

Yüksek Frekans Transistor Ampifikatörlerinde Distorsiyon

Metin AKGÜN

Y. Müh. - İ. T. Ü.

Giriş:

Transistorlardan evvel amplifikasyon maksadıyla kullanılmış olan elektron tüplerinde distorsiyon mevzuu, gerek denel ve gerekse teorik olarak geniş ölçüde incelenmiştir. Yakın zamana kadar transistorların tatbikatında denel olarak distorsiyonla meşgul olunmuşsa da teorik olarak nasıl hesaplanabileceği hususu pek ele alınmamıştı. Bu yazıda birkaç yıl önce ele alınan transistor distorsiyonları konusunda araştırmaların verdiği bazı neticeler takdim edilecektir.

Transistorlar elektron tüplerine nazaran daha genel bir dört - uçludurlar. Elektron tüplerinde A sınıfı çalışma için ve alçak frekanslarda giriş akımı ve çıkıştan girişe olan tesir sıfır olduğundan, çıkış akımını, gerilimlere bağlayan tek bir ifade ile iktifa etmek kifayet etmektedir. Halbuki transistorlarda daima giriş ve çıkış akımlarıyla gerilimleri arasında iki ifade kullanmak icabeder.

I. Alçak Frekanslarda Distorsiyon Hesabı :

Lineer kabul edilebilen bir dört - uçluda giriş ve çıkış akım ve gerilimleri arasında iki müstakil bağıntının yazılabileceği malumdur. Meselâ alçak frekanslar için iletkenlik parametreleri kullanılırsa şu bağıntılar yazılabilir:

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11} u_1 + g_{12} u_2 \\ i_2 &= g_{21} u_1 + g_{22} u_2 \end{aligned}$$

Lineer hal için g parametreleri doğru akım çalışma noktasından müstakildir. Dört-uçlunun lineer kabul edilemeyeceği bir hal için doğru gerilim ve akımlardan hareket etmek icabeder. Bu dört doğru akım ve gerilim değeri birbirinden müstakil olmayıp bağımlı iki tanesi, bağımsız olan iki değişkenin fonksiyonu cinsinden yazılabilir :

$$I_1 = f_1(U_1, U_2)$$

$$I_2 = f_2(U_1, U_2)$$

İki değişkenli bir fonksiyonun muayyen U_{10} ve U_{20} değeri civarındaki Taylor serisini kullanarak $f_1(U_1, U_2)$ ve $f_2(U_1, U_2)$ şu şekilde yazılabilir :

$$\begin{aligned} f_1(U_1, U_2) &= a_1 + b_1(U_1 - U_{10}) + c_1(U_2 - U_{20}) \\ &\quad + d_1(U_1 - U_{10})^2 + e_1(U_2 - U_{20})^2 + h_1(U_1 - U_{10})(U_2 - U_{20}) \\ &\quad + k_1(U_1 - U_{10})^3 + \dots \\ f_2(U_1, U_2) &= a_2 + b_2(U_1 - U_{10}) + c_2(U_2 - U_{20}) \\ &\quad + d_2(U_1 - U_{10})^2 + \dots \end{aligned}$$

Bu ifadelerdeki fark gerilimleri yerine tatbik edilen işaret gerilimlerinin yazılması mümkündür. Evvelce yazılmış olan lineer dört-uçlu bağıntılarının son yazılan bağıntıların özel bir hali olduğu görülmektedir. Bu husustaki genel incelemeler ve alçak frekanslarda transistorlara tatbik şekli N. I. Meyer [1] ve G. A. Spescha ile M. J. O. Strutt [2] un yazılarında gösterilmiştir.

II. Yüksek Frekanslarda Distorsiyon hesabı :

Yüksek frekanslarda dört - uçlunun genel olarak reaktif tesirleri de olacaktır. Alçak frekanslarda olduğu gibi yine doğru akım ve gerilim karakteristiklerinden itibaren hesaba başlanması hiçbir fayda vermez, zira, doğru akım ve gerilim karakteristikleri dört uçlunun reaktif hususları hakkında hiçbir bilgiyi ihtiva etmezler.

En genel şekli ile reaktansları da ihtiva eden lineer olmıyan bir dört uçlunun hesabı oldukça güçtür. Bu güçlüğün sebebi de reaktanslardan dolayı mevcut olacak muhtelif faz farklarının bilinmemesidir. Burada özel bir durum ele alınacaktır: Çıkış uçları kısa devre edilmiş bir dört - uçlu. Bu şekildeki bir özel hale ideal olarak pratikte pek rastlanmaz, dolayısıyla böyle bir halin incelenmesinde fazla bir fayda olmayacağı düşünülebilir. Genel olarak yüksek frekanslarda şönt kapasiteler dolayısıyla kullanılacak yük empedansları küçük olacaktır. Bundan dolayı da bir çok transistor amplifikatör bağlantıları için yük empedansı transistorun çıkış empedansına göre küçük kaldığından yukarıda bahsedilmiş olan ideal hâle yaklaşılmış olunur. Lineer bir dört-uçlunun y - parametrelili denklemleri bu özel hal için şu şekilde girerler:

$$\hat{I}_1 = \frac{I_1}{I_1} \cdot 1^{\wedge} \quad (1a)$$

$$\frac{I_2}{I_1} = X \quad (1b)$$

Burada ikinci eşitlik, giriş ve çıkış büyüklükleri arasında bir münasebet vermesi bakımından enteresandır. Yukarıdaki ikinci denklem, bir pentot için yazılabilen :

$$\vec{I}_a = S \vec{U}_g \quad (2)$$

denkleminin çok benzerliğindedir. Bu benzerlikten, genel bir dört - uçluya ait distorsiyon ifadelerinin, literatürde [3], [4], C51, 161 pentod için verilmiş olan distorsiyon ifadelerine benzececeği beklenebilir.



(Şekil : 1)

III. Lineer Olmayan Bir İki-Uçluda Distorsiyon :

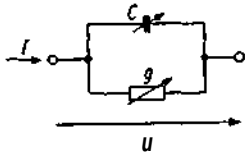
Özel olarak çıkışı kısa devre edilmiş bir transistör dört- uçlusunun yüksek frekanslardaki distorsiyonlarını incelemeyi evvel, yukarıda (1b) ifadesinin bir iki- uçlu ifadesine benzemesinden dolayı bazı iki- uçlu tiplerindeki distorsiyonların incelenmesi, elde edilebilecek neticelerin daha ge-

$$\begin{aligned} i = \frac{1}{2} g_2 \hat{U}^2 + \hat{U} \sqrt{(g_1 + \frac{3}{4} g_3 \hat{U}^2) + \omega^2 (C_1 + \frac{3}{4} C_3 \hat{U}^2)} \cdot \cos(\omega t + \varphi_1) \\ + \frac{1}{2} \hat{U}^2 \sqrt{g_2^2 + 4 \omega^2 C_2^2} \cdot \cos(2 \omega t + \varphi_2) \\ + \frac{1}{4} \hat{U}^3 \sqrt{g_3^2 + 9 \omega^2 C_3^2} \cdot \cos(3 \omega t + \varphi_3) \end{aligned} \quad (9)$$

nel olarak tefsir edilebilmelerini mümkün kılacaktır.

Sadece lineer olmayan bir direnç ve kondansatörden veya direnç ve endüktanstan müteşekkil olan iki - uçluların hesabı oldukça kolaydır. Bunlar özel iki- uçlular olmakla beraber distorsiyon bakımından aramakta olduğumuz vasıfları bize verecektir.

Şekil : 2 de lineer olmayan bir direnç ve bir kondansatörden müteşekkil bir iki- uçlu görülmektedir, g iletkenliği üzerinden akan akım ve C kon-



(Şekil : 2)

dansatörü üzerindeki yük tatbik edilen U geriliminin lineer olmayan birer fonksiyonu olsunlar. I_g akımı ve Q_c yükü bir Taylor serisiyle ifade edilebilirler:

$$I_g = f_1(U) = I_{g0} + \Delta I_g \\ = I_{g0} + \frac{\partial I_g}{\partial U} \Delta U + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 I_g}{\partial U^2} (\Delta U)^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 I_g}{\partial U^3} (\Delta U)^3 + \dots \quad (3)$$

$$Q_c = f_2(U) = Q_{c0} + \Delta Q_c \\ = Q_{c0} + \frac{\partial Q_c}{\partial U} \Delta U + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 Q_c}{\partial U^2} (\Delta U)^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 Q_c}{\partial U^3} (\Delta U)^3 + \dots \quad (4)$$

sadece akım ve yükün değişken kısımları göz önü-

ne alınır» $\text{Te}^{\wedge} \text{T}^{\wedge} = \hat{c} - \hat{c} \cdot \hat{c} > \text{AQ}(\text{J} = \hat{c} \text{ VC A U} = \text{Yt}$

konulup türev ifadeleri de kısaltılmış sembollerle gösterilirse (3) ve (4) ifadeleri yerine:

$$\hat{c} = g_1 u + g_2 u^2 + g_3 u^3 + \dots \quad (5)$$

$$q_c = C_1 u + C_2 u^2 + C_3 u^3 + \dots \quad (6)$$

ifadelen yazılabilir.

Tatbik edilen u değişken gerilimi:

$$U = \hat{O} \cos \omega t \quad (7)$$

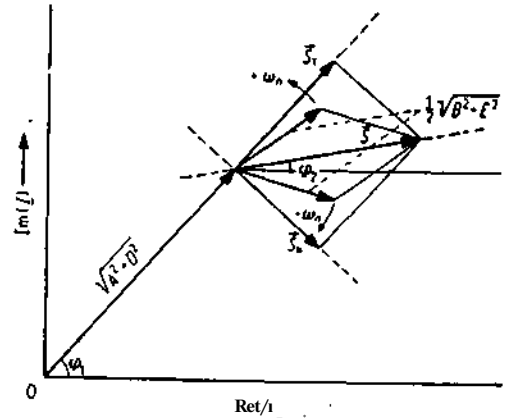
gibi sinüsoidal bir gerilim olsun. Bu gerilim (5) ve (6) ifadelerinde yerine konular ve kondansatör kolundan akan akımı bulmak için

$$I_{fi} = \hat{f} - \quad (8)$$

bağıntısından faydalanırsa, i_g ve I_c nin toplanmasından toplam i akımı için şu ifade bulunur :

Burada \hat{c} , \hat{c} , \hat{c} ve φ_3 faz açıları

şu şekilde verilmişlerdir:



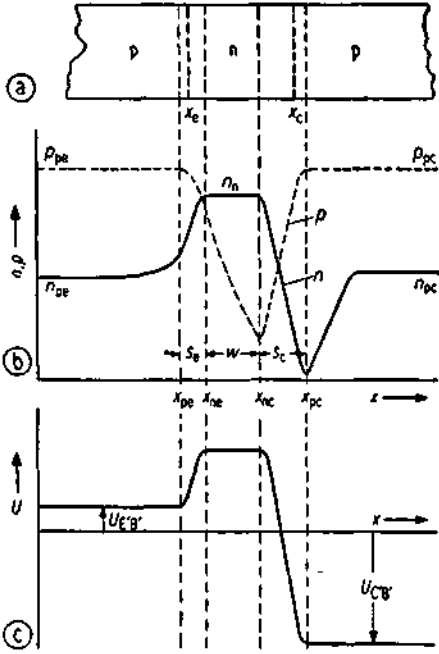
(Şekil : 3)

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega(C_1 + \frac{1}{2}C_3 \hat{U}_2^2)}{\frac{1}{g_1} + \frac{1}{4}g_3 \hat{U}_2^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{2\omega C_2}{g_2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{2\omega C_2}{g_3}$$

Yukarıdaki hesaptan harmoniklerin, devrenin nonlinearitesi ile olan bağlantıları görülmektedir.

Yüksek frekans amplifikatörlerinin tipik bir distorsyon şekli olması dolayısıyla bir de çapraz modülasyon tetkik edilecektir. Çapraz modülasyon, modüle edilmiş bir işaret ile modüle edilmemiş



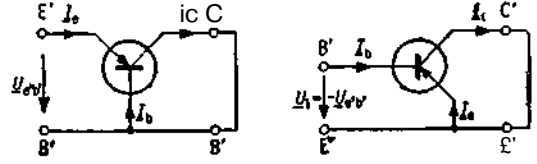
(Şekil : 4)

- Normal çalışma şartlarındaki transistor modeli :
- (a) Transistörün hesaplarda kabul edilen geometrik modeli
 - (b) Serbest p ve n tipi yük taşıyıcılarının transistörün x eksenı boyunca olan dağılımları.
 - (c) Transistör içerisindeki gerilim dağılımı.

bir işaretin müştereken lineer olmayan bir devreden geçirilmeleri sonunda, evvelce modüle olmayan işaret üzerinde modüle olan işaretin modülasyonunun bulunmasıdır. Çapraz modülasyonun hesabında yine (5) ve (6) ifadeleri kullanılacaktır. Tatbik edilen değişken gerilim olarak

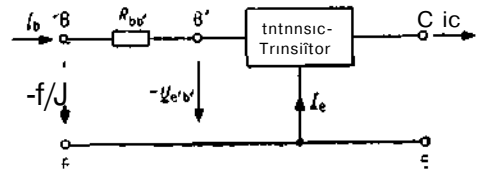
$$u = U_0 \cos \omega_0 t + \hat{U}_s (1 + M \cos \omega_n t) \cos \omega_s t \quad (10)$$

alınacaktır. Genel olarak yüksek frekanslarda kullanılan amplifikatörler dar bantlı olarak kullanılırlar. Bundan dolayı da sadece arzu edilen frekans ile buna çok yakın frekansların göz önüne alınması kâfi gelmektedir. Burada ω_0 arzu edilen işaretin frekansı ve ω_s de parazit bir işaretin frekansı olsunlar. Hesap yapılır ve yalnız ω_0 ile civarındaki frekanslar göz önüne alınırsa j_s ve i_c için şu ifadeler bulunur :



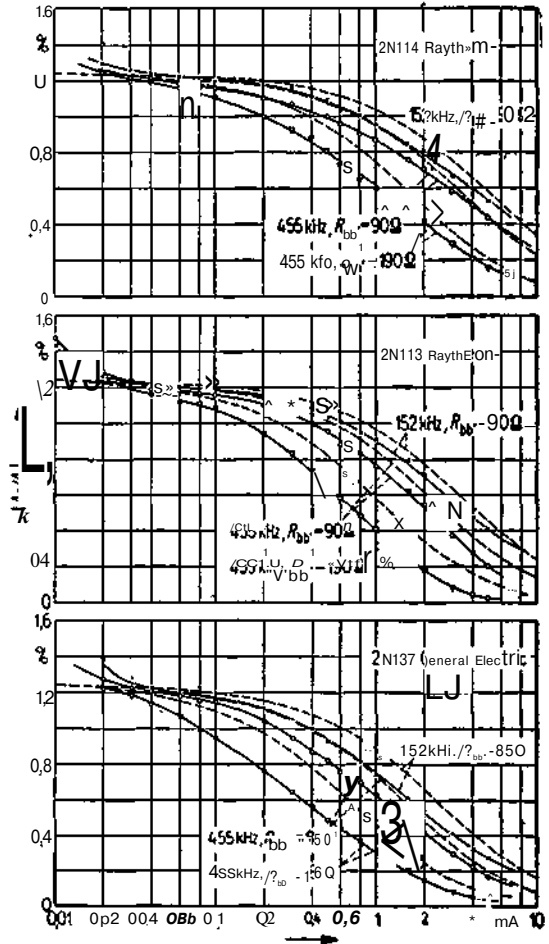
(Şekil . 5)

Müşterek bazlı ve müşterek emetörlü transistor devrelerinde kabul edilen pozitif akım ve gerilim yönleri



(Şekil : 6)

R_{bb} direncinin ilâvesi ile elde edilen müşterek emetörlü hakiki transistor.



(Şekil : 7)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistörlerinin $U_d > -10$ mV için I_c doğru akımının fonksiyonu olarak ölçülmüş (—) ve hesaplanmış (.....) nisbi 3 harmonikleri $U_c = -3 V$.

$$i_g = g_1 \hat{U} \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} g_3 \hat{U}_0^2 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} g_3 \hat{U}_0 \hat{U}_0^2 \left(1 + \frac{M^2}{2} M \cos \omega_n t + \frac{M^2}{2} \cos 2\omega_n t\right) \cos \omega_0 t \quad (11)$$

$$i_c = \left[\omega_0 C_1 \hat{U}_0 \sin \omega_0 t + \frac{M^2}{2} + 2M \cos \omega_n t + \frac{M^2}{2} \cos 2\omega_n t \right] \sin \omega_0 t \quad (12)$$

$$5. \omega_{||} C_1 \hat{U}_0 \hat{U}_0^* (M \sin \omega_n t + \frac{1}{2} \cos 2\omega_n t) \cos \omega_0 t$$

İ s $U_0 + 1c$

$$= \left[g_1 + \frac{1}{2} g_3 \hat{U}_0^2 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{M^2}{2}\right) g_3 \hat{U}_0^2 + 3M g_3 \hat{U}_0^2 \cos \omega_n t + \frac{1}{2} M^2 g_3 \hat{U}_0^2 \cos 2\omega_n t \right] \hat{U}_0 \cos \omega_0 t - \left[\omega_0 C_1 + \frac{1}{2} \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{M^2}{2}\right) \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 + 3M \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 \cos \omega_n t + \frac{1}{2} M^2 \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 \cos 2\omega_n t \right] \hat{U}_0 \sin \omega_0 t$$

(12) ifadesindeki son terim, $\omega_n \ll \omega_0$ olmasından faydalanılarak ihmal edilebilir. Toplam akım yine I_c ev j_c nin toplamı olacaktır.

Tatbik edilen işaret genliklerinin küçük olduğu kabul edilirse ve modülasyondaki harmonikler de mühim değilse ihmaller yapmak suretiyle yukarıdaki akım ifadesi şu şekle getirilebilir :

$$i_c = \left(g_1 + 3M g_3 \hat{U}_0^2 \cos \omega_n t \right) \hat{U}_0 \cos \omega_0 t - \left(\omega_0 C_1 + 3M \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 \cos \omega_n t \right) \hat{U}_0 \sin \omega_0 t \quad (13)$$

Hesabın devamı için bazı kısaltmalar kullanılacaktır :

$$A = g_1 \hat{U}_0 \\ \& - 3M g_3 \hat{U}_0^2 \hat{U}_0 \\ D^* = \omega_0 C_1 \hat{U}_0 \\ \text{Et } 3M \omega_0 C_3 \hat{U}_0^2 \hat{U}_0$$

Bu kısaltmalarla ve ufak bir değişiklikle (13) ifadesi

$$i_c = A \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} B \cos (\omega_0 - \omega_n) t + \frac{1}{2} B \cos (\omega_0 + \omega_n) t - D \sin \omega_0 t - \frac{1}{2} E \sin (\omega_0 - \omega_n) t - \frac{1}{2} E \sin (\omega_0 + \omega_n) t$$

şeklinde yazılabilir. Aynı frekanslı terimleri bir araya almak ve malûm

$$\cos \alpha = \text{Re} [\exp(j\alpha)]_j$$

ifadesinden faydalanarak kompleks yazış tarzına geçmek suretiyle neticede akım ifadesi

$$\vec{I} = \sqrt{A^2 + D^2} \exp [j(\omega_0 t + \varphi_1)] + \frac{1}{2} \sqrt{B^2 + E^2} \left\{ \exp [j((\omega_0 - \omega_n) t + \varphi_2)] + \exp [j((\omega_0 + \omega_n) t + \varphi_2)] \right\} \quad (15)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki φ_1 ve φ_2 faz açıları

$$\varphi_1 = \arctan \frac{D}{A} \text{ ve } \varphi_2 = \arctan \frac{E}{B}$$

ifadeleri ile verilmiştir.

(15) ifadesinin mânasının daha iyi anlaşılabilmesi için bir vektör diyagramında tetkik edilmesi faydalıdır (Şek. 3). Bütün düzlemin ω_0 açılmal hızı ile döndüğü farzedilirse, reel eksenle φ_1 açısı yapan $\sqrt{A^2 + D^2}$ amplitüdü sabit bir vektör ile buna ilâve edilmiş, amplitüdüleri $\frac{1}{2} \sqrt{B^2 + E^2}$

olan ve biri $+\omega_n$ diğeri $-\omega_n$ açısal hızı ile dönen iki vektör elde edilir. Dönen vektörlerin bileşkesi olan \vec{S} vektörü daima reel eksen ile « φ_2

açısını yapmaktadır. \vec{S} vektörünün amplitüdü O ile $\frac{1}{2} \sqrt{B^2 + E^2}$ arasında değişmektedir. Şayet

$\varphi_1 = \varphi_2$ olsaydı bu adi bir amplitüd modülasyonundan ibaret olacaktı. Halbuki bu genel halde $\varphi_1 \neq \varphi_2$ dir.

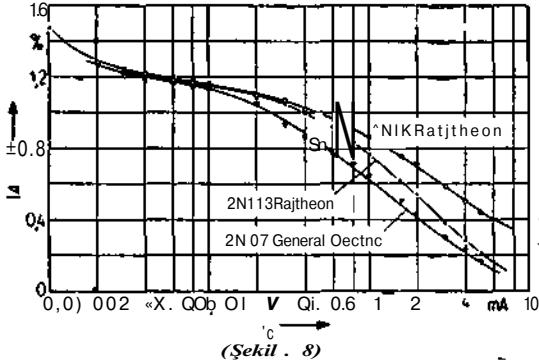
\vec{S} vektörünü $\sqrt{A^2 + D^2}$ amplitüdü vektöre

dik ve teğet doğrultuda \vec{S}_n ve \vec{S}_1 bileşenlerine ayırırsak, (15) ifadesi ile verilmiş olan akım ifadesinin fizikî izahı şöyle olur: \vec{S} t bileşeni bir amplitüd modülasyonuna ve \vec{S}_B bileşeni de bir

faz veya frekans modülasyonuna tekabül etmektedir. Görülüyor ki sadece ohmik bir nonlineariyeti olan bir pentot tüpünden farklı olarak, çapraz modülasyonu olarak sadece bir amplitüd modülasyonu değil, hem bir amplitüd modülasyonu hem de bir frekans modülasyonu elde edilmiştir. Diğer bir fark da harmonikler ile çapraz modülasyonu arasındaki münasebetin pentot için sadece mutlak değerlerden itibaren hesaplanabilinmesi mukabil bu daha genel halde faz açılarına da ihtiyaç olmasıdır.

Benzer hesaplar lineer olmayan bir direnç, ve endüktans seri bağlantısı için yapılabilir. Bu hal

için akımın serbest ve gerilimin bağımlı değişken olmaması daha uygundur.



(Şekil . 8)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistörlerinin 455 KHz de $U_{tb} = 10 \text{ mV}_{\text{eff}}$ için I_c doğru akımın fonksiyonu olarak ölçülmüş ntsbi 3 harmonikler. $U_c = -3V$ Eğriler farklı kesim frekanslarının tesirini göstermektedir 2N 114 $f_{\text{max}} = 15,2 \text{ MHz}$, 2N 113 $f_{\text{max}} = 9,4 \text{ MHz}$, 2N 137 $f_{\text{max}} = 6,6 \text{ MHz}$

IV. Transistor Distorsiyonlarının Hesaplanması :

Hesaplar SHOCKLEY tipi, yüzey temaslı bir transistor için yapılacaktır. Evvelâ extrinsic elemanları olmayan müşterek ideal bir transistor için yapılacak olan hesaplar daha sonra pratikte en çok kullanılan müşterek emetörlü transistora, lüzumlu extrinsic elemanların tesirini de hesaba katmak suretiyle, tatbik edilecektir.

Hareket noktası olarak sadece difüzyon akımları göz önüne alındığından, P-N-P tipi transistor için aşağıdaki süreklilik diferansiyel denklemi olacaktır :

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = \frac{p_n - p(x,t)}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} \quad (16)$$

Bu denklemden evvelâ delik taşıyıcılarının baz bölgesi içerisindeki dağılım fonksiyonu bulunacak ve oradan da difüzyon akımları hesaplanacaktır. Denklem çözümü için geçiş bölgesi sınırları x_{ae} ve x_{ne} (Şekil 4'e bakınız) deki sınır şartlarının verilmesi lâzımdır.

Sınır şartları Boltzmann bağıntılarıyla verilmektedir :

$$x = x_{ne} \quad \text{ için } p = p(x_{ne}) = p_n \exp\left(\frac{e U_{e'b'}}{k T}\right) \quad (17)$$

$$x = x_{ae} \quad \text{ için } p = p(x_{ae}) = p_n \exp\left(\frac{e U_{e'a'}}{k T}\right) \quad (18)$$

$$p(x_{ne}) \approx p_n \exp(\Lambda U_{e'b'}) \left[1 + \frac{\Lambda^2 U_{e'b'}^2}{2!} + \Lambda U_{e'b'} \left(1 + \frac{\Lambda^2 U_{e'b'}^2}{3!} \right) \cos \omega t + \frac{\Lambda^2 U_{e'b'}^2}{2!} \cos 2\omega t + \frac{\Lambda^3 U_{e'b'}^3}{3!} \cos 3\omega t \right]$$

Bu ifadelerde ve daha sonra gerilimlerin endislerinde üstün'lü ifadeler kullanılacaktır. Bunun sebebi de bu gerilimlerin ideal intrinsic transistora ait olmasındandır. Hakikî transistorun uçları arasındaki gerilimler genel olarak bunlardan farklıdır.

Lineer kabul edilebilen transistorda tatbik edilen çözüm tarzında

$$u_{e'b'} = U_{e'b'} + \hat{U}_{e'b'} \cos \omega t \quad (19)$$

$$u_{c'b'} = U_{c'b'} + \hat{U}_{c'b'} \cos (\omega t - \varphi) \quad (20)$$

gibi doğru ve alternatif kısımdan müteşekkil iki gerilimin transistorun uçları arasında bulunduğu kabul edilir. Bu gerilimler (17) ve (18) ifadelerine konular ve alternatif gerilimlerin amplitüdüleri küçük olmak şartıyla, bunlara ait eksponansiyel ifadelerin seriye açılımlarında ilk iki terimle iktifa edilir. Bu suretle problem Mnearleştirilmiş olur. Ayrıca kolektör-baz geçiş bölgesi için EARLY olayı [7] da göz önüne alınır.

Burada derhal göze çarpan husus şudur ki, aslında lineer olmayan bir problem bazı kabuller yapılmak suretiyle lineer hale getirilmiştir. Nonlineariteyi hesaba katabilmek için yukarıda bahsedilmiş olan seriye açındırmalarda ilâve bazı fazla terimleri almak icabeder. Bu hesaptaki güçlük, X_{nc} sınırında yazılacak şart için, kullanılacak olan alternatif gerilimin bilinmemesidir. Zira, transistorun nonlinearitesinden dolayı kolektör-baz gerilimi distorsiyonlu olacak ve ayrıca sınır şartının lineer olmamasından dolayı da bir daha distorsiyona uğrayacaktır. Transistorda bilfiil ölçülebilen gerilim her iki distorsiyonun neticesinde elde edilen gerilimdir. Aradaki, birinci distorsiyondan meydana gelip ikinci sınır şartında yerine konulması gereken, gerilim belli değildir. Bu yüzden bu problem genel olarak çözümü güç olduğundan, alternatif gerilimler bakımından çıkış uçları arasında bir kısa devre mevcut olan hal incelenmiştir.

a) Müşterek bazlı transistor devresinde harmonik distorsiyonların hesabı :

Emetör-baz arasına (19) ifadesi ile verilmiş bir gerilimin tatbik edildiğini kabul edelim. Bu gerilim (17) ifadesine konular ve alternatif kısma ait seride üçüncü derece terimlerden sonrası ihmal edilirse şu ifade bulunur: Bu ifadede $y^{\wedge} = e/kT$ dir.

Hesabın devamı için mutad şekilde trigonometrik ifadeler yerine, kompleks yazış tarzını

$$P(x_{ne}) \approx \text{Re} \left\{ P_n \exp(\Lambda U_{E'} B') \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} + \Lambda \hat{U} e' b' \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{3!} \right) \exp(j\omega t) \right. \right. \\ \left. \left. + \text{igfü- «,,(»!«*) \bullet * \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e' b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \right\} \quad (21)$$

Aşağıdaki kısaltmaları kullanalım:

$$\begin{aligned} P_0(x_{ne}) &= P_n \exp(\Lambda U_{E'} B') \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} \right) \\ P_1(x_{ne}) &= P_n \exp(\Lambda \hat{U} e' b') \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{3!} \right) \\ P_2(x_{ne}) &= P_n \exp(\Lambda U_{E'} B') \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} \\ P_3(x_{ne}) &= P_n \exp(\Lambda U_{E'} B') \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e' b'}{3!} \end{aligned}$$

Bu kısaltmalarla sınır şartı ifadesi

$$P(x_{ne}) = \text{Re} \left[P_0(x_{ne}) + P_1(x_{ne}) \exp(j\omega t) + P_2(x_{ne}) \exp(j2\omega t) \right. \\ \left. + P_3(x_{ne}) \exp(j3\omega t) \right] \quad (22)$$

şeklini alır.

Süreklilik diferansiyel denkleminin çözümünde lineer hal için alternatif gerilimlerin küçük olmalarından faydalanılarak doğru ve alternatif kısımların lineer süperpozisyonundan ibaret bir çözüm kabul edilmektedir. Burada distorsiyonlar hesaplandığına göre alternatif gerilimler lineer haldeki kadar küçük olmayacaklardır. Hesaplar, kolaylaştırmak için yine de doğru ve alternatif gerilimlerden meydana gelen delik dağılımlarının birbirinden müstakil olduğu kabul edilecek tir, yani

$$P(x,t) = P_0(x) + \vec{P}_1(x) \exp(j\omega t) + \vec{P}_2(x) \exp(j2\omega t) + \vec{P}_3(x) \exp(j3\omega t) \quad (23)$$

ifadesi ile verilmiş bir çözüm kabul edilecektir.

Doğru gerilimlere ait $P_0(x)$ çözümü bilindiği takdirde, alternatif gerilimlere ait $P_k(x)$ ifadeleri, yukarıdaki çözümün diferansiyel denklemini gerçekleştirilmesi için şartından hesaplanabilir.

X_{nc} için (22) ve X_{nc} için

$$P(X_{nc}) = P_n e^{*p} (AU_{c'} B') \quad (24)$$

sınır şartları kullanılır ve delik dağılımlarından difüzyon akımları hesaplanırsa neticede emetör ve kolektör delik akımları olarak aşağıdaki ifadeler bulunur:

$$I_{pE} = \frac{e D_p A p_n}{L_p} \left[\frac{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} \right) \exp(\Lambda U_{E'} B') - 1}{\text{Th}(w/L_p)} - \frac{\exp(\Lambda U_{c'} B') - 1}{\text{Sh}(w/L_p)} \right] \quad (25)$$

$$I_{pC} = \frac{e D_p A p_n}{L_p} \left[\frac{\left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} \right) \exp(\Lambda U_{E'} B') - 1}{\text{Sh}(w/L_p)} - \frac{\exp(\Lambda U_{c'} B') - 1}{\text{Th}(w/L_p)} \right] \quad (26)$$

$$\begin{aligned} I_{p0} &= \frac{e D_p A p_n}{L_p} \exp(\Lambda U_{E'} B') \left[\frac{\sqrt{1+j\omega\tau_p}}{\text{Th}\left(\frac{\sqrt{1+j\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} \Lambda \hat{U} e' b' \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{3!} \right) \exp(j\omega t) \right. \\ &+ \left. \frac{\sqrt{1+j2\omega\tau_p}}{\text{Th}\left(\frac{\sqrt{1+j2\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e' b'}{2!} \exp(j2\omega t) + \frac{\sqrt{1+j3\omega\tau_p}}{\text{Th}\left(\frac{\sqrt{1+j3\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e' b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_{pc} = \frac{eD_p A p n}{L_p} \exp(AU_{E'B'}) & \left[\frac{\sqrt{1+j\omega\tau_p}}{\text{Sh}\left(\frac{\sqrt{1+j\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} A U_{E'B'} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{3!}\right) \exp(j\omega t) \right. \\ & \left. + \frac{\sqrt{1+j2\omega\tau_p}}{\text{Sh}\left(\frac{\sqrt{1+j2\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{2!} \exp(j2\omega t) + \frac{\sqrt{1+j3\omega\tau_p}}{\text{Sh}\left(\frac{\sqrt{1+j3\omega\tau_p}}{L_p} w\right)} \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e'b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (28) \end{aligned}$$

yukandaki ifadelerde

D_p = deliklerin baz bölgesindeki difüzyon sabitini

L_p = Deliklerin ortalama serbest yolunu

XL_V = deliklerin iki rekombinasyon arasında geçen ortalama serbest zamanı

W = baz bölgesi kalınlığını

A = jonksiyonların kesit alanını

göstermektedir.

Aslında (27) ve (28) ifadeleri ile istenilen harmonikler bulunmuş oluyor. İfadeleri daha kullanışlı hale getirmek için, linear transistorun tetkikine benzeyen bazı yaklaşımlar yapılacaktır. Eğer $1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{2!} \approx 1$ kabul edilebilirse (bu alternatif gerilimin amplitüdünün küçük kabul edilmesi demektir) alternatif akım ifadesindeki

$$\frac{eD_p A p n}{L_p} \exp(AU_{E'B'}) \text{ terimi}$$

$$(I_{pE} - I_{pES}) Th(w/L_p)$$

ile ikame edilebilir. Burada I_{pES} , her iki jonksiyonda akım akıtmıyacak yönde polarize edildiği zaman, emetörden akan, delik doyma akımını göstermektedir. Ayrıca iki cins transistorlar için aşağıdaki kabuller cari olacaktır :

a) $I_p E \gg I_{pES}$ olduğundan $I_{pE} - I_{pES} \approx I_{pE}$ yazılabilir.

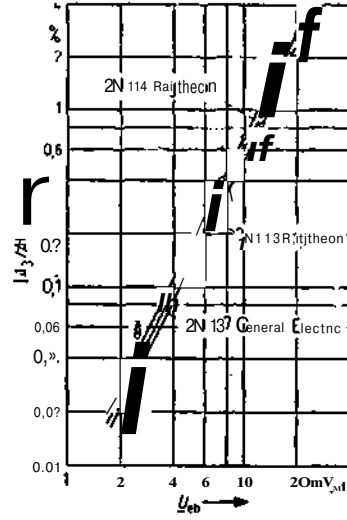
b) $I_{pE} \gg I_{nE}$, $I_{pE} \gg I_{nE}$ olacaktır. Bu elektron akımlarının ihmal edilmesi, ve emetör randımının $\gamma = 1$ olarak alınması demektir. İleride müşterek emetörlü transistor devresine geçerken

$$\begin{aligned} \bar{I}_e \approx \bar{I}_{pe} = I_E & \left[\left(1 + j\omega \frac{w^2}{30p}\right) A U_{E'B'} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{3!}\right) \exp(j\omega t) \right. \\ & \left. + \left(1 + j2\omega \frac{w^2}{30p}\right) \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{2!} \exp(j2\omega t) + \left(1 + j3\omega \frac{w^2}{30p}\right) \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e'b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_c \approx \bar{I}_{pc} = \gamma I_E & \left[\left(1 - j\omega \frac{w^2}{60p}\right) A U_{E'B'} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{3!}\right) \exp(j\omega t) \right. \\ & \left. + \left(1 - j2\omega \frac{w^2}{60p}\right) \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}^2 e'b'}{2!} \exp(j2\omega t) + \left(1 - j3\omega \frac{w^2}{60p}\right) \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}^3 e'b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (30) \end{aligned}$$

hatalara sebebiyet vermemek için kolektör alternatif akımı ifadesinde $I_{pE} = \gamma \cdot I_E$ alınacaktır.

c) $W/L_p \ll 1$ olduğundan $Th(w/L_p) \approx w/L_p$ alınabilir.



(Şekil: 9)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistorlarının 455 KHz ve $U_c = -3 V$ ve $I_c = 1 mA$ de, giriş geriliminin amplitüdünün fonksiyonu olarak ölçülmüş nisbi 3. harmonikler.

Alçak frekanslar için de

$$d) n \omega \tau_p \ll 1$$

$$e) n \omega \tau_p \ll 1$$

$$2D_p$$

Bu yaklaşımlarla ve elektron alternatif akımlarının da ihmal edilmesi ile ve hiperbolik fonksiyonlar için serilerin ilk iki terimini kullanmak suretiyle neticede aşağıdaki akım ifadeleri bulunur:

yukarıdaki ifadeler oldukça alçak frekanslar için elde edilmiş olduklarından, zamana tâbi olmayan imajiner kısımlar bir çok hallerde ihmal edilebilirler ve bu halde ifadeler şu şekilde girer:

$$\vec{I}_e \approx I_E \left[\Lambda \hat{U}_{e'b'} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}_0^2 e'b'}{3!} \right) \exp(j\omega t) + \frac{1}{2} \Lambda^2 \hat{U}_0^2 e'b' \exp(j2\omega t) + \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}_0^3 e'b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (31)$$

$$\vec{I}_c \approx \gamma I_E \left[\Lambda \hat{U}_{e'b'} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}_0^2 e'b'}{3!} \right) \exp(j\omega t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^2 \hat{U}_0^2 e'b'}{2!} \exp(j2\omega t) + \frac{1}{4} \frac{\Lambda^3 \hat{U}_0^3 e'b'}{3!} \exp(j3\omega t) \right] \quad (32)$$

b) Müşterek bazlı transistor devresinde çapraz modülasyonun hesabı:

Hesap tarzı harmoniklerin hesaplanma tarzına benzerdir. Bundan dolayı burada sadece diferansiyel denklemin çözümünde kullanılan sınır şartları ve neticede elde edilecek olan emetör ve kolektör akım ifadeleri verilecektir. Emetör ile baz arasında

$$u_{c'b'} \sim \hat{u}_0 \cos \omega_0 t + U_s (1 + M \cos \omega_n t) \cos \omega_0 t \quad (33)$$

gibi bir işaret tatbik edilmiş olsun. Bu işaret (17) ifadesi ile verilmiş olan sınır şartında yerine konur ve evvelce n. bölümde yapıldığı gibi, sadece ω_0 ile civarındaki frekansları ihtiva eden terimler göz önüne alınırsa neticede şu sınır şartı ifadesi bulunur:

$$P(X_{nc}) = \text{Re} \left\{ P_n \exp(\Lambda U_{E'b'}) \left\{ 1 + \frac{\Lambda^2}{2!} \frac{1}{2} (\hat{U}_0^2 + \hat{U}_s^2) + \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^3}{3!} \hat{U}_0 \hat{U}_s^2 M \left[\exp(j(\omega_0 - \omega_n)t) + \exp(j(\omega_0 + \omega_n)t) \right] \right\} \right\} \quad (34)$$

kolektör - baz jonksiyonunun X_{nc} sınırındaki sınır şartı ifadesi yine (24) ifadesinin aynıdır.

Münasip bir çözüm kabul etmek suretiyle diferansiyel denklemden gerekli delik yoğunluğu dağılımı ve buradan da emetör ve kolektör difüzyon akımları bulunur:

$$\vec{I}_e \approx \vec{I}_{pe} - I_E \left\{ \left(1 + j\omega_0 \frac{w^2}{2D_p} \right) \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \left[\frac{\Lambda^2}{2!} \frac{1}{2} (\hat{U}_0^2 + \hat{U}_s^2) + \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^3}{3!} \hat{U}_0 \hat{U}_s^2 M \exp[j(\omega_0 - \omega_n)t] \right] + \left[1 + j(\omega_0 + \omega_n) \frac{w^2}{2D_p} \right] \frac{\Lambda^2}{2!} \frac{1}{2} (\hat{U}_0^2 + \hat{U}_s^2) + \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^3}{3!} \hat{U}_0 \hat{U}_s^2 M \exp[j(\omega_0 + \omega_n)t] \right\} \quad (35)$$

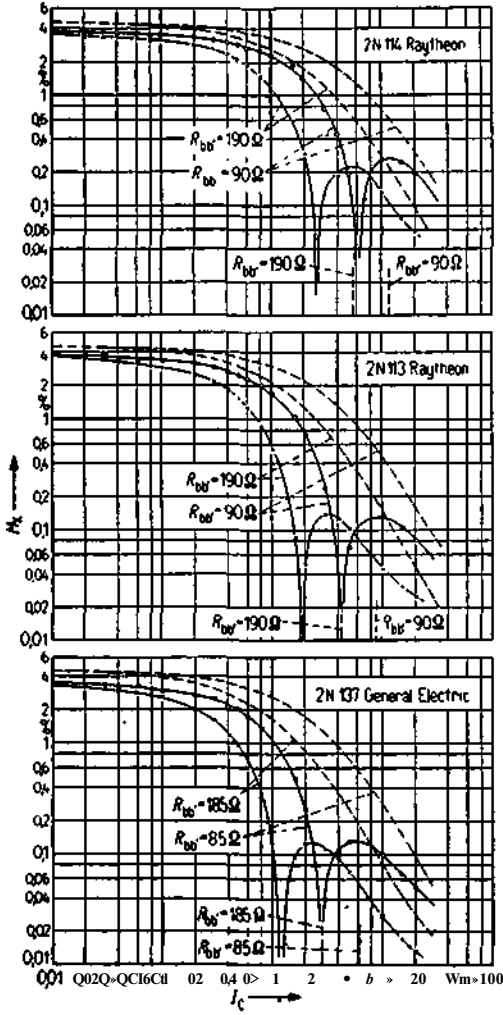
$$\vec{I}_c \approx \vec{I}_{pc} \left\{ \exp(j\omega_0 t) + \left[1 - j(\omega_0 - \omega_n) \frac{w^2}{2D_p} \right] \frac{\Lambda^2}{2!} \frac{1}{2} (\hat{U}_0^2 + \hat{U}_s^2) M \exp[j(\omega_0 - \omega_n)t] + \left[1 + j(\omega_0 + \omega_n) \frac{w^2}{2D_p} \right] \frac{\Lambda^2}{2!} \frac{1}{2} (\hat{U}_0^2 + \hat{U}_s^2) M \exp[j(\omega_0 + \omega_n)t] \right\} \quad (36)$$

Yukarıdaki kompleks yazış tarzından tarife göre reel kısmını alıp trigonometrik ifadelerle geçmek suretiyle (14) ifadesine benzer ifadeler elde edilir. Bu da prensip itibariyle transistorda çapraz modülasyonu olarak hem bir amplitüd, hem de bir frekans modülasyonunun meydana geleceğini gösterir. Yine (35) ve (36) ifadelerinin nispeten alçak frekanslar için elde edildiği göz önüne alınarak zamandan müstakim imajiner kısımlar ihmal edilirse \vec{I}_e ve \vec{I}_c için şu ifadeler elde edilir:

$$\vec{I}_e \approx I_E \left\{ \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^3}{3!} \hat{U}_0 \hat{U}_s^2 M \left[\exp[j(\omega_0 - \omega_n)t] + \exp[j(\omega_0 + \omega_n)t] \right] \right\} \quad (37)$$

$$\vec{I}_c \approx \gamma I_E \left\{ \Lambda \hat{U}_0 \exp(j\omega_0 t) + \frac{1}{2} \frac{\Lambda^3}{3!} \hat{U}_0 \hat{U}_s^2 M \left[\exp[j(\omega_0 - \omega_n)t] + \exp[j(\omega_0 + \omega_n)t] \right] \right\} \quad (38)$$

Şimdiye kadar verilen hesaplarla mühim iki distorsiyon şekli tetkik edilmiş oluyor. Arzu edilirse modülasyonlu bir işaretle meydana gelen modülasyon derinliğinin değişmesi ve modülasyondaki distorsiyonlar da yukardakine benzer şekilde hesaplanabilir



(Şekil : 10)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistörlerinin, I_c doğru akımının fonksiyonu olarak ölçülmüş (—) ve hesaplanmış (.....) çapraz modülasyonu derinlikleri : $U_c = -3$ V, $f_0 = 455$ kHz, $U_0 = 5$ mVeff, $f_1 = 500$ kHz, $U_s = 10$ mVeff, $M = \% 30$, $f_n = 400$ Hz

V. Müşterek Emetörlü transistör devresinde distorsiyonlar:

Şekil 5'te müşterek bazlı ve müşterek emetörlü transistör devreleri ile pozitif kabul edilen akım ve gerilim yönleri görülmektedir. Müşterek transistörde giriş gerilimi yön değiştirmekte çıkış akımı ise aynı kalmaktadır. Burada bilhassa alâ-

kadar olunacak I_c akım ifadesinde yapılması gereken, giriş gerilimlerini negatif bir işaretle yazmaktır. Bu hâl için de devrenin çıkış uçları arasında kısa devre kabul edilmiştir. Evvelce bulunan neticelerin bu hâl için de cari olabilmesi için kolektör ile bazı arasının kısa devre olması icap etmektedir, yani emetör ile baz arası da kısa devre olmalıdır. Bu da giriş gerilimini temin eden

kaynağın iç direncinin sıfır olması demektir. Bu şart esasen şimdiye kadar dolayısıyla kabul edilmiştir, zira ancak bu şartlar altında giriş istenilen dalga şekilli bir gerilim tatbik etmek mümkündür.

İlgilenilecek olan akım kolektör akımıdır, zira bu akım giriş gerilimine tabii olarak bir çıkış büyüklüğünü vermektedir.

Nisbî harmonik distorsiyonları için şu neticeler elde edilir:

$$\left| \frac{A_2}{A_1} \right| = \frac{A}{4} \hat{U} e^{b'} \quad \text{nisbî ikinci harmonik distorsiyonu} \quad (39)$$

$$\left| \frac{A_3}{A_1} \right| = A \hat{U}^3 \quad \text{nisbî üçüncü harmonik distorsiyonu} \quad (40)$$

(4) ifadesinin elde edilmesinde $\frac{3}{4} \frac{A^2 \hat{U}^2 e^{b'}}{3!}$ yanında ihmal edilmiştir.

Çapraz modülasyon derinliği olarak da

$$M_K = \frac{3 A^2}{3!} M \hat{U}^2 \quad (41)$$

ifadesi bulunur.

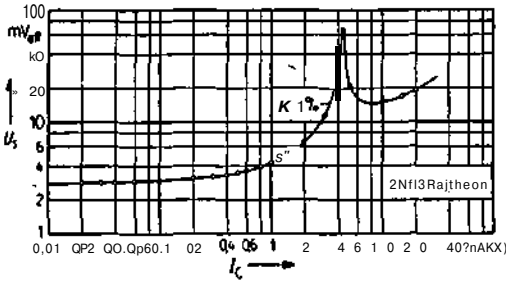
İdeal bir intrinsic transistör için bulunmuş olan yukarıdaki ifadelerde dikkati çeken iki husus vardır:

- Distorsiyonlar çalışılan doğru akım ve gerilimlerden müstakildir. Bunun sebebi, intrinsic bir transistörde gerilim ile akımlar arasında eksponansiyel bir münasebetin bulunmasıdır.
- Distorsiyonlar transistör tipi ve malzemesine bağlı değildir. Bulunan ifadelerde gerilimin amplitüdünden başka sadece \hat{U} bulunmaktadır, ki bu da mutlak sıcaklığı ve bazı tabiat sabitelerini ihtiva etmektedir. Şu halde P-N-P veya N-P-N tipinde germanyum veya silikon bir transistör için daima aynı distorsiyon neticeleri elde edilecektir.

VI. Transistörün extrinsic elemanlarının distorsiyonla ra tesiri:

Transistörlerin extrinsic elemanları da göz önüne alındığı zaman geçen bölümde bulunmuş olan distorsiyon formülleri değişecek ve distorsiyonların değerleri transistör tipine göre birbirinden farklı olacaktır.

En önemli extrinsic eleman olarak baz malzemesinin direncini temsil eden bir R_{bb} direncinin baz koluna ilâve edilmesi lâzımdır [9], [10], [11]. Emetör ve kolektör kollarındaki benzer dirençlerin ihmal edilmesi mümkündür, zira akan akımlar fazla değildir. Diğer İki extrinsic eleman da kollektör ve emetördeki geçiş bölgesi kapasiteleridir. Emetördeki geçiş bölgesi kapasitesi difüzyon kapasitesi yanında ihmal edilebilir. Kolektör



(Şekil : 11)

Şekil. 12 de 2N 11J transistoruna ait çapraz modülasyonu eğrisinden I_c doğru akımının fonksiyonu olarak hesaplanmış olan % 1 çapraz modülasyonu derinliği için gerekli işaret gerilimi $U_c = -3 V$ tör de kısa devre edildiğinden, aslında ihmal edilmemesi gereken kolektör geçiş bölgesi kapasitesinin bir tesiri olmayacaktır.

Netice itibariyle göz önüne alınması gereken ilâve eleman-olarak $R_{bb'}$ kalmaktadır. Hakiki bir transistordaki akım ve gerilimler Şekil 6. da gösterilmiştir. Distorsiyon hesaplarında $\vec{U}_c > b'$ geriliminden hareket edilmiştir. Halbuki hakikatte tatbik edilen gerilim $\vec{U}_c b$ dir. $R_{bb'}$ direnci ve lineer olmayan intrinsic transistordan dolayı $\vec{U}_c b'$

gerilimi $\vec{U}_c b$ gerilimine nazaran distorsiyonları haiz olacaktır. Bu hakikî durum kabul edilirse hesaplar çok güçleşecektir. Hesaplan güçleştirme-

mek için şu kabul yapılacaktır: $\vec{U}_c v$ gerilimi distorsiyona uğramamış olup, sadece amplitüdü $R_{bb'}$ ve intrinsic transistorun kısa devre giriş admittansı y'_{ne} arasında bölünmüş olsun. Bu takdirde :

$$\vec{U}_{c'b'} = \frac{\vec{U}_{cb}}{1 + R_{bb'} |y'_{ne}|} \quad (42)$$

yazılabilir. (42) bağıntısı yardımıyla hakikî bir transistora ait distorsiyon lormülleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

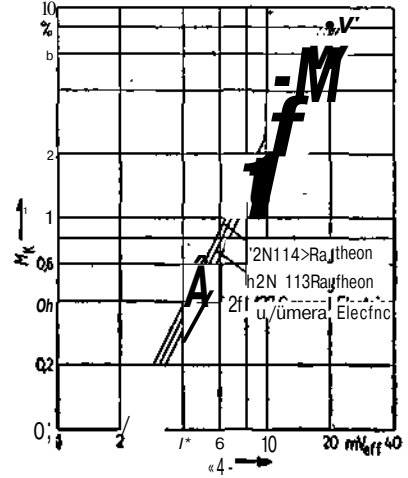
$$\left| \frac{A^*}{A_1} \right| = \frac{A}{1 + R_{bb'} |y'_{ne}|} \quad (43)$$

$$\left| \frac{A_3}{A_1} \right| = \frac{\Lambda^2}{24} \frac{\vec{U}_{cb}^2}{(1 + R_{bb'} |y'_{ne}|)^2} \quad (44)$$

$$M_K = \frac{\Lambda^2 M}{2} \frac{\vec{U}_{cb}^2}{(1 + R_{bb'} |y'_{ne}|)^2} \quad (45)$$

$R_{bb'}$ nün muhtelif transistordalarda farklı olması ve y'_{ne} nün de hem Çalışma noktasındaki doğru akım ve hem de transistorun kesim frekansı f_{cb} ye tâbi olması dolayısıyla, distorsiyon de-

ğerleri her transistor için cari genel değerler olmak vasfını kaybederler.



(Şekil : 12)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistorlarının « işaretinin amplitüdüünün fonksiyonu olarak ölçülmüş çapraz modülasyonu derinlikleri. $L = 0,5 mA$, $U_c = -3 V$, $f_o = 455 kHz$, $U_o = a 5 mV_{eff}$ $f_s = 500 kHz$, $M = \% 30$, $f_n = 400 HZ$.

VII. Distorsiyonların denel olarak incelenmesi :

Deneyel incelemeler için kesim frekansları f_{cb} birbirinden farklı olan üç transistor üzerinde ölçüler yapılmıştır: (2N 114: $f_{cb} = 15,4 MHz$, 2N 113: $f_{cb} = 9,4 MHz$, 2N 137: $f_{cb} = 66 MHz$). Ölçülerde işaret kaynağı iç direnci olarak 10 ohm alınarak ideal bir gerilim kaynağına yakın bir durum elde edilmiştir.

Çıkış akımını ölçebilmek için de kolektör ile emetör arası kısa devre edilecek yerde, akım 100 ohm'luk bir direnç üzerinden geçirilerek gerilim düşümleri ölçülmüştür. Bağlanan 100 ohm'luk direnç transistorun iç direncine göre çok küçük olduğundan, pratik olarak bir kısa devre farzedilebilir.

Distorsiyonların teorik olarak hesaplanabilmesi için $R_{bb'}$ ve y'_{ne} nün de bilinmesi gerekmektedir. Orta frekanslar bölgesi için y'_{ne} nün değeri [11]:

$$y'_{ne} = \Lambda (I_E - I_C) + j \omega I_E \frac{W^2}{2D_p}$$

formülü ile verilebilir I_E ve I_c muhtelif şekilde tayin edilebilir. $\frac{W^2}{2D_p}$ akım amplifikasyon katsayısının kesim frekansı ile tayin edilebilir.

Transistorun kısa devre giriş empedansı frekansın fonksiyonu olarak empedans düzleminde çizilirse, extrapolasyon yolu ile $R_{bb'}$ de tayin edilebilir [12].

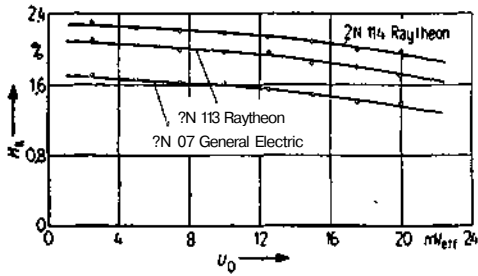
Şekil 7'de 2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistorları için ölçü ve hesap neticesinde bulunmuş olan nisbî 3. harmonikler görülmektedir. Yapılan birçok ihmaller göz önüne alınırsa deney neticeleri-

nin teoryi gerçekleğiği söylenebilir. Çok küçük akımlar için distorsyonlarda görülen artış bu çalışma noktası için tatbik edilen işaret geriliminin aşırı bir büyüklükte olmasındandır. R_{bb} direncinin tesirini inceleyebilmek için baza sun'ı olarak 100 ohm ilâve edilerek ölçü ve hesaplar tekrarlanmıştır. Şekil 7'de büyük R_{bb} -değerler için gösterilen eğriler bu şekilde elde edilmiştir.

Şekil 8'de kesim frekansının tesirini gösterebilmek için üç transistora ait nisbî 3. harmonik eğrileri bir arada gösterilmiştir.

Şekil 9'da da nisbî 3. harmoniğin büyük bir bölge içerisinde tatbik edilen işaretin karesiyle orantılı olduğunu gerçekleyen deneysel eğriler görülmektedir.

Şekil 11'de hesap ve deney neticesinde elde edilmiş çapraz modülasyon derinliğinin kolektör doğru akımı her uç transistorda ne şekilde değiştiği görülmektedir. Deney ile teori arasındaki uygunluk genel olarak iyidir. Deneysel eğride görülen enteresan sıfır noktası verilen basit teori ile elde edilememektedir. Mamafih bu husus VIII bölümde bir zıt modülasyon ile izah edilecektir.



(Şekil 13)

2N 114, 2N 113 ve 2N 137 transistorlarının Vo işaretinin amplitüdünün /onsiyonu olarak ölçülmüş çapraz modülasyonu derinlikleri. $I_c = 0,5 \text{ mA}$, $U_t = -3 \text{ V}$, $f_c = 455 \text{ kHz}$, $f_i = 500 \text{ kHz}$, $U_s = 10 \text{ mV}$, $f = 30$, $f_n = 400 \text{ HZ}$.

Elektron tüpleri için birçok kataloglarda % 1 çapraz modülasyonu için gerekli işaret gerilimi verilmektedir. Şekil 11'de transistorlar için buna tekabül eden bir eğri verilmiştir. Tüplerle mukayese edildiği zaman transistorun çapraz modülasyon bakımından daha kötü durumda olduğu görülmektedir. Pratikte transistorun kullanıldığı devrelerin özellikleri de göz önüne alınırsa tüplerden bu hususta çok farklı bir netice elde edilmediği görülür.

Şekil 12 ve Şekil 13'de sırasıyla çapraz modülasyonun \hat{U}_0 amplitüdü ile karesel orantılı olduğu fakat \hat{U}_0 m amplitüdüne fazla bağlı olmadığı görülmekte ve teorik formüller bu bakımdan da gerçeklenmektedir.

VIII. Çapraz modülasyonundaki sıfır noktasının izahı :

Transistorun lineer olmaması dolayısıyla amplitüd modüle bir işaret deteksiyona uğrıyarak, mo-

dülasyon frekansında bir akım elde edilir. Transistorun baz ve emetörü arasında

$$U_j \gg \hat{U}_s (1 + M \cos \omega_n t) \cos \omega_s t \quad (46)$$

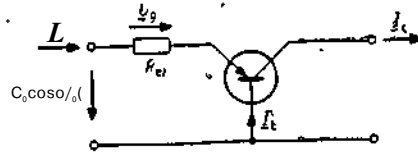
gibi bir işaret gerilimi tatbik edilmiş olsun. IV. bölümdekine benzer hesaplarla ve yukarıdaki gibi bir gerilimle neticede w_d frekanslı şu alternatif emetör ve kolektör akımları elde edilir :

$$\vec{I}_e = I_E \frac{A}{2} \hat{U}_s^2 M \exp(j\omega_n t) \quad (47)$$

Şayet emetör kolunda bir Rez direnci bulunursa (Şekil 14), yukarıdaki \vec{I}_e akımından dolayı bir \vec{U}_e gerilim düşümü meydana gelir :

$$\hat{U}_e = I_E \frac{A}{2} \hat{U}_s^2 M R_{e2} \exp(j\omega_n t) \quad (49)$$

İkinci olarak modüle edilmemiş yüksek frekanslı bir işaret tatbik edilirse (çapraz modülasyonunu bulunması için böyle bir durum mevcuttur) transistorun lineer olmamasından dolayı yüksek fre-



(ŞeMl 14)

R_c direnci ilâve edilmiş müşterek bazlı transistor devresinde hesaplar için kullanılan muhtelif akım ve gerilimlerin yönleri

kanslı işaretin, R_{e2} üzerindeki alçak frekanslı gerilim vasıtasıyla modüle edilmesi beklenebilir. Bu hesabın yapılabilmesi için girişte şu gerilimleri göz önüne almak lâzımdır :

$$u_{eb} = \hat{U}_0 \cos \omega_0 t - I_E \frac{A}{2} \hat{U}_s^2 M R_{e2} \cos \omega_n t \quad (50)$$

Bu gerilimle süreklilik diferansiyel denklemi çözümlürse ve bulunacak akım ifadesi, müşterek emetörlü transistor için tadil edilirse neticede şu elde edilir

$$i_c = I_E \frac{A}{2} \hat{U}_s^2 M \left(1 - \frac{A^2}{2} \hat{U}_s^2 M I_E R_{e2} \cos \omega_n t \right) \cos \omega_0 t \quad (51)$$

Bu modülasyon ifadesi evvelce bulunmuş olan çapraz modülasyonu ifadesi ile mukayese edilirse ikisinin modülasyonunun birbirine zıt işaretli olduğu görülür. Demek ki her iki modülasyonun bir-

birini ifna etmeleri mümkündür. Modülasyonun sıfır olması için gerekli şart olarak

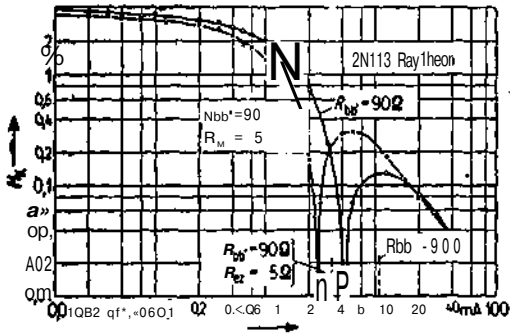
$$A I_E R_{e2} = 1 \quad (52)$$

bulunur. Şayet baz koluna da bir R_{i_c} direnci ithal edilirse $1 R_{bb} >$ direnci muhakkak böyle bir direnç durumundadır) yukandakine benzer bir durum elde edilir. Her iki direncin bulunması halinde (52) şartı şu şekle girer :

$$A[(T E - I_c) R_{bb} + I_E R_{e2}]_s = 1 \quad (53)$$

Bulunan (53) ifadesi deneysel olarak çapraz modülasyonunda bulunmuş olan sıfır noktasını izah etmektedir. Teoriden bulunmuş olan sıfır noktalarının yerleri şekil 10'da düşey kesikli doğrular halinde gösterilmiştir. Teorik olarak hesaplanan değer ile deney arasında oldukça büyük farkların bulunması, yapılan fazla sayıdaki yaklaşıklara atfedilebilir.

Üve olarak konulmuş olan bir R_{bb} direncinin tesirinin deneysel olarak tetkik edilebilmesi için yüksek frekans bakımından bir kondansatörle kısa devre edilmiş 5 ohm'luk bir direnç kullanılmıştır. Deney neticesi şekil 15'de görülmektedir. Sıfır noktasının R_{bb} ile yer değiştirmesi teoriyi gerçeklemektedir.



(Şekil : 15)

8 (XF ile şöntlenmiş 5 ohm'luk bir R_{bb} direncinin çapraz modülasyon derinliğinin sıfır noktası üzerine tesiri. Transistor. 2N 113, $U_c = 3y$, $f_s = 455$ KHz, $U_{c1} = 5$ mV, $f_s = 500$ KHz, $U_{c2} = 10$ mV, $M = \% 30$, $f_s = 400$ tiz.

Transistorda rastlanmış olan bu kompajstasyon olayı yalnız bu elemanın bir özelliği değildir. Daha evvel H. HUDEC [13] tarafından elektron tüpleri üzerinde yapılan araştırmalar, tüplerin katod koluna ithal edilen dirençler vasıtasıyla çapraz mo-

dülasyonun kısmen kompanse edilebileceğini göstermiştir.

Bu araştırma, bir doktora çalışması olarak Zürich'te Eidgenössische Technische Hochschule'de yapılmıştır.

REFERANS :

- [1] METER, N.I., Non linear distortion in transistor amplifiers at low signal levels anü low frequencies. Instn Elect. Engrs. Monograph No. 209 R. Nov 1956.
- [2] SPESCHA, GJV., ve STRUTT. M.S.O., Theoretische und experlmentelle Untersuchung der Verzerrungen in Niederfrequenz - Piächentransistor - Vierpolen Arch. der Elekt. Übertragung, Cilt 11 [1957], 307-320
- [3] BALLANTINE, S ve SNOW, HJV, Reduuction of distortlon and cross - talk in radio receivei by means of variable-mu tetrodes. Proc. inst. Radio Engrs. Cilt 18 [1&30], 3102-2127
- [4] DAMMERS, B.G., HAANTJES, J, OTTE S ve VAN SUCHTELEN, H., Anwendung der Elektronenröhre in Rundfunkempfan«ern und Verstftrkern, Buoh I, Bücherreihe über Elektronenröhren, Band iv. Philips Teoünische Bibliothek, Elnthoven 1949.
- [6] STRUTT, M.J.O., Elektronenröhren. Springer-Verlag, Berlin 1957
- [6] ROTHE, H. ve KLEEN, W., Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker. Akad. Verlagsves Lelpzlg 1840.
- [7] EARLY, J.M. Effects of spaoe - charge layer widening in junction transistors. Proc. inst. Radio Engrs. Cilt [40], 1401 -1406.
- [8] AKGÜN, M., Beltrage zur Kenntnlis de nicht-Ünearen Verzerrungen in Hochfrequenz - Verstärkerstufen mit Transistoren für kleine Signalamplituden. Doktora çalışması, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich, Prom. Nr. 2904, Juris - Verlag, 1969.
- [9] EARLY, j M, Design theory of Junction transistora Bell Syst. tech J. cilt 32 [11953], 1271 -1312
- [10] DEWITT. D. ve ROSSOFF, A.L, Transistor Electronics. Mc Graw - Hill Book Co., New York 1957.
- [11] GIACOLETTO, L.J., Study of p-n-p alloy Junction transistora from d-c through medium frequencies. RCA Rev. cilt 15 [1954], 508-562.
- [12] MEYEB - BRÖTZ, G., Die vierpolparameter des Plächentransistors in den drei Grundschaltungen. Telef unken - ztg cilt 29 [1966], 21 -28.
- [13] HUDEC, E., Kreuzmodulation und Eingengeräuschspannung Elekt. Nachr Tech. cilt 20 [1953], 123-135.