrada sin realimentar vale (despreciando r_o)

$$R_i' = r_\pi + (1 + \beta) \frac{r_\pi}{2 + \beta} \cong 2 r_\pi. \quad (11)$$

Al realimentar, la realimentación en paralelo a la entrada reduce este valor en el factor $1 + a r$. Resulta

$$R_i = (1 + a r) R_i' = 2 r_\pi / \beta. \quad (12)$$

Vemos, así, que la resistencia de salida mejora en un factor β , pero la de entrada empeora en un factor 2 respecto al espejo elemental. Esto último no es demasiado importante ya que el orden de magnitud es muy inferior al de la resistencia de salida del diferencial, por lo tanto el error por efecto del divisor de corrientes no es significativo.

Dejaremos para una sección posterior el análisis de la respuesta en frecuencia.

1.3. Amplificador diferencial

Para el análisis de la etapa diferencial supondremos primeramente que los colectores de los transistores están conectados a $+V$, ya que el efecto de las resistencias de entrada de las fuentes de Wilson que los cargan es despreciable. Posteriormente se justificará esa aproximación calculando la resistencia de salida. Aplicando el modelo de Ebers y Moll simplificado para el caso de polarización directa se tiene

$$I_{c1} = I_{s1} e^{V_{be1} / V_T} \quad (13)$$

$$I_{c2} = I_{s2} e^{V_{be2} / V_T}$$

De aquí resulta

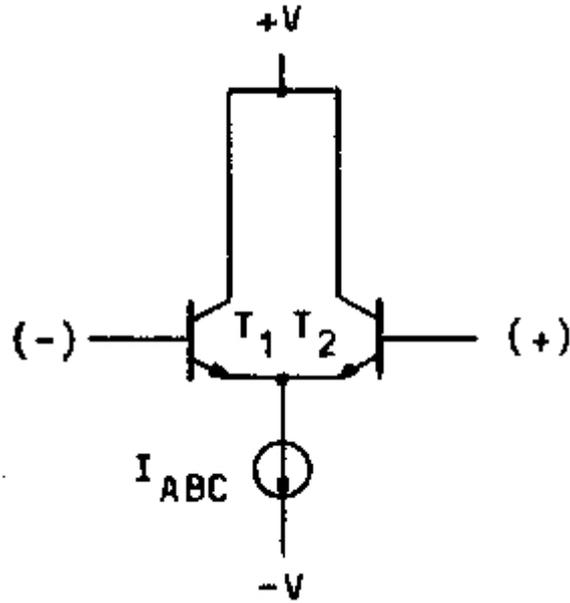


Figura 5. Diagrama esquemático del amplificador diferencial de entrada.

$$\frac{I_{c2}}{I_{c1}} = \frac{I_{s2}}{I_{s1}} e^{(V_{be2} - V_{be1})/V_T} \quad (14)$$

Si ahora escribimos

$$I_{c1} = I_c - \Delta I_c / 2, \quad (15)$$

$$I_{c2} = I_c + \Delta I_c / 2,$$

donde

$$I_c = \frac{I_{c1} + I_{c2}}{2} = \frac{I_{ABC}}{2}, \quad (16)$$

$$\Delta I_c = I_{c2} - I_{c1}, \quad (17)$$

resulta

$$\frac{I_{c2}}{I_{c1}} \cong 1 + \frac{\Delta I_c}{I_c}. \quad (18)$$

Para I_{s2}/I_{s1} vale una aproximación similar:

$$\frac{I_{s2}}{I_{s1}} \cong 1 + \frac{\Delta I_s}{I_s}. \quad (19)$$

Tomando ahora el desarrollo de Taylor de primer orden para la exponencial se obtiene

$$\Delta I_c \cong \frac{I_{ABC}}{2V_T} \left(v_d + V_T \frac{\Delta I_s}{I_s} \right). \quad (20)$$

El desbalance entre las corrientes de colector es entonces proporcional a la tensión diferencial desplazada en una tensión de offset que depende de la temperatura y del despareamiento entre las corrientes de saturación $\Delta I_s / I_s$. La trasconductancia resulta entonces

$$g_m = \frac{I_{ABC}}{2V_T}. \quad (21)$$

Para calcular la resistencia de entrada, tengamos en cuenta simplemente que la misma es el cociente de la tensión diferencial por el incremento de corriente de una base, es decir

$$R_i = \frac{v_d}{\Delta I_b / 2} = \frac{v_d}{\Delta I_b / 2\beta} = \frac{2\beta}{g_m} = 2r_\pi. \quad (22)$$

Para calcular la resistencia de salida exhibida por cada colector utilizamos el modelo π y el análisis por bisecciones. En modo diferencial los emisores están a potencial 0. Pasivando las entradas, entonces, quedan pasivadas también las fuentes de corriente controladas, y entonces resulta claramente que la resistencia vista es r_o . En modo común los emisores están abiertos. Se calcula fácilmente que en esas condiciones la resistencia vista es aproximadamente $(1 + \beta) r_o$. En ambos casos la resistencia de salida es varios órdenes de magnitud mayor que la resistencia de entrada de la fuente de Wilson, que valía $2r_\pi / \beta$.

1.3.1. Análisis de la influencia del modo común

Si se aplica en los terminales de entrada una tensión a modo común incremental, dicho incremento se traslada a los emisores, y por lo tanto a la resistencia de salida de la fuente de Wilson de polarización (T_5 , T_6 y T_7). El resultado es equivalente a un incremento en la corriente de programación de valor

$$\Delta I_{ABC} = v_c / \beta r_o \quad (23)$$

que tiene un doble efecto. El primero es provocar una pequeña distorsión especialmente en aquellos circuitos en los cuales la señal es a modo común, como en los no inversores, ya que a causa de dicho incremento en I_{ABC} se incrementa la ganancia de transconductancia.

El segundo efecto es la aparición de una ganancia a modo común no nula, debida al término correspondiente a la tensión de offset. Para verlo, consideremos la parte del desbalance de corrientes de colector debida a I_{ABC} y a la tensión de offset:

$$\Delta I_c \Big|_{I_{ABC}, V_{os}} = \frac{\Delta I_{ABC}}{2} \frac{\Delta I_s}{I_s} = \frac{v_c}{2\beta r_o} \frac{\Delta I_s}{I_s}. \quad (24)$$

de donde resulta una trasconductancia para el modo común

$$g_{m,c} = \frac{1}{2\beta r_o} \frac{\Delta I_s}{I_s}. \quad (25)$$

Ambos efectos son de poca importancia para valores típicos de la corriente de programación I_{ABC} .

1.3.2. Análisis de la distorsión

La existencia de una transferencia lineal caracterizada por la trasconductancia G_m está condicionada a que las aproximaciones de primer orden realizadas al calcular el desbalance de las corrientes de colector sean válidas. Para ello es necesario que los incrementos involucrados sean pequeños, especialmente que v_d / V_T sea pequeño.

Mientras que en un amplificador operacional de tensión casi invariablemente la saturación de la salida sobreviene para valores muy bajos de v_d (típicamente 0,1 mV)¹, en los dispositivos que estamos estudiando son comunes tensiones diferenciales mucho mayores. Ello se debe a que la saturación de tensión de la salida puede evitarse bajando la ganancia a lazo abierto mediante una resistencia de carga de bajo valor. por este motivo el problema de la distorsión en la etapa de entrada se vuelve real en estos amplificadores.

La manera más directa de evaluar la distorsión consiste en calcular en forma exacta el desbalance de corrientes de colector en función de la tensión diferencial. Para simplificar, supondremos que los transistores están apareados. Entonces

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1 + \Delta I / 2I}{1 - \Delta I / 2I} = e^{v_d / V_T}. \quad (26)$$

De aquí puede despejarse el desbalance ΔI :

$$\Delta I_c = 2I_c \frac{e^{v_d / V_T} - 1}{e^{v_d / V_T} + 1} = 2I_c \operatorname{Th} \frac{v_d}{2V_T}. \quad (27)$$

donde Th es la tangente hiperbólica. Llamando ΔI_{cL} a la aproximación lineal, es decir

$$\Delta I_{cL} = \frac{I_c}{V_T} v_d, \quad (28)$$

podemos plantear el error relativo

$$E_r = \frac{\Delta I_c - \Delta I_{cL}}{\Delta I_c} = 1 - \frac{v_d / 2V_T}{\operatorname{Th}(v_d / 2V_T)} \quad (29)$$

En la siguiente tabla se muestran varios valores de v_d , los correspondientes valores de E_r porcentuales y las distorsiones armónicas porcentuales correspondientes. La distorsión armónica se estimó mediante la aproximación

¹ La excepción la constituyen las situaciones dinámicas en las que se producen conmutaciones muy rápidas. En esos casos la salida no puede seguir a la entrada, y por lo tanto la etapa de entrada satura sin que la salida lo haga (slew rate).

$$DTH \cong E_r / 4 \quad (30)$$

válida para pequeños valores de distorsión, y para el caso en que la transferencia se puede aproximar por una función impar de tercer grado.

Tabla 1. Cálculo de la distorsión armónica para varias amplitudes de entrada

v_d [mV]	v_d/V_T	E_r %	DTH %
2,6	0,1	-0,08	0,02
9,1	0,35	-1,0	0,25
13	0,5	-2,1	0,53
26	1	-8,8	2,2
52	2	-31	8
130	5	-150	-

Vemos que la distorsión es bastante baja aún para valores elevados de v_d . Ello se debe a que la aproximación de primer orden obtenida es también de segundo orden, ya que la tangente hiperbólica no tiene términos pares en su desarrollo.

Sin embargo, para determinadas aplicaciones, por ejemplo para el procesamiento de señales de audio, una distorsión aun del 1% se considera en muchos casos inaceptable. Si bien este problema podría resolverse atenuando previamente las señales, en la práctica implica reducir la relación señal/ruido, lo cual equivale una reducción del rango dinámico que el dispositivo es capaz de manejar.

Más adelante volveremos a tratar la cuestión de la distorsión cuando estudiemos la función de los diodos formados por T_3 y T_4 , cuya finalidad es reducir la distorsión para señales altas.

1.4. Análisis del funcionamiento del amplificador

Consideremos ahora los diversos bloques en su conjunto, tal como se representan en el modelo de la figura 6. En dicho modelo se han considerado las resistencias de entrada y salida de las fuentes de Wilson, pero se supuso que su ganancia tiene el valor ideal.

En la rama de I_3 despreciaremos la influencia de $2r_{\pi}'/\beta'$ por ser varios órdenes de magnitud inferior a $r_o\beta$, de donde obtenemos

$$I_3 = 2 V_{cc}/r_o\beta + I_1. \quad (31)$$

Asimismo, para $V_0 = 0$,

$$I_4 = 2 V_{cc}/r_o\beta + I_2, \quad (32)$$

$$I_5 = 2 V_{cc}/r_o\beta + I_3. \quad (33)$$

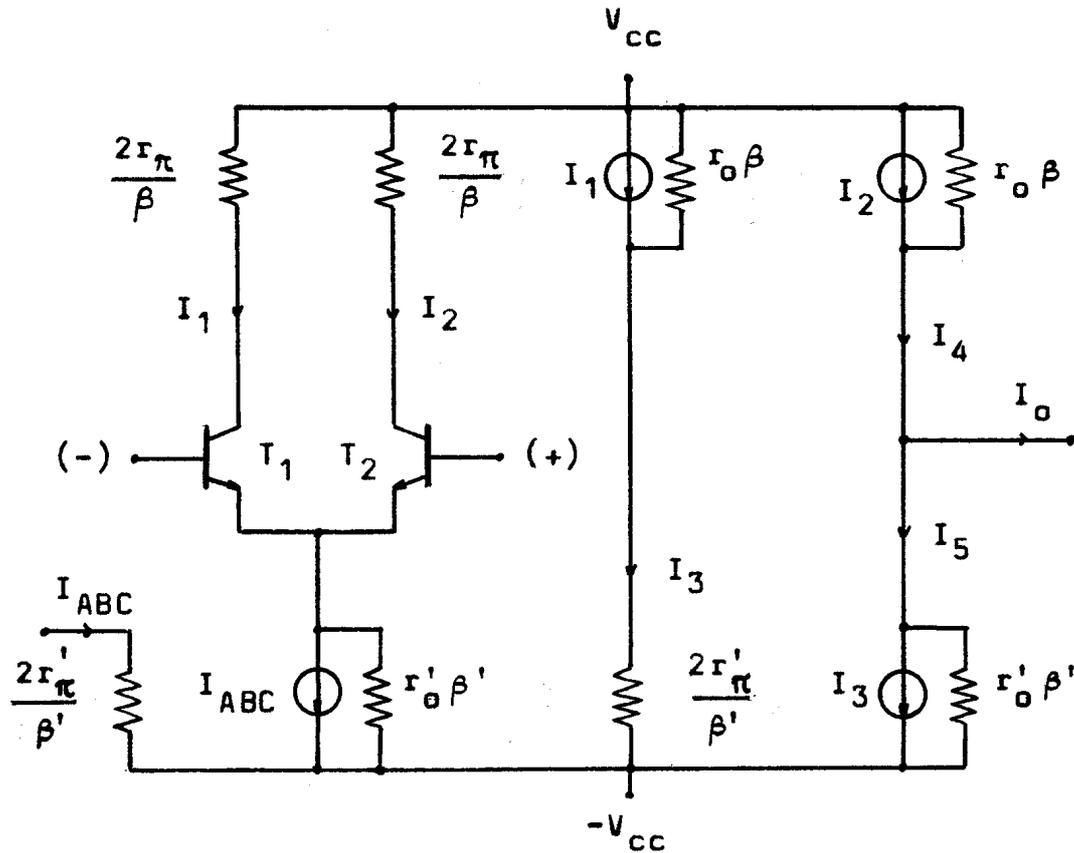


Figura 6. Modelo del amplificador completo en el que se han sustituido las fuentes de Wilson por fuentes de corriente ideales en paralelo con sendas resistencias

La corriente de salida es

$$\begin{aligned}
 I_o &= I_2 - I_3 + V_{cc} \left(\frac{1}{r_o \beta} - \frac{1}{r_o' \beta'} \right) = \\
 &= I_2 - I_1 - V_{cc} \left(\frac{1}{r_o \beta} + \frac{1}{r_o' \beta'} \right) = \quad (34) \\
 &= \frac{I_{ABC}}{2V_T} \left(v_d + V_T \frac{\Delta I_s}{I_s} - V_{cc} V_T \left(\frac{1}{\beta V_A} + \frac{1}{\beta' V_A'} \right) \right)
 \end{aligned}$$

Aparece un término constante que representa una tensión de offset intrínseco:

$$V_{osi} = V_{cc} V_T \left(\frac{1}{\beta V_A} + \frac{1}{\beta' V_A'} \right), \quad (35)$$

al cual se agrega una tensión de offset aleatoria

$$V_{os} = V_T \frac{\Delta I_s}{I_s}. \quad (36)$$

La trasconductancia es exactamente la misma que para el diferencial, debido a que la ganancia de las fuentes de Wilson es casi exactamente 1:

$$g_m = \frac{I_{ABC}}{2V_T}. \quad (37)$$

La resistencia de entrada es la resistencia de entrada del diferencial:

$$R_i = 2 r_{\pi}. \quad (38)$$

La resistencia de salida es el paralelo de las resistencias de salida de las dos últimas fuentes de Wilson (una NPN y la otra PNP). Este paralelo puede aproximarse por la resistencia de la fuente PNP:

$$R_o = r_o' \beta' // r_o \beta \cong r_o' \beta' \quad (39)$$

1.5. Respuesta en frecuencia de la fuente de Wilson

Utilizaremos el modelo π en alta frecuencia para los transistores. El circuito en señal, mostrado en la figura siguiente, puede resolverse planteando las ecuaciones de nudos.

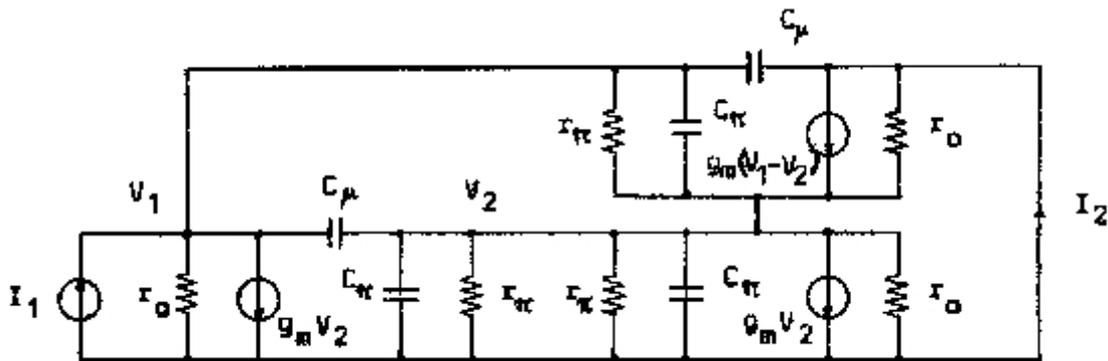


Figura 7. Modelo para el cálculo de la respuesta en frecuencia y la impedancia de entrada de una fuente de Wilson.

Planteadas dichas ecuaciones y reacomodados los términos se obtiene el sistema

$$V_1 \left(\frac{1}{r_o} + \frac{1}{r_o'} + (C_{\pi} + 2C_{\mu})s \right) - V_2 \left(\frac{1-\beta}{r_{\pi}} + (C_{\pi} + C_{\mu})s \right) = I_1 \quad (40)$$

$$V_1 \left(\frac{1+\beta}{r_{\pi}} + (C_{\pi} + C_{\mu})s \right) - V_2 \left(\frac{3+2\beta}{r_{\pi}} + \frac{2}{r_o} (3C_{\pi} + C_{\mu})s \right) = 0$$

Este sistema puede simplificarse teniendo en cuenta que $r_\pi \ll r_o$ y que $C_\pi \gg C_\mu$, teniendo cuidado de verificar que no se produzcan luego cancelaciones entre los términos que subsisten. El resultado de esas aproximaciones y la posterior resolución del sistema es

$$\begin{aligned} V_1 &\cong \frac{2\beta/r_\pi + 3C_\pi s}{2C_\pi^2 s^2 + (2\beta C_\pi/r_\pi)s + \beta^2/r_\pi^2} I_1 \\ V_2 &\cong \frac{\beta/r_\pi + C_\pi s}{2C_\pi^2 s^2 + (2\beta C_\pi/r_\pi)s + \beta^2/r_\pi^2} I_1 \end{aligned} \quad (41)$$

Por otra parte, la corriente de salida I_2 puede expresarse en términos de V_1 y V_2 del siguiente modo:

$$\begin{aligned} I_2 &= g_m(V_1 - V_2) - V_1 C_\mu s - V_2/r_o \\ &= V_1(\beta/r_\pi - C_\mu s) - V_2(\beta/r_\pi - 1/r_o) \end{aligned} \quad (42)$$

Sustituyendo los valores anteriores se obtiene, finalmente,

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{-3C_\pi C_\mu s^2 + (2\beta C_\pi/r_\pi)s + \beta^2/r_\pi^2}{2C_\pi^2 s^2 + (2\beta C_\pi/r_\pi)s + \beta^2/r_\pi^2}. \quad (43)$$

Es útil reescribir la aproximación anterior en términos de la constante de tiempo de transición, $\tau_T = 1/2\pi f_T$. para ello, tengamos en cuenta que

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_\pi + C_\mu)} \cong \frac{g_m}{2\pi C_\pi} \quad (44)$$

Además

$$C_\pi = C_b + C_{je} = \tau_f g_m + C_{je} = \tau_f g_m. \quad (45)$$

donde C_b es la capacidad de carga de la base, C_{je} la capacidad de la región de vaciamiento, y τ_f es el tiempo de tránsito directo de portadores por la base. Estas dos aproximaciones valen para corrientes de colector no demasiado pequeñas. sustituyendo resulta

$$\tau_T \cong \tau_f \cong C_\pi / g_m = r_\pi C_\pi / \beta. \quad (46)$$

Entonces

$$\frac{I_2}{I_1} \cong \frac{-3(C_\mu/C_\pi)\tau_T^2 s^2 + 2\tau_T s + 1}{2\tau_T^2 s^2 + 2\tau_T s + 1}. \quad (47)$$

Esta transferencia tiene dos polos, ubicados en

$$p_{1,2} = \frac{1}{2\tau_T}(-1 \pm j) \quad (48)$$

y dos ceros en

$$c_{1,2} = \frac{C_\pi}{3C_\mu\tau_T} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{3C_\mu}{C_\pi}} \right). \quad (49)$$

Uno de los ceros es muy elevado y su efecto puede despreciarse. El otro vale aproximadamente

$$c_1 = -1 / 2\tau_T \quad (50)$$

El cero más dominante, entonces, se encuentra un poco antes que el par de polos (figura 8). Resulta una respuesta con un pequeño pico de resonancia y una caída similar a un polo simple ubicado en f_T . Para transistores NPN integrados es de unos 300 MHz, y para PNP, unos 5 MHz.

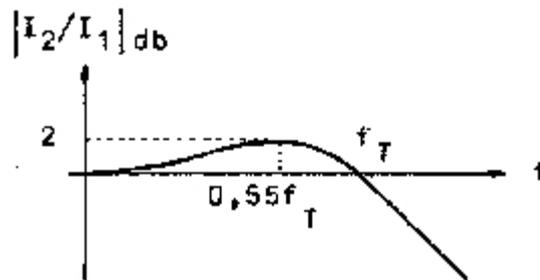


Figura 8. Respuesta en frecuencia de la fuente de Wilson.

Para determinar la influencia de las fuentes de Wilson en la respuesta en frecuencia de todo el amplificador será necesario también calcular las impedancias de entrada y salida. La impedancia de entrada se calcula fácilmente a partir de la expresión de V_1 ya obtenida. Resulta

$$Z_1 = \frac{V_1}{I_1} \cong \frac{2r_\pi}{\beta} \frac{(3/2)\tau_T s + 1}{2\tau_T^2 s^2 + 2\tau_T s + 1}. \quad (51)$$

Esta impedancia tiene un cero ubicado a mayor frecuencia que el cero dominante de la ganancia. Se produce un pico algo menos acentuado y luego vuelve a decrecer, haciendo más despreciable su efecto.

Para calcular la impedancia de salida planteamos un modelo similar al anterior en el cual se reemplaza la fuente I_1 por un circuito abierto y el cortocircuito a la salida por una fuente de tensión V (figura 9).

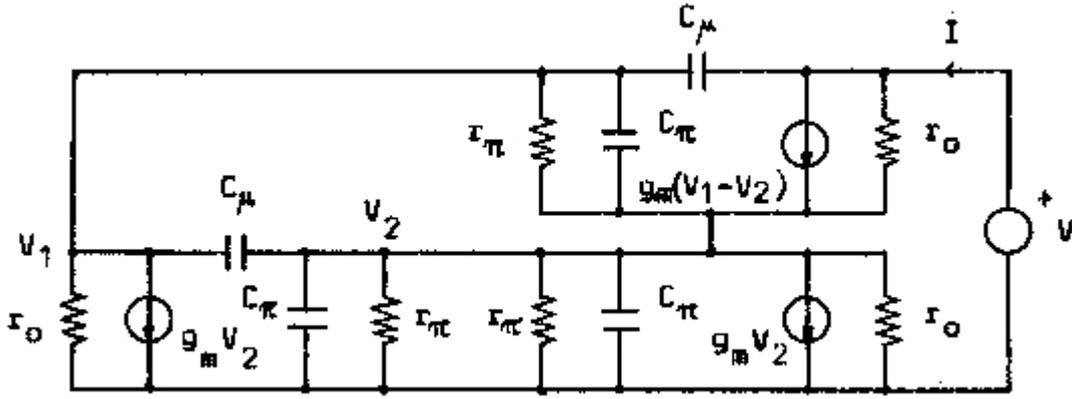


Figura 9. Esquema circuital para el cálculo de la impedancia de salida de una fuente de Wilson.

Las ecuaciones de nudos, una vez reacomodados los términos correspondientes a las fuentes dependientes, son similares a las del caso anterior:

$$V_1 \left(\frac{1}{r_o} + \frac{1}{r_o'} + (C_\pi + 2C_\mu)s \right) - V_2 \left(\frac{1-\beta}{r_\pi} + (C_\pi + C_\mu)s \right) = V C_\mu s \quad (52)$$

$$V_1 \left(\frac{1+\beta}{r_\pi} + (C_\pi + C_\mu)s \right) - V_2 \left(\frac{3+2\beta}{r_\pi} + \frac{2}{r_o} (3C_\pi + C_\mu)s \right) = -\frac{V}{r_o}$$

Para resolver este sistema pueden realizarse aproximaciones simplificatorias, pero en este caso hay que obrar con algún cuidado, ya que haciendo aproximaciones de orden cero en todos los casos se producen cancelaciones de términos. Del análisis del resultado de utilizar sólo aproximaciones de orden cero se desprende que es suficiente con considerar una aproximación de primer orden para el término constante del denominador. Se obtiene, entonces,

$$V_1 \cong \frac{r_\pi}{r_o} \frac{3r_\pi r_o C_\pi C_\mu s^2 + 2\beta r_o C_\mu s - \beta}{2r_\pi^2 C_\pi^2 s^2 + 2\beta r_\pi C_\pi s + \beta(\beta+2)} V \quad (53)$$

$$V_2 \cong \frac{r_\pi}{r_o} \frac{r_\pi r_o C_\pi C_\mu s^2 + 2\beta r_o C_\mu s + 1}{2r_\pi^2 C_\pi^2 s^2 + 2\beta r_\pi C_\pi s + \beta(\beta+2)} V$$

Por otra parte, la corriente que circula se calcula como

$$\begin{aligned}
I &= g_m (V_1 - V_2) + (V - V_1)C_\mu s + (V - V_2)\frac{1}{r_o} = \\
&= V\left(\frac{1}{r_o} + C_\mu s\right) + V_1\left(\frac{\beta}{r_\pi} - C_\mu s\right) + V_2\left(\frac{\beta}{r_\pi} + \frac{1}{r_o}\right)
\end{aligned} \tag{54}$$

Reemplazando los valores anteriores, aproximando y expresando en términos de τ_T , se obtiene

$$Z_2 \cong r_o \beta \frac{2(\tau_T s)^2 + 2\tau_T s + 1}{2\frac{r_o C_\mu}{r_\pi C_\pi} \beta^3 (\tau_T s)^3 + 4\frac{r_o C_\mu}{r_\pi C_\pi} \beta^2 (\tau_T s)^2 + 2\frac{r_o C_\mu}{r_\pi C_\pi} \beta^2 \tau_T s + 1} \tag{55}$$

Esta aproximación es válida en todo el rango de frecuencias en las que tiene validez el modelo π . Sin embargo, es complicado obtener un equivalente circuital RC que tenga dicha impedancia. Puede lograrse un equivalente circuital simplificado si tenemos en cuenta que el numerador tiene importancia recién para frecuencias mucho más altas que el denominador. Además, en el denominador los términos cuadrático y cúbico pueden despreciarse para frecuencias

$$f \ll f_T / \sqrt{\beta}. \tag{56}$$

Bajo estas condiciones pueden conservarse sólo los términos hasta el de primer grado del denominador y entonces, considerando que $\tau_T = r_\pi C_\pi / \beta$, se obtiene

$$Z_2 \cong \frac{\beta r_o}{1 + 2C_\mu \beta r_o s}. \tag{57}$$

Esta impedancia equivale a una resistencia de valor βr_o en paralelo con un capacitor $2C_\mu$ lo cual representa un modelo bastante sencillo para el circuito de salida del amplificador. Debe insistirse, no obstante, en que el mismo es válido sólo en un rango de frecuencias bastante restringido, que va desde la continua hasta frecuencias del orden de f_T / β . Para transistores NPN, este valor corresponde a unos 2 MHz y, para PNP, a unos 150 kHz, típicamente.

1.6. Respuesta en frecuencia de la etapa diferencial

Para el análisis consideraremos el diferencial cargado con las impedancias de entrada de las fuentes de Wilson, Z_{1W} . Utilizaremos el modelo π .

Para señales diferenciales los emisores se encuentran a potencial 0. y entonces el circuito se puede partir en dos partes antisimétricas, de las cuales basta analizar una, como se muestra en la figura 11.

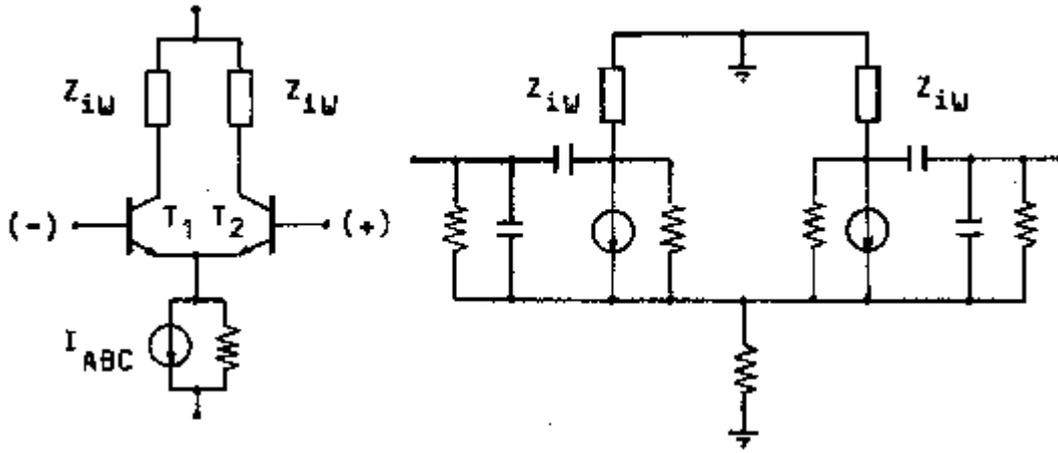


Figura 10. Etapa diferencial cargada con las impedancias de entrada de las fuentes de Wilson y su modelo equivalente en señal.

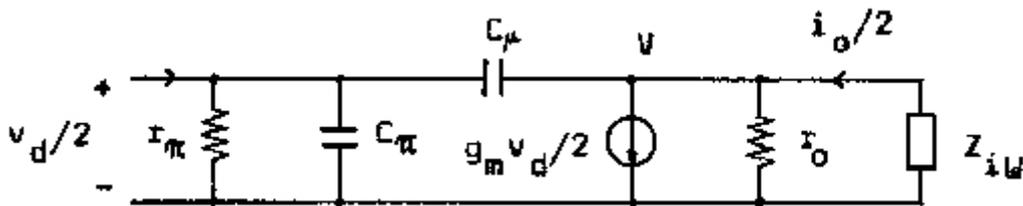


Figura 11. Modelo del amplificador diferencial para señales en modo diferencial.

En este circuito puede despreciarse r_o , por ser mucho mayor que el módulo de Z_{1W} . Resulta, entonces, la transadmitancia

$$\frac{i_o}{v_d} = g_m \frac{1 - (C_\mu / g_m)s}{1 + Z_{1W}C_\mu s} \quad (58)$$

Aquí podrían calcularse en forma completa los coeficientes del numerador y el denominador, resultando una función con 3 ceros y 2 polos. Sin embargo, nos proponemos verificar que ninguno tiene importancia, y para ello es suficiente con estimar el módulo de $(C_\mu / g_m)j\omega$ y de $Z_{1W}C_\mu j\omega$ para frecuencias del orden de $f_{T,NPN} = 300$ MHz. Para $I_{ABC} = 500 \mu A$ resulta

$$(C_\mu / g_m) \omega_T = 0,016- \quad (59)$$

Además, Z_{1W} alcanza un pico apenas mayor que su valor resistivo a bajas frecuencias, que valía $2r_\pi / \beta' = 2 / g_m$, por lo cual

$$Z_{1W}C_\mu \omega_T = 0,03. \quad (60)$$

En ambos casos el error cometido despreciando dichos términos es despreciable, aún a frecuencias tan altas como $f_{T,NPN}$. Resulta, entonces, que para todas las frecuencias de interés

$$\frac{i_o}{v_d} \cong g_{m_o} \cong \frac{I_{ABC}}{2V_T}. \quad (61)$$

El efecto de limitación de frecuencia de la etapa diferencial estará dado mas bien por la carga que su impedancia de entrada representa para una fuente de señal no ideal (obsérvese que la tensión $v_d/2$ aplicada provenía de una fuente ideal). Para calcular la impedancia de entrada utilizamos el mismo circuito equivalente anterior. Resulta

$$Z_{id} \cong \frac{2r_\pi}{1 + r_\pi(C_\pi + (1 + Z_{IW}g_m)C_\mu)s}. \quad (62)$$

Para frecuencias del orden de $f_{T,PNP}/2$, aún se mantiene Z_{IW} aproximadamente constante e igual a $2/g_m$, por lo cual la impedancia de entrada puede aproximarse hasta esa frecuencia por

$$Z_{id} \cong \frac{2r_\pi}{1 + r_\pi(C_\pi + 3C_\mu)s}. \quad (63)$$

que corresponde a un circuito paralelo con una resistencia $2r_\pi$ y una capacidad $(C_\pi + 3C_\mu)/2$. Para frecuencias mayores Z_{id} comienza a reducirse y el factor 3 que acompaña a C_μ se reduce a 1. Sin embargo, la frecuencia de corte correspondiente resulta, en ambos casos, del orden del límite de validez de uno y otro modelo, por lo cual ambos modelos predicen valores casi constantes y resistivos para Z_{id} , mientras $f < f_{T,PNP}/2$. En consecuencia conviene más el segundo modelo, ya que su validez no está restringida, por supuesto dentro de su grado de aproximación. Entonces, utilizaremos la aproximación

$$Z_{id} \cong \frac{2r_\pi}{1 + r_\pi(C_\pi + C_\mu)s}. \quad (64)$$

correspondiente a una resistencia $2r_\pi$ en paralelo con un capacitor $(C_\pi + C_\mu)/2$.

1.7. Modelo en frecuencia del amplificador de transconductancia

El modelo surge del análisis ya realizado sobre la respuesta en frecuencia de los bloques que constituyen el amplificador: las fuentes de Wilson y la etapa diferencial.

La etapa diferencial de entrada no influye en lo relativo a la transadmitancia global g_m , ya que según concluimos la transconductancia es prácticamente constante en un rango de frecuencias muy amplio. Sí influye en relación con su impedancia de entrada, que afecta cuando se emplean generadores de señal no ideales. En la sección sobre compensación, se verá un ejemplo de utilización de este modelo, y se podrá apreciarla influencia de la impedancia de entrada.

Las corrientes de colector del diferencial son tomadas por fuentes de corriente de Wilson, que por ser PNP tienen una respuesta en frecuencia pobre. La del sector inver-

sor atraviesa otra fuente de Wilson, pero esta vez NPN, y por lo tanto no influye dado que la respuesta en frecuencia de los transistores NPN integrados es dos órdenes de magnitud superior a la de los PNP.

El modelo aproximado resultante es el indicado en la figura 12.



Figura 12. Modelo simplificado para el diferencial de entrada.

Los parámetros del modelo son

$$R_i \cong 2r_\pi \cong \frac{4\beta_{NPN}V_T}{I_{ABC}} \quad (65)$$

$$C_i \cong \frac{C_{\pi NPN} + C_{\mu NPN}}{2} \quad (66)$$

$$G_m \cong \frac{I_{ABC}}{2V_T} \frac{2\tau_T s + 1}{2\tau_T^2 s^2 + 2\tau_T s + 1} \quad (67)$$

$$R_o \cong r_{oPNP}\beta_{PNP} = \frac{2\beta_{PNP}V_{APNP}}{I_{ABC}} \quad (68)$$

$$C_o \cong 2(C_{\mu PNP} + C_{\mu NPN}) + C_{cs} \quad (69)$$

R_o es en realidad el paralelo de las resistencias de salida de las dos fuentes de Wilson de la salida, pero la fuente NPN tiene una resistencia mucho mayor que la PNP. No sucede lo mismo con C_o , donde aparecen las dos capacidades de salida. También aparece la capacidad colector-sustrato del transistor NPN, que puede ser de hasta 3 pF.

Ejemplo: Determinemos los parámetros del modelo para $I_{ABC} = 500 \mu A$ y los siguientes datos de los transistores: $\beta_{NPN} = 125$, $C_{jeNPN} = 1 \text{ pF}$, $C_{mNPN} = 0,5 \text{ pF}$, $C_{cs} = 2 \text{ pF}$, $\tau_{TNPN} = 0,5 \text{ ns}$, $\beta_{PNP} = 30$, $C_{mPNP} = 1 \text{ pF}$, $V_{APNP} = 50 \text{ V}$, $\tau_{TNPN} = 30 \text{ ns}$.

Resultan los siguientes valores:

$$R_i = 26 \text{ k}\Omega$$

$$C_i = 3,2 \text{ pF}$$

$$R_o = 6 \text{ M}\Omega$$

$$C_o = 5 \text{ pF}$$

Con respecto a g_m , conviene expresarla aproximando los dos polos y un cero como un solo polo, ubicado aproximadamente en $f_{T\text{PNP}} = 5,3 \text{ MHz}$:

$$g_m = \frac{9,6 \text{ ms}}{1 + s/(2\pi \cdot 5,3 \text{ MHz})}.$$

El ajuste entre estos valores y los suministrados en las hojas de especificaciones es, en algunos casos, bueno, y, en otros, sólo en orden de magnitud, debido a que se utilizaron datos típicos que no necesariamente coinciden con los parámetros de un determinado proceso de fabricación.

1.8. Adaptador de impedancia (buffer)

En la mayoría de las aplicaciones del amplificador de transconductancia es necesario aplicar una carga importante a la tensión desarrollada en la salida, pero sin alterar ésta. En la primera generación de amplificadores de transconductancia, la serie CA3080, esto debía hacerse externamente. En el LM13600 se han incorporado dos transistores en conexión Darlington, T_{18} y T_{19} , para cumplir esta función. El transistor T_8 es una extensión de la fuente de Wilson que polariza a T_1 y T_2 . Su finalidad es polarizar al primer transistor del Darlington con una corriente proporcional a I_{ABC} (la constante de proporcionalidad es menor que 1, lo cual se logra con una geometría de menores dimensiones). Esto permite reducir la corriente con que la base de T_{18} carga a la salida del amplificador para I_{ABC} baja y, en cambio mantener una polarización convenientemente elevada cuando I_{ABC} es alta y por lo tanto ello es posible. De este modo se amplía el rango dinámico del amplificador cuando se utiliza como buffer.

Un inconveniente de este tipo de adaptación de impedancia reside en la caída de tensión de más de 1 V respecto a la tensión de salida de la etapa de transconductancia, aunque por tratarse de una caída aproximadamente constante no tiene efectos importantes en señales de corriente alterna.