

14100

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GELİŞTİRİLMİŞ EBERS-MOLL MODELİNİN TRANZİSTORLU GERİLİM
KUVVETLENDİRİCİLERİNDE MINIMUM DİSTORSİYON ŞARTINA UYGULANMASI

T. G.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

DOKTORA TEZİ

Y. Müh. Sadri ÖZCAN

Ana Bilim Dalı: ELEKTRİK-ELEKTRONİK

Programı : ELEKTRONİK VE HABERLEŞME

HAZİRAN 1989

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GELİŞTİRİLMİŞ EBERS-MOLL MODELİNİN TRANZİSTORLU GERİLİM
KUVVETLENDİRİCİLERİNDE MİNİMUM DİSTORSİYON ŞARTINA UYGULANMASI

DOKTORA TEZİ

Y. Müh. Sadri ÖZCAN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 8 Temmuz 1988

Tezin Savunulduğu Tarih : 21 Haziran 1989

Tez Danışmanı : Prof.Dr.Ertuğrul YAZGAN

Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr.Duran LEBLEBİCİ
Prof.Dr.Cevdet ACAR

HAZİRAN 1989

ÖNSÖZ

Tezimin hazırlanması sırasındaki çalışmalarında tezimi yöneten ve bana yol gösteren sayın Prof.Dr.Ertuğrul YAZGAN'a, yayınlarından ve fikirlerinden yararlandığım sayın Prof.Dr.Duran LEBLEBİCİ'ye, yapıcı tenkidleri ile bana yardımcı olan sayın Doç.Dr.Hakan KUNTMAN'a, Y.Doç.Dr.M.Sait TÜRKÖZ'e, Dr.Ali TOKER'e, çalışmalarım sırasında aletlerinden ve laboratuvarından faydalandığım Elektronik Anabilim Dalı yönetici ve elemanlarına teşekkürü bir borç bilirim.

Temmuz 1988

Sadri ÖZCAN

İÇİNDEKİLER

ÖZET	v
SUMMARY	vii
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. LİNEER OLMAMA DİSTORSİYONU	4
2.1. Harmonik Distorsiyonu	4
2.2. İntermodulasyon Distorsiyonu	8
BÖLÜM 3. TRANZİSTORLU KUVVETLENDİRİCİLERDE LİNEER OLMAMA DİSTOR- SİYONUNUN KAYNAKLARI	10
3.1. Kolektör-Emetör Geriliminin Değişmesi Sonucu Ortaya Çıkan Sonuç	10
3.2. Transistorun Giriş Eğrisinden İleri Gelen Distorsiyon..	13
3.3. Transistorun Çıkış Eğrisinden İleri Gelen Lineer Olma- ma Distorsiyonu	14
3.4. Transistorun Gerilim Geçiş Eğrisi	16
3.5. Leblebici Modifikasyonu	17
3.6. Transistorun Dinamik Geçiş Eğrisi	18
3.7. Giriş Eğrisi	23
3.8. Kaynak Gerilimi-Giriş Akımı Bağlantısı	29
BÖLÜM 4. DİRENÇLE YÜKLÜ ORTAK EMETÖRLÜ DEVREDE TOPLAM DİSTORSİYON	31
4.1. Kolektör Akımının İşaret Kaynağı Gerilimine Bağlı Olarak Değişimi	31
4.2. İkinci Harmonik Distorsiyonunun Minimum Olma Şartı	35
4.3. Karşılaştırma	42
4.4. Nümerik Analiz ve Hesap Sonuçları	44
4.5. Akım Kazancı β_F in I_C Kolektör Akımı İle Değişimi	45
4.6. Baz-Emetör (V_{BE}) Geriliminin Baz Akımı (I_B) ye Bağlı Olarak Bulunması	47
4.7. Akım Kazancı β_F in Kolektör Akımı I_C İle Değişimi- nin Optimum Kaynak Direncini R_g veren (4.11) Bağlantısı- nın Kapsamına Alınması	49

4.8. Karşılaştırma ve Sonuç	57
BÖLÜM 5. KISA DEVRE AKIM KAZANCININ β_F BELİRLENMESİ	58
5.1. Kısa Devre Akım Kazancı β_F e Etkiyen Faktörler	58
5.1.1. Orta ve Küçük Akımlar Bölgesinde I_B Baz Akımının Değişimi	59
5.2. Kolektör Akımı İle Baz Akımı Arasındaki Bağntı	62
5.3. Sonuç	68
BÖLÜM 6. DENEYSEL GERÇEKLEME	70
6.1. Deneysel Sonuç ve Karşılaştırma	72
BÖLÜM 7. KISA DEVRE AKIM KAZANCI β_F in ORTA VE BÜYÜK AKIMLARDA BELİRLENMESİ	73
7.1. Orta ve Büyük Akımlar Bölgesi	73
7.2. C_2 ve θ Parametrelerinin Ölçülmesi	82
7.2.1. Doğrudan Ölçme Yöntemi	82
7.2.2. Doğrudan Olmayan Ölçme Yöntemi	83
7.3. Ölçü Sonucu ve Karşılaştırma	84
BÖLÜM 8. OPTİMUM KAYNAK DİRENCİNİ VEREN BAĞINTILARIN KISALTILMASI	87
8.1. (4.11) Bağntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağntının Çıkarılması	87
8.2. h_{oe} Parametresinin I_C Kolektör Akımı İle Değişimi	93
8.3. (5.13) Bağntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağntının Çıkarılması	94
8.4. (7.13) Bağntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağntının Çıkarılması	98
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	102
KAYNAKLAR	104
EKLER	
EK A : Bölüm 6 da yapılan deneyden elde edilen verilerle çizilen Eğriler	106
EK B : (4.11) Bağntısına İlişkin Bilgisayar Programı	107
EK C : (5.13) Bağntısına İlişkin Bilgisayar Programı	108
EK D : (7.13) Bağntısına İlişkin Bilgisayar Programı	109
EK E : Bu tezde kullanılan serilerin yakınsaklık şartları.....	110
ÖZGEÇMİŞ	130

NOTASYON LİSTESİ

Q	: Çalışma noktası
G	: Sabit bir katsayı
i_c	: Kolektör akımının değişken bileşeni
I_{CQ}	: Çalışma noktasında kolektör akımı (doğru akım)
I_{BQ}	: Çalışma noktasında baz akımı (doğru akım)
i_b	: Baz akımının değişken bileşeni
I_{EQ}	: Çalışma noktasında emetör akımı (doğru akım)
i_e	: Emetör akımının değişken bileşeni
G_i	: ($i=1...n$) sabit katsayılar
B_i	: ($i=0...n$) sabit katsayılar
V_2	: Transistorlu bir kuvvetlendiricide çıkış gerilimi
V_1	: Transistorlu bir kuvvetlendiricide giriş gerilimi
v_1	: Giriş geriliminin değişken bileşeni
i_C	: Kolektör akımının toplam ani değeri
i_B	: Baz akımının toplam ani değeri
V_{m1}	: Giriş işaret genliği
a_i	: ($i=1...n$) kuvvet serisi katsayıları
A_i	: ($i=1...n$) a_i lerle V_{m1} lerin çarpım ve toplamaları sonucu oluşan katsayılar
d_i	: ($i=2...n$) distorsiyon katsayıları
I_S	: Transistorun doyma akımı
I_{So}	: $V_{CB}=0$ şartı altında transistorun doyma akımı
β_F	: Kısa devre akım kazancı
β_{Fo}	: $V_{CB}=0$ şartı altında transistorun kısa devre akım kazancı
M	: Early olayını temsil eden ve Early gerilimi ile orantılı yeni model parametresi
N	: Early olayını temsil eden ve elemanın fizikine ilişkin yeni model parametresi
V_{BE}	: Baz-Emetör gerilimi
V_{CE}	: Kolektör-Emetör gerilimi
V_T	: Isıl gerilim ($V_T = kT/q$)
β_R	: Transistorun geriye doğru kısa devre akım kazancı

V_m : Değişken işaretin genliği
 V_{BEQ} : Çalışma noktasında baz-emetör gerilimi
 V_{CEQ} : Çalışma noktasındaki kolektör-emetör gerilimi (doğru bileşen)
 v_{ce} : Kolektör-emetör geriliminin değişken bileşeni
 v_{be} : Baz-emetör geriliminin değişken bileşeni
 $r_{bb'}$: Baz gövdesi direnci
 α_i : ($i=1\dots n$) Çalışma noktasında giriş eğrisine ilişkin serinin katsayıları
 R_g : Sürücü kaynağın iç direnci
 v_g : Sürücü kaynak gerilimi
 R_C : Kolektör direnci
 R_E : Emetör direnci
 b_i : ($i=1\dots n$) $i_C = f(i_B)$ kuvvet serisinin katsayıları
 k_i : ($i=1\dots n$) $i_B = f(i_C)$ kuvvet serisinin katsayıları
 c_i : ($i=1\dots n$) $i_C = f(v_g)$ kuvvet serisinin katsayıları
 V_{gm} : Sürücü kaynak geriliminin maksimum değeri
 n_{EL} : Küçük akımlar bölgesine ilişkin ileri yönde emisyon katsayısı
 C_2 : "Sah-Noyce-Schockley" sabiti
 α'_i : ($i=1\dots n$) n_{EL} sabiti $v_{be} = f(i_b)$ serisinin katsayıları
 V_{CB} : Kolektör-baz doğru gerilimi
 ℓ_i : ($i=1\dots n$) n_{EL} sabitli $i_b = f(v_{be})$ serisinin katsayıları
 $R_{g(opt)}$: Sürücü kaynak direncinin optimum değeri
 $\beta_{F d.a.}$: Kısa devre doğru akım kazancı
 k_{ii} : ($i=1\dots n$) $i_b = f(i_c)$ serisine ilişkin C_2 parametrelili katsayılar
 b_{ii} : ($i=1\dots n$) $i_c = f(i_b)$ serisine ilişkin C_2 parametrelili katsayılar
 θ : Büyük akımlar bölgesine ilişkin katsayı
 $\beta_{F\theta}$: θ parametrelili kısa devre doğru akım kazancı
 V'_{BE} : V_{BE} de yapılan bir düzeltmeden sonra elde edilen baz emetör gerilimi
 β_{FMAX} : Kısa devre doğru akım kazancının en büyük değeri
 β_{FLOW} : Kısa devre doğru akım kazancının düşük bir değeri
 I_{CMAX} : Kolektör akımının β_{FMAX} a ilişkin değeri
 I_{CMIN} : Kolektör akımının β_{FLOW} a ilişkin değeri
 $BCEC$: $1/n_{EL}$ veya $\ln\beta_F - \ln I_c$ eğrisinin eğiminin 1 den çıkartıldıktan sonra elde edilen değer
 W : Baz genişliği
 w : Geçiş bölgesi genişliği

- ψ_o : Jonksiyonda $V_{CB} = 0$ ikenki potansiyel seddi yüksekliği
m : Bir orantı büyüklüğü
 V_A : Early gerilimi
 h_{oe} : Tranzistorun çıkış öziletkenliği ($N=1$)
 h'_{oe} : Tranzistorun çıkış öziletkenliği ($N=0.3-0.6$)
 h_{oo} : I_C kolektör akımının küçük değerlerinde çıkış öziletkenliğinin asimtotik değeri
 g_{oo} : Önceki çalışmada [4] tranzistorun çıkış öziletkenliği için kullanılan notasyon
 R_{CB} : Kolektör ile baz arasındaki kaçak direnç

ÖZET

Bu çalışmada dirençle yüklü tranzistorlu kuvvetlendiricilerde oluşan harmonik distorsiyonunun azaltılması için yapılan çalışmaların yetersiz kalan yanları araştırılmış, tek katlı kuvvetlendiricilerde baskın bileşen olan ikinci harmonik distorsiyonunun minimum yapılmasını sağlayan optimum R_g sürücü kaynak direncini hesaplamak üzere, akım kazancının akıma bağımlılığı da gözönüne alınarak ve Early olayının fiziksel olarak modellenmesinden hareket edilerek farklı çalışma bölgeleri için yeni analitik bağıntılar çıkartılmıştır.

İlk olarak lineer olmama distorsiyonunun tanımı yapılmış ve tranzistorun giriş ve çıkış karakteristiklerinin lineer olmamasının sebepleri incelenmiştir. Önce Leblebici modifikasyonundan yararlanılarak çıkartılan kolektör akımı ile baz akımı arasındaki bağıntı kullanılmış daha sonra da kaynak gerilimi ile giriş akımı arasındaki bağıntı elde edilmiştir.

Ortak emetörlü devrede toplam distorsiyon anlatılarak, kolektör akımının işaret kaynağı gerilimine bağlı olarak değişimini veren bağıntı, geliştirilmiş Ebers-Moll modelinde Early olayını temsil eden M ve N fiziksel parametreleri cinsinden elde edilmiştir. Bu bağıntıdan yararlanılarak ikinci harmonik distorsiyonunun minimum olma şartı yine aynı fiziksel parametreler cinsinden elde edilmiştir.

Akım kazancı β_F in kolektör akımına bağımlılığının, çıkartılan bağıntıya ne şekilde katılabileceği araştırılmış ve bu özelliğin bağıntı kapsamına alınmasının, EM3 modelinde aynı olayları temsil eden parametrelerin burada da kullanılmasıyla mümkün olabileceği ortaya konulmuştur. Değişim, önce burada belirgin olduğundan orta ve küçük akımlar bölgesinde incelenmiş, bu bölge için farklı model parametresinin kullanıldığı bir bağıntı çıkartılmış ve önerilmiştir. Orta ve küçük akımlar bölgesi için tanımlanan C_2 Sah-Noyce-Schockley katsayısının elemanın davranışını belirlemek açısından önem taşıdığı gösterilmiş ve bu bölgede kolektör akımı ile baz akımı arasındaki bağıntı tam olarak verilerek, ikinci harmonik distorsiyonunun minimum olma şartını veren bağıntı geliştirilmiştir.

Tranzistorlu devreye ilişkin deneysel gerçekleştirme yapılmış, deneysel sonuçlarla daha önce elde edilen nümerik analiz sonuçları ile teorik sonuçlar birbirleriyle karşılaştırılarak sonuçların uygunluğu incelenmiştir. Büyük akımlarda etkili olan Webster olayının etkisini dikkate almak üzere EM3 modelinin θ parametresinden yararlanılmış, çıkarılan analitik ifade kapsamına alınabilmesi amacıyla baz akımı ile kolektör akımı arasındaki bağıntı yeniden düzenlenmiştir.

SUMMARY

APPLICATION OF MODIFIED EBERS-MOLL MODEL TO DISTORTION MINIMIZATION IN BIPOLAR TRANSISTOR AMPLIFIERS

The exact treatment of nonlinear harmonic distortion for obtaining analytical expression presents mathematical difficulties. One of the approximate methods for characterization of the nonlinear distortion in low frequency amplifier is to use the Taylor's series expansion of the d.c. transfer characteristic. The others are:

- a. Numerical analysis by introducing nonlinear elements in the equivalent circuit of the active devices,
- b. By using approximate expressions in the system d.c. characterization.

In this dissertation, nonlinear harmonic distortion in low frequency common emitter amplifier has been studied and exact analytical expressions have been obtained between source resistance and second harmonic distortion.

A good agreement was observed between the results of the derived formulas with the results of both full numerical computation and experimental measurements.

As it is well-known that nonlinear distortion is a fundamental parameter in electronic system design, because it limits the accuracy of signal processing. This statement particularly applies to active filters, oscillators and amplifier design.

A single-stage amplifier is a fundamental element in both integrated system design and in multi-stage amplifiers. A transistor is a nonlinear three-terminal electronic device which is used in amplifier design. Because it is a nonlinear device harmonics of the excitation signal appear in the output. In the first publications on the subject by Strutt [1] and Meyer [2], it is pointed out to the important fact that the second harmonic distortion becomes zero for a certain value of the signal source resistance.

Subsequent work has confirmed the above result and some analytical expressions of the said distortion have been obtained. However, because of their complexity they have not found a wide-use. On the other hand experimental results show the important role of second

harmonic distortion for single-stage audio amplifier.

Another means of reducing nonlinear distortion is the application of negative feedback. Various studies on such circuits have been made by Hönicke [5] and in 1968 Lötsch [6] summarized the up-to-date results.

It is possible to reduce the total harmonic distortion at the output of amplifiers by applying negative feed back. However the usable amount of feed back is limited by stability problems, so that the reduction of total harmonic distortion is also limited. Therefore it proves more practical to first design a stage with the lowest possible harmonic distortion and then reduce it further by the application of negative feed back.

In 1975 Leblebici [4] has derived a method for the reduction of the second harmonic distortion which is the biggest term in the total harmonic distortion and established that it is theoretically possible to reduce second harmonic to zero. In the above work it has been assumed that the output curves of a transistor for constant base current have a fixed slope. Since this is not perfectly true the expression derived with this assumption are only approximate and therefore must be improved upon. On the other hand the expressions used for the output conductance was also approximate and contributed to some of the errors in the final result.

Following the above explanations and after reminding some definitions, the mathematical condition for annulation of the second harmonic has been investigated. It has been also shown that the signal source resistance, satisfying the above condition can be precisely calculated for any type of transistor, using its equivalent circuit parameters as derived from its relevant physical parameters.

A new transistor model had to be used for the derivation of the new expressions. With the present nonlinear transistor models in which the last portion of the constant base-current curves are assumed to be linear, a sufficient agreement between the experimental and theoretical results can not be achieved. To obtain this agreement a new modified Ebers-Moll model, as proposed by Leblebici [8] has been used after a brief description of the same which takes into account the Early effect in a more adequate fashion as compared to the previous model [4]. To improve the optimization of the signal source resistance, its expression had to be rearranged to take account not only of collector current (I_C) and collector-emitter voltage (V_{CE}), but also of the EM3 model parameters such as C_2 , n_{EL} , θ and the leakage resistance R_{CB} of the collector base junction [19], [21].

In section-2 the source of nonlinearity in any bipolar transistor has been explained. It was pointed out that if i_C vs i_B is not linear, the relation between i_C and i_B can be expressed by power series as shown by eq.(2.2). If the excitation signal consists of one frequency and some mathematical transformations are made, the eq.(2.3) is obtained in which the harmonics can be seen in addition to fundamental and d.c. components. This type of distortion is called "harmonic distortion or amplitude distortion". If the signal consists of two

or more frequencies, besides the terms having frequencies which are multiples of the signal frequencies, other terms also having the sums and differences of the signal frequencies. This type of distortion is called "intermodulation distortion". Also given in this section, with eq.(2.7) is the definition of the second harmonic distortion, in terms of power coefficients.

In section-3 the input and output characteristics of a transistor which is used as an electronic device has been shown to be nonlinear and reasons have been explained. By means of these characteristics the transfer characteristic of a transistor has been obtained and it was shown that both the static and dynamic transfer characteristics are nonlinear. One of the reasons for this is the Early effect which has been well defined in Modified Ebers-Moll model [8]. For many applications this model represents the bipolar transistor accurately, especially for distortion analysis, where nonlinearity of the transistor characteristics are very important.

Instead of the geometrical representation with the Early voltage V_A by Lindholm and Hamilton [23], Leblebici described the Early effect in a different way where the following assumptions are made :

- a. Emitter efficiency is very high
- b. $\beta_F \gg 1$
- c. The width of the emitter-base space charge layer can be neglected compared with the width of the base region.
- d. The inverse Early effect can be neglected in the forward active operation region.

Leblebici has defined two new model parameters, called respectively M and N, for a more accurate representation of the Early effect [8] , [12].

Ebers-Moll expressions are given by the eqs.(3.1) and (3.2), with some approximations these expressions can be simplified as given in expressions (3.3) and (3.4). Both are functions of the collector-emitter voltage V_{CE} . Using the V_{CE} voltage swing about the quiescent point and the power series expansion, it can be seen that all harmonics occurs.

Since I_B is an exponential function of V_{BE} the input characteristic is also nonlinear. The eq.(3.7) which expresses the transfer characteristic of a transistor in terms of the modified Ebers-Moll model parameters, is derived from the eqs.(3.3) and (3.4). The voltage transfer curve can also be obtained by means of the other characteristics of a transistor and this transfer curve is also nonlinear as shown in fig.3.5. Eq.(3.11) shows that the dynamic current transfer characteristic is obtained only in terms of Modified Ebers-Moll parameters M and N. This is a very important expression, because its Taylor's series expansion enables calculation of all the coefficients in terms of the M,N parameters and the quiescent point coordinates.

The relation between excitation signal voltage and input current is given by eq.(3.26). If the inverse power series is used, input current v.s excitation voltage can be obtained as given in eq.(2.27). Both these expressions include the source resistance R_g .

In section-4, the total harmonic distortion in a resistance loaded single-stage amplifier has been taken up. If the plots of base current i_b v.s excitation voltage v_g and collector current i_c v.s base current i_b are given, the relation between collector current i_c and excitation voltage v_g can be given by eq.(4.1). The coefficients of c_i 's in the eq.(4.1) can be obtained in terms of the coefficients of b_i 's and a_i 's in the eqs.(3.16) and (3.28) respectively. The second harmonic distortion which is given by eq.(4.3) can be simplified as eq.(4.4) using an adequate approximation. In this section it has been explained that the second harmonic distortion plays a great role in the total harmonic distortion of a single-stage amplifier. This can be easily seen, comparing d_2 with other terms in both the numerical and experimental results.

The expression (4.11) which gives the optimum source resistance $R_{g(opt)}$ in terms of Modified Ebers-Moll parameters and quiescent operating point, can be obtained by using eqs.(4.6), (4.7), (4.8), (4.9) and (4.10). All the parameters which are required for the expression (4.11) can be measured. It has been proved that M and N parameters are easily calculated [8]. The method of measurements for the β_{FO} and I_{FO} are also known [19]. As an example, for the transistor M139T the measurement values are $\beta_{FO} = 206$, $M = 0.03$, $I_{FO} = 0.172$ E-13 and $N = 0.464$. The base current I_{BO} can be found from eq(4.14) but it will be more convenient to use the expression (4.16) because it's calculation is based on collector-emitter voltage V_{CE} at the quiescent point. Compared to eq.(4.14), eq.(4.16) gives the current gain β_F with a greater precision because the latter includes M and N parameters as well as C-E voltage V_{CE} at the operating point.

The expression (4.11) is very important because it gives the optimum source resistance $R_{g(opt)}$ in terms of Modified Ebers-Moll parameters M,N and of the quiescent point. When this expressions is compared with the expression found in the previous study [4] the following differences are seen:

1. The previous study is unsufficient because of two reasons. Firstly, the Early Effect has been accounted for after an inexact geometric representation. Secondly, the last portion of the constand base-current curves has been taken as a straight line. In fact, these portions are curved.
2. In the same study [4], the current gain β_F is found by using the plot β_F v.s I_C . This method causes some error. If the current gain β_F for $V_{CB} = 0$, which is easily measured, is known [19], the current gain β_F at any quiescent point can be calculated precisely in terms of Modified Ebers-Moll parameters M,N and of the collector-emitter voltage by using eq.(3.17). So, the optimum source resistance at various quiescent points can be calculated easily.

3. Eq.(3.7) shows the relation between collector and base currents [8]. Since the parameters M and N belong to Modified Ebers-Moll model used in the expression (4.11), the optimum source resistance at the desired quiescent point can be found more exactly than with the previous expression.

4. In the previous study the current gain β_F must be determined at two points. This causes errors because these values must be obtained by the plot of β_F v.s I_C . The output conductance g_{oo} which is found in this way is therefore relatively incorrect.

5. By means of the expression (4.11) the optimum source resistance $R_{g(opt)}$ can be easily calculated for the various currents at the desired quiescent point. Furthermore it is convenient for computer calculation, which is not the case with the previous study [4].

6. As it is shown in Fig. 4.4 and Fig. 4.5 the collector-emitter voltage plays an important role in the amount of second harmonic distortion.

Numerical analysis was carried out using TIME1 and HALSEN programs which have been prepared for the purpose of distortion analysis [13], [14], [25]. At any quiescent point, for example at $V_{CEQ} = 12.5$ V and for various quiescent currents the obtained numeric results are given at Table-4.1 and theoretic results using eq.(4.11), in Table-4.2. When both tables are examined, some differences are noticed between optimum source resistance $R_{g(opt)}$ values found for given currents: The values found in Table-4.1 are higher than those of Table-4.2 for decreasing collector current values. For high level currents there is no considerable difference between numeric and theoretical results. But in low-level currents the differences are getting more important.

In section-5 the causes of these differences are investigated. These differences between the numeric and theoretical results stems from very low values of current gain β_F for low-currents. Although the base current has been calculated from expression (3.7), this cannot represent β_F in all current ranges. In other words, expression (3.7) does not represent accurately enough the relation between collector current I_C and base current I_B . Generally there are three regions of interest in the variation of β_F with current. A typical variation of β_F with I_C is shown in Fig. 4.6. Region I is the low-current region in which β_F increases with I_C . Region II is the mid-current region in which β_F is constant ($\Delta\beta_{FM}$). Region III is the high-current region in which β_F drops as the current is increased [19]. The decreases observed in regions I and in the two portions of region III have different causes and are termed "Sah-Noyce-Schockley effect", "Webster effect" and Kirk effect" respectively [15], [16], [17], [18], [24].

Audio amplifiers are generally designed for low-and mid-currents, therefore region I and region II are examined first. In the next sections region III is taken into consideration. For the base current eq.(4.18) can be written as eq.(4.19) which involves both regions I and II while eq.(3.20) is given only for region I. This expression involves two more parameters m_{EL} and C_2 which belong to EM3, where m_{EL} is called "the low-current, forward region emission coefficient" and its typical value is 2 and C_2 is called "Sah-Noyce-Schockley coefficient".

Since at the quiescent point V_{CE} and I_C is known base-emitter voltage V_{BE} can be determined by eq.(4.24). Now if the Taylor's series expansion is applied to the eq.(4.25) the power series expr.(4.31) is obtained which relates i_b to the excitation source signal v_g . And if similar mathematical operations are made the optimum resistance $R_g^{(opt)}$ is obtained by eq.(4.38) in terms of the new parameters n_{EL} and C_2 .

C_2 was measured with parameter analyser (HP 4145) and its value was obtained as 180 for the transistor M139T. Using the expr.(4.38) the obtained results are given in Table-4.3 and when compared with the Table-4.2, it is seen that the expr.(4.3) is more exact than the expr.(4.11), but it is not yet sufficient because there still are considerable differences. To find the reason of the differences the current gain β_F has to be considered once again.

The drop in β_F at low-currents (region I) is caused by extra components of I_B which had been ignored before. For the normal, active region with $V_{CB} = 0$ there are three extra components which are caused by

- a) the recombination of carriers at the surface,
- b) the recombination of carriers in the emitter-base space-charge layer,
- c) the formation of emitter-base surface channels.

So, dividing eq(5.1) by eq.(5.5), eq.(5.7) will be obtained which gives the exact relation between I_C and I_B , in the region I and II. Taylor's series expansion is used for the eq.(5.7) to obtain the coefficients in terms of n_{EL} and C_2 . If the value of b_1/b_2 given by eq.(5.12) is substitute in expr.(4.37), expr.(5.13) is obtained which enables calculations of the $R_g^{(opt)}$ value precisely in the region I and II.

After obtaining the analytical expressions, in section-6 experiments were made with the transistor M139T. The circuit diagram is shown in fig.6.1 and the actual set-up in fig.6.2. The results of this experiment are given in the Table-4.5 which gives the experimental results, a good agreement is observed except for one point. In high-current (region III) there is difference between experiment and theoretic results. This stems from the Webster and Kirk effects [17], [24]. So, it is necessary to find a new analytical expression for the regions II and III.

In section-7, it is shown that at high-currents I_C must be represented with the expr.(7.2) [17]. θ is the new model parameter of EM3 which is called "High-current coefficient". So, the exact relation between I_C and I_B can be obtained with the expr.(7.8). When Taylor's series expansion is used for eq(7.8) about the quiescent point, the relation is obtained between i_c ve i_b by eq.(7.12). From the expr.(7.12) the ratio b_1/b_2 can be obtained in terms of M, N and θ parameters and if this ratio is substituted in expr.(4.9), expr.(7.13) will be obtained, giving exactly the optimum source resistance $R_g^{(opt)}$ for high-currents (region-III). The parameters C_2 and θ can be easily measured, with parameter analyser HP 4145, using direct or indirect methods [19]. Comparing the results obtained from expr.(7.13) and

from the experience, a good agreement is observed. In fig-7.4 all results have been plotted.

In last section it has been shown that all expressions can be simplified and that some approximations can be made for most practical cases without introducing appreciable errors.

As a conclusion, new expressions have been developed for a closer calculation of the optimum source resistance which minimizes total harmonic distortion of a single-stage common emitter amplifier where the transistor may be used in the low-mid-and high current ranges.

With a similar approach equivalent formulas can be developed for use with emitter-coupled amplifier stage.



BÖLÜM 1. GİRİŞ

Lineer olmama (nonlinear) distorsiyonu elektronik devrelerin tasarımında işaret akışının doğruluğu yönünden etkili olan önemli temel parametrelerden biridir.

Lineer olmama distorsiyonunun analitik olarak ifade edilmesinde matematiksel güçlüklerle karşılaşılır. Buna karşılık bu amaca uygun çeşitli yaklaşım yöntemleri kullanılabilir. Bunlar,

- a) Aktif elemanın eşdeğer devresinde lineer olmayan elemanların tanımlanması suretiyle nümerik analiz yöntemi,
- b) Doğru akım karakterizasyonu yapılırken yaklaşık bağıntılardan yararlanma,
- c) Doğru akım transfer fonksiyonunun Taylor serisine açılım yöntemleridir.

Bilindiği gibi, gerek tümdevrelerin gerekse çok katlı kuvvetlendiricilerin tasarlanmasında tek katlı kuvvetlendiriciler kullanılır. O halde lineer olmama distorsiyonu sözkonusu olduğu zaman, incelemeye tek katlı kuvvetlendiricilerden başlamak gerekir.

Tranzistorlu kuvvetlendiricilerde kullanılan düzenin lineer olmamasından dolayı meydana gelen lineer olmama distorsiyonunun azaltılması konusunda çeşitli çalışmalar yapılmış bulunmaktadır. Bu çalışmalara ilişkin ilk yayınlar 1957 yılında Spescha ve Strutt [1] ile Meyer [2] tarafından yapılmıştır. Bu yayınlar incelendiğinde, çalışmalarda kullanılan yolların ayrı olduğu fakat elde edilen sonuçların aynı olduğu görülür. Bu önemli sonuç, sürücü kaynağın iç direncinin belirli bir değeri için kuvvetlendiricinin çıkışından elde edilen işaretteki ikinci harmonik distorsiyonunun sıfır olmasıdır.

Daha sonraki yıllarda yapılan çalışmalarda da [3] bu önemli sonuç doğrulanmış ancak elde edilen bağıntılarla yapılan hesaplara fazla sayıda parametrenin girmesi ve bunların belirlenmelerinde

güçlüklerle karşılaşılmasından dolayı bu sonucun üzerinde pek fazla durulmamıştır. Diğer taraftan dirençle yüklü tranzistorlu gerilim kuvvetlendiricileri üzerinde yapılan distorsiyon ölçmeleri genellikle en büyük harmonik distorsiyonu bileşeninin ikinci harmonik distorsiyonu olduğunu göstermektedir.

Tranzistorlu kuvvetlendiricilerde lineer olmama distorsiyonunu azaltmanın diğer bir yolu da negatif geribeslenmeden yararlanmaktır. Geribeslemenin harmonik distorsiyonu üzerindeki etkisi Hönicke [5] tarafından çeşitli devreler için incelenmiştir. Bunun dışında Lötsch [6] tarafından 1968 de yapılan yayında, o tarihe kadar elde edilen sonuçlar derlenmiştir.

Geribesleme arttırılarak bir kuvvetlendiricinin çıkışında görülen distorsiyonu azaltmak mümkündür. Ancak geribesleme oranının fazlaca arttırılması halinde kuvvetlendiricinin frekans karakteristiğinde istenmeyen değişikliklerin ortaya çıkması, hatta bir kararsızlık problemi ile karşılaşılması söz konusu olabileceğinden, uygulanacak geribesleme oranının belirli bir değerinin üstüne çıkarılamamasına bir başka deyişle distorsiyonun geribesleme yolu ile istenildiği kadar azaltılamamasına sebep olur. Bu durumda izlenecek en akılcı yol şudur: Devreyi tasarlarken geribesleme uygulanmadan önce distorsiyonunun mümkün olduğu kadar küçük olmasını sağlayacak tarzda gerçekleştirerek, sonra geribeslemeyi uygulayarak distorsiyonu daha da azaltmaktır.

İkinci harmoniğin en baskın bileşen olduğu düşünülerek 1975 de Leblebici tarafından, lineer olmama distorsiyonunun optimizasyonu için yapılan çalışmada [4] , ikinci harmonik distorsiyonunu "teorik olarak" sıfır yapan kaynak direnci şartının kullanılması toplam harmonik distorsiyonunun önemli ölçüde azalmasına yol açacağı gösterilmiştir. Ancak bu şartı sağlayan bağıntı çıkarılırken çıkış eğrisinde sabit baz akımı doğrularının, belli eğimli düz doğrular şeklinde değiştiği kabul edilmiştir. Halbuki bu doğruların eğrisel oldukları hesaba katılmadığından çıkarılan bağıntının yetersiz kaldığı görülmüştür. Yine aynı bağıntı çıkarılırken çıkış iletkenliği iki terim halinde hesaplandığından, bu bağıntı kullanılarak bulunan değerler presizyonlu değildir.

Bu anlatılanların doğrultusunda hazırlanmış olan bu tezde lineer olmama distorsiyonu hakkında kısaca gerekli tanımlar hatırlatıldıktan sonra ilk olarak ikinci harmonik distorsiyonu katsayısını sıfır yapan devre şartları tekrar incelenmiş ve herhangi bir tranzistor tipi için ortak emetörlü devrede d_2 'yi sıfır yapan sürücü kaynak direnç değerinin, tranzistorun verilmiş olan veya ölçü yoluyla bulunan fiziksel parametreleri kullanılarak, çıkartılan bağıntılarla presizyonlu olarak hesaplanabileceği gösterilmiştir. Böyle bağıntıların elde edilmesi için yapılan çalışmada, Early olayını temsil etmek üzere, çıkış özdeşlerini sabit eğimli doğrular biçiminde kabul eden geometrik yaklaşımın yerine, eleman fiziğinden hareketle çıkartılmış olan ve daha gerçekçi sonuç veren Geliştirilmiş Ebers-Moll Modelinden yararlanılmış [8] , bu modelin Early Olayını modelleyen M ve N parametrelerinin kullanılmasıyla sürücü kaynak direncinin optimum değeri için daha doğru sonuç veren bağıntıların elde edilebileceği gösterilmiştir.

Optimum kaynak direncinin hesaplanmasında, bu büyüklüğün kısa devre akım kazancı β_F nin kolektör akımı ile değişiminden ortaya çıkarılarak sözkonusu özelliğin bağıntıda yer alması sağlanmıştır. Akım kazancı β_F nin kolektör akımına bağımlılığı β_F nin kolektör akımıyla artma gösterdiği küçük akımlar bölgesi (Sah-Noyce-Schokley) ve azalma gösterdiği büyük akımlar bölgesi için ayrı ayrı incelenmiş, bu bölgelerdeki olayları temsil etmek üzere tanımlanan BJT model parametrelerinden yararlanılarak, sözkonusu değişimin etkisi çıkartılan bağıntı kapsamına alınmıştır.

Geribeslemenin distorsiyon açısından devre özellikleri üzerindeki etkisi Leblebici [4] tarafından detaylı olarak incelendiğinden burada sadece sonuçlarına değinmekte yarar vardır. Dirençle yüklü ortak emetörlü bir kuvvetlendiricide devreye geribesleme tipine bağlı olmaksızın, tranzistorun giriş jonksiyonuna seri gelen toplam direncin belirli bir değeri için ikinci harmonik distorsiyonu sıfır olur. Daha açık olarak ifade edilirse, geribeslemesiz devre için bulunmuş olan en uygun sürücü kaynak direnç değeri, devreye geribesleme uygulanması halinde de aşağı yukarı aynı kalmaktadır.

BÖLÜM 2. LİNEER OLMAMA DİSTORSİYONU

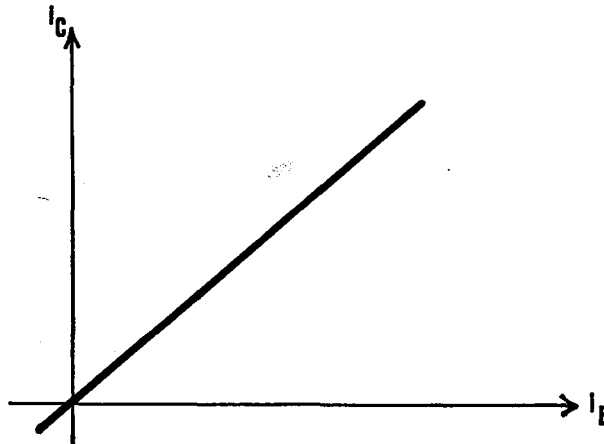
Bir kuvvetlendiricide çıkış büyüklüğünün genliğinin giriş büyüklüğünün genliğine bağlı olarak değişimini gösteren eğrinin (geçiş eğrisi veya transfer fonksiyonu) doğrusal (lineer) olmaması ile meydana gelen distorsiyona "lineer olmama distorsiyonu" veya "genlik distorsiyonu" denir. Distorsiyonun tanımını yaptıktan sonra çıkan sonuçlar aşağıda anlatılmıştır.

2.1. Harmonik distorsiyonu

Geçiş eğrisinin lineer olması halinde, giriş ve çıkış akımları arasında

$$i_c = G i_b \quad (2.1)$$

bağıntısı geçerlidir. Burada i_c çıkış akımı i_b giriş akımı, G bir sabittir. Eğrisi genel olarak Şekil-2.1 deki gibi gösterilebilir.

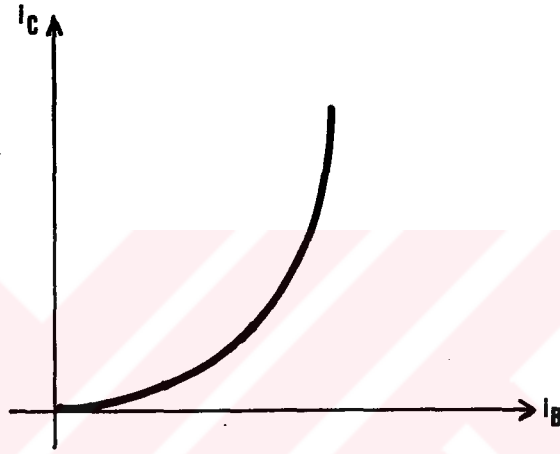


Şekil-2.1 Çıkış akımının giriş akımına bağlı değişimi

Geçiş eğrisi lineer değilse, o zaman (2.1) bağıntısını, G'ler yine bir sabit olmak üzere birer kuvvet serisi ile ifade etmek gerekecektir.

$$i_c = G_1 i_b + G_2 i_b^2 + G_3 i_b^3 + \dots \quad (2.2a)$$

Geçiş eğrisi Şekil-2.2 deki gibi lineer olmayan bir eğridir.



Şekil-2.2 Çıkış akımının giriş akımına bağlı değişimi

Giriş işaretinin dalga şekli $i_b = I_{bm} \cos \omega t$ ise çeşitli geometrik dönüşümler yapılırsa,

$$i_c = G_1 I_{bm} \cos \omega t + G_2 I_{bm}^2 \cos^2 \omega t + G_3 I_{bm}^3 \cos^3 \omega t + \dots$$

$$\sin^2 \omega t = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\omega t)$$

$$\sin^3 \omega t = \frac{1}{4} (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t)$$

$$\sin^4 \omega t = \frac{1}{8} (\cos 4\omega t - 4 \cos 2\omega t + 3)$$

(2.2b)

$$\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} (1 + \cos \omega t)$$

$$\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} (3 \cos \omega t + \cos 3 \omega t)$$

$$\cos^4 \omega t = \frac{1}{8} (\cos 4 \omega t + 4 \cos 2 \omega t + 3)$$

$$\cos^5 \omega t = \frac{1}{8} \left(\frac{5}{2} \cos 3 \omega t + \frac{1}{2} \cos \omega t + 5 \cos \omega t \right)$$

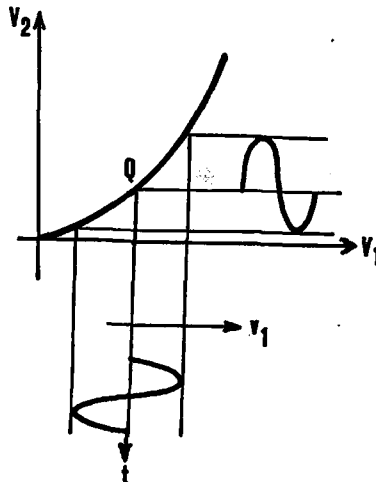
$$2 \sin nx \sin mx = \cos(n-m)x - \cos(n+m)x$$

$$2 \cos nx \cos mx = \cos(n-m)x + \cos(n+m)x$$

$$i_c = I_{CQ} + i_c = I_{CQ} + B_0 + B_1 \cos \omega t + B_2 \cos 2 \omega t + B_3 \cos 3 \omega t + \dots \quad (2.3)$$

elde edilir. Burada $(I_{CQ} + B_0)$ terimi akımın toplam doğru akım bileşeni vermektedir. B_i ler ise $(i=0 \dots n)$ $G_i (i=1 \dots n)$ sabit katsayıları ile dönüşüm sonucu ortaya çıkan katsayılarından elde edilir.

Görüldüğü gibi çıkış işaretinde, giriş işareti ile aynı biçimde olan ω frekanslı bir ana bileşenin yanısıra $I_{CQ} + B_0$ ile gösterilen bir doğrultma terimi (doğru bileşen) ile frekansları ω nin tam katları (harmonikleri) olan birtakım bileşenler meydana gelmiştir. Burada giriş ve çıkış büyüklükleri akımdır. Eğer giriş ve çıkış büyüklükleri gerilim olacak olursa yine aynı sonuç elde edilir. Şekil-2.3 de bu durum görülmektedir.



Şekil-2.3 Çıkış geriliminin giriş gerilimine bağlı değişimi

Şekil-2.3 deki gibi bir eğri,

$$v_2 = a_1 v_1 + a_2 v_1^2 + a_3 v_1^3 + \dots \quad (2.4)$$

gibi sonsuz terimli kuvvet serisi ile ifade edilebilir. Girişe uygulanan gerilim $v_1 = V_{m1} \cos \omega t$ şeklinde sinüs biçimi bir gerilim olduğunda, çıkışta elde edilen v_2 gerilimi için (2.3) bağıntısı yardımıyla ve yukarıda verilen trigonometrik işlemler yapılarak,

$$v_2 = a_1 V_{m1} \cos \omega t + a_2 V_{m1}^2 \cos^2 \omega t + a_3 V_{m1}^3 \cos^3 \omega t + \dots \quad (2.5)$$

$$v_2 = \left(\frac{1}{2} a_2 V_{m1}^2 + \frac{3}{8} a_4 V_{m1}^4 + \dots \right) + \left(a_1 V_{m1} + \frac{3}{4} a_3 V_{m1}^3 + \dots \right) \cos \omega t$$

$$+ \left(\frac{1}{2} a_2 V_{m1}^2 + \frac{1}{2} a_4 V_{m1}^4 + \dots \right) \cos 2\omega t$$

$$+ \left(\frac{1}{4} a_3 V_{m1}^3 + \dots \right) \cos 3\omega t$$

elde edilir.

$$A_0 = \left(\frac{1}{2} a_2 V_{m1}^2 + \frac{3}{8} a_4 V_{m1}^4 + \dots \right)$$

$$A_1 = \left(a_1 V_{m1} + \frac{3}{4} a_3 V_{m1}^3 + \dots \right)$$

$$A_2 = \left(\frac{1}{2} a_2 V_{m1}^2 + \frac{1}{2} a_4 V_{m1}^4 + \dots \right)$$

$$A_3 = \left(\frac{1}{4} a_3 V_{m1}^3 + \dots \right)$$

olmak üzere v_2 çıkış gerilimi

$$v_2 = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (2.6)$$

tarzında yazılabilir. v_2 gerilimine ilişkin ikinci harmonik distorsiyonu katsayısı tanım gereğince

$$d_2 = \frac{A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \dots}}$$

dır. Küçük mertebeli distorsiyonlar için bağıntı

$$d_2 \cong \frac{A_2}{A_1} = \frac{(\frac{1}{2} a_2 v_{m1}^2 + \frac{1}{2} a_4 v_{m1}^4 + \dots)}{(a_1 v_{m1} + \frac{3}{4} a_3 v_{m1}^3 + \dots)} \quad (2.7a)$$

şeklinde basitleştirilebilir. (2.4) bağıntısında eğrilğin küçük olması halinde (2.7a) bağıntısı daha da basitleştirilerek

$$d_2 \cong \frac{1}{2} \frac{a_2}{a_1} v_{m1} \quad (2.7b)$$

yazılabilir. Benzer tarzda daha yüksek mertebeden harmonik distorsiyon katsayıları için de

$$d_3 \cong \frac{1}{4} \frac{a_3}{a_1} v_{m1}^2 \quad (2.7c)$$

$$d_4 \cong \frac{1}{8} \frac{a_4}{a_1} v_{m1}^3$$

⋮

bulunur.

2.2. İntermodülasyon Distorsiyonu

Bir kuvvetlendiricide geçiş eğrisinin lineer olmamasının diğer önemli bir etkisi daha vardır. Bu etkiyi açıklayabilmek için geçiş eğrisini yine (2.4) deki gibi seri ile ifade edelim ve bu sefer giriş genlikleri ve frekansları başka başka olan birden fazla -örneğin iki tane- sinüs biçimi işaret uygulandığı kabul edilirse,

$$v_{g1} = v_{m1} \cos \omega_1 t + v_{m1} \cos \omega_2 t$$

v_2 çıkış işaretinin bileşenleri (2.4) ve (2.2b) bağıntıları yardımıyla hesaplanırsa ω_1 ve ω_2 nin tam katlarından başka

$$(\omega_1 - \omega_2), (\omega_1 + \omega_2), (2\omega_1 + \omega_2), (2\omega_1 - \omega_2), (\omega_1 + 2\omega_2), (\omega_1 - 2\omega_2) \dots$$

gibi frekansların da meydana geldiği görülür [6] , [7].

İkinci intermodülasyonu distorsiyonu im_2 , $\omega_1 + \omega_2$ frekans bileşeninin genliğinin, ω_1 veya ω_2 frekanslarından birinin genliğine oranı olarak

$$im_2 = \frac{a_2}{a_1} v_{m1} \quad (2.8)$$

biçiminde tanımlanır. Bu tanım (2.7b) bağıntısı ile karşılaştırılırsa

$$im_2 = 2d_2$$

elde edilir.

Üçüncü intermodülasyon distorsiyonu im_3 , $2\omega_1 + \omega_2$ ve $2\omega_2 + \omega_1$ bileşenleri ile ortaya çıkar ve benzer şekilde

$$im_3 = \frac{3}{4} \frac{a_3}{a_1} v_{m1}^2$$

biçiminde tanımlanır. Bu tanım (2.7c) bağıntısı ile karşılaştırılırsa

$$im_3 = 3d_3$$

elde edilir.

İster genlik distorsiyonu olsun ister intermodülasyon distorsiyonu olsun, her ikisinin de çıkış işaretinde görülmesi istenmemektedir. Diğer taraftan ω_1 ve ω_2 nin teşkil ettiği toplam ve fark bileşenlerinin katsayıları da a_2 , $a_3 \dots$ katsayıları ile orantılı olacağı kolayca görülebilir. Öyleyse distorsiyon tamamen ortadan kaldırılmasa bile, yeterli bir mertebeye kadar küçültülebilir. Bu da (2.4) bağıntısının katsayılarından bazılarının herhangi bir yoldan küçültülmesi halinde, çıkış işaretinde küçültülen katsayılarla ilişkin harmonik distorsiyonu bileşenlerinden başka bazı intermodülasyon bileşenleri de küçülecektir.

BÖLÜM 3. TRANZİSTORLU KUVVETLENDİRİCİLERDE LİNEER OLMAMA DİSTORSİYONUNUN KAYNAKLARI

Bu bölümde, kuvvetlendirici elemanı olarak kullanılan tranzistörün giriş ve çıkış özeğrilerinin lineer olmadığı ve bunun neden böyle olduğu izah edilmiştir. Tranzistörün özeğrileri yardımıyla gerilim geçiş eğrisi çıkartılmış, ayrıca statik ve dinamik geçiş eğrileri çizilerek bunların lineer olmadığı gösterilmiştir. Lineer olmama distorsiyonunun sebeplerinden biri olan Early olayı ve bu olayın Ebers-Moll bağıntılarında temsil edilmesine olanak veren Leblebici modifikasyonu ele alınmıştır.

3.1. Kolektör-Emetör Geriliminin Değişmesi Sonucu Ortaya Çıkan Sonuç

Early olayını da temsil edecek tarzda geliştirilen Ebers-Moll bağıntıları

$$I_B = \frac{I_{so}(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N)}{\beta_{Fo}(1 + MV_{CE}^N)} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + \frac{1}{\beta_R} I_{so} \left(e^{-\frac{V_{CE}}{V_T}} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

$$I_C = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N \right) \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) - \frac{\beta_R - 1}{\beta_R} I_{so} \left(e^{-\frac{V_{CE}}{V_T}} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

şeklindedir [8].

Bu bağıntılar normal kutuplama şartları altında yani $V_{BE} \gg V_T$, $V_{CE} \gg V_T$ için genellikle $I_B \gg I_{so} / \beta_{Fo}$ ve $I_C \gg I_{so} / \beta_R$ olduğu da gözönünde bulundurularak,

$$I_B = \frac{I_{so} (1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N)}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N)} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} \quad (3.3)$$

$$I_C = I_{so} (1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N) \cdot e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} \quad (3.4)$$

tarzında basitleştirilebilir [8] .

Görüldüğü gibi (2.3) ve (2.4) ifadelerinden V_{CE}^N terimi vardır. Q çalışma noktası civarında V_{BE} baz-emetör gerilimi kadar değiştirildiğinde I_B akımı da i_b kadar, V_{CE} kolektör emetör gerilimi de v_{ce} kadar değişecektir. Bir an için sadece kolektör geriliminin Q çalışma noktası civarında v_{ce} kadar değiştirdiğimizi düşünelim. O zaman V_{CE}^N ifadesi $(V_{CEQ} + v_{ce})^N$ haline gelecektir. Bunu kuvvet serisine açalım. Serinin yakınsaklık şartı EK:E de verilmiştir.

$$\begin{aligned} (V_{CEQ} + v_{ce})^N &= V_{CEQ}^N + N V_{CEQ}^{N-1} v_{ce} + \frac{N(N-1)}{2!} (V_{CEQ})^{N-2} \cdot v_{ce}^2 + \frac{N(N-1)(N-2)}{3!} V_{CEQ}^{N-3} v_{ce}^3 \\ &+ \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)}{4!} V_{CEQ}^{N-4} v_{ce}^4 + \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)(N-4)}{5!} V_{CEQ}^{N-5} v_{ce}^5 + \dots (3.5) \end{aligned}$$

şeklinde terimler bulunur. v_{ce} nin sinüs biçiminde değiştiğini düşünelim.

$v_{ce} = V_m \cos \omega t$ ifadesi (3.5) serisinde yerine konur ve katsayılar

$$P_1 = \frac{N(N-1)}{2!}$$

$$P_2 = \frac{N(N-1)(N-2)}{3!}$$

.

.

.

tarzında kısaltılırsa,

$$\begin{aligned}
 (V_{CEQ} + v_{ce})^N = & V_{CEQ}^N + NV_{CEQ}^{N-1} V_m \cos \omega t + P_1 V_{CEQ}^{N-2} V_m^2 \cos^2 \omega t + P_2 V_{CEQ}^{N-3} V_m^3 \cos^3 \omega t \\
 & + P_3 V_{CEQ}^{N-4} V_m^4 \cos^4 \omega t + P_4 V_{CEQ}^{N-5} V_m^5 \cos^5 \omega t + \dots
 \end{aligned} \quad (3.6)$$

bulunur. Gerekli trigonometrik dönüşümler yapılırsa (3.6) ifadesinden

$$\begin{aligned}
 (V_{CEQ} + v_{ce})^N = & V_{CEQ}^N \left\{ \left[1 + 2 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \left[P_1 + 3P_3 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right] \right] + \left[NX \left[1 + 3P_2 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right] \right] \cos \omega t \right. \\
 & + \left. \left[2 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \left[P_1 + 4P_3 \left(\frac{X}{2} \right)^2 + 5P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right] \right] \cos 2\omega t \right. \\
 & + \left. \left[2 \left(\frac{X}{2} \right)^3 \left[P_2 + 5P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right] \right] \cos 3\omega t + 2P_3 \left(\frac{X}{2} \right)^4 \cos 4\omega t + 2P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^5 \cos 5\omega t + \dots \right\}
 \end{aligned}$$

bulunur. Burada $X = V_m / V_{CEQ}$ dir.

$$k_1 = NV_{CEQ}^N X \left[1 + 3P_2 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right]$$

$$k_2 = 2V_{CEQ}^N \left(\frac{X}{2} \right)^2 \left[P_1 + 4P_3 \left(\frac{X}{2} \right)^2 + 5P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^3 \right]$$

$$k_3 = 2V_{CEQ}^N \left(\frac{X}{2} \right)^3 \left[P_2 + 5P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^2 \right]$$

$$k_4 = 2V_{CEQ}^N P_3 \left(\frac{X}{2} \right)^4$$

$$k_5 = 2V_{CEQ}^N P_4 \left(\frac{X}{2} \right)^4$$

.

olmak üzere sadece değişken bileşenler alınır,

$$v_{ce} = k_1 \cos \omega t + k_2 \cos 2\omega t + k_3 \cos 3\omega t + k_4 \cos 4\omega t + k_5 \cos 5\omega t + \dots$$

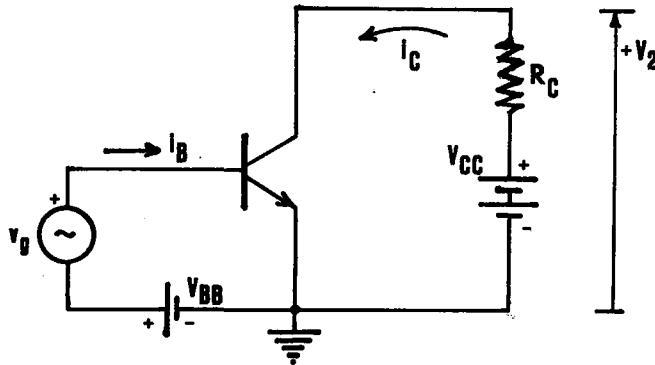
tarzında yazılabilir. Görüldüğü gibi kolektör-emetör geriliminin Q noktası civarında v_{ce} kadar değiştirilmesi, kolektör geriliminde -yahut çıkış geriliminde- harmonikler oluşturmaktadır.

$$X = \frac{V_{m1}}{V_{CEQ}}$$

olduğuna göre $k_1, k_2, k_3, \dots$ katsayılarının değeri X oranının değerine bağlıdır. Örneğin V_{m1} genliği sabit tutulursa, katsayıların değeri Q çalışma noktasının yerine bağlı olacaktır. Yahut Q noktası sabit tutulacak olursa, katsayıların değeri uygulanan işaretin genliğinin büyüklüğüne bağlı olacaktır. X in değeri en çok 1 olmak üzere daima 1 den küçüktür. $0 < X \leq 1$ arasında değer alır. $X = 1$ olması durumunda katsayılar en büyük değerini alır.

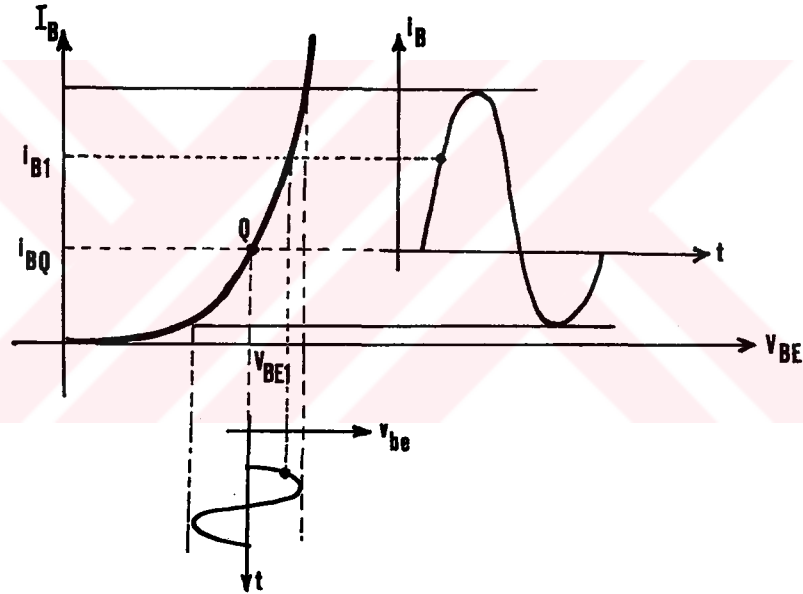
3.2. Tranzistorun Giriş Eğrisinden İleri Gelen Distorsiyon

Şekil-3.1 deki basit ortak emetörlü devreyi gözönüne alalım. Devre V_{CC} ve V_{BB} kaynakları ile istenilen bir çalışma noktasında bulunacak şekilde kutuplanmıştır. Sukûnet halinde yani v_g değişken gerilim kaynağı kısa devre iken, baz akımı I_{BQ} kolektör akımı I_{CQ} olsun.



Şekil-3.1 Emetör montajlı tranzistorlu kuvvetlendirici devresi

v_g değişken gerilim kaynağının değeri sıfırdan itibaren artırılıp belirli bir değere getirildiğinde baz-emetör geriliminin ani değerinin toplamı $v_{BE} = V_{BE} + v_g$ olur. Tranzistorun giriş karakteristiği Şekil-3.2 deki gibi olduğu bilindiğine göre v_{BE} nin herhangi bir v_{BE1} değeri için akacak olan baz akımı (i_{B1}) bu karakteristiktan bulunabilir. Şekilden de görüldüğü gibi giriş eğrisinin lineer olmamasından ötürü i_B de meydana gelen değişimlerin v_{BE} nin değişimleri ile orantılı olmayacaktır. Bundan dolayı v_{BE} nin V_{BEQ} değeri etrafında sinüsoidal olarak değişmesi sonucunda meydana gelecek olan baz akımı değişimi sinüs biçimi olmayacak, diğer deyişle baz emetör geriliminden akıma geçişte bir lineer olmama distorsiyonu meydana gelecektir.

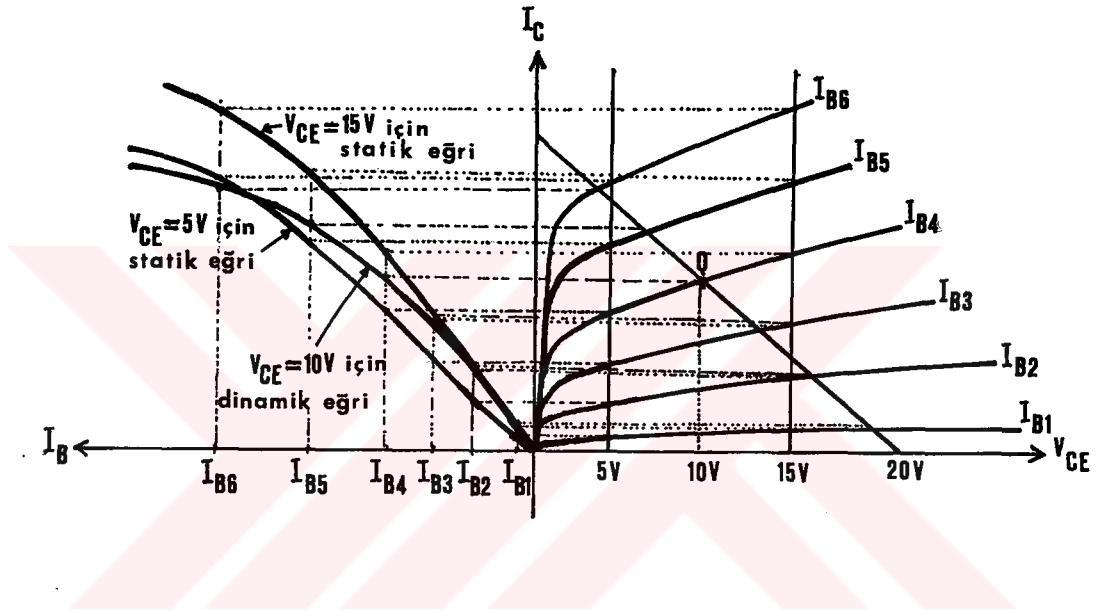


Şekil-3.2 Tranzistorun i_B-v_{BE} değişimi belli olduğuna göre v_{be} nin sinüs biçimi olmasına karşılık i_B nin distorsiyona uğraması

3.3. Tranzistorun Çıkış Eğrisinden İleri Gelen Lineer Olmama Distorsiyonu

Tranzistorun baz akımı değiştirildiğinde kolektör akımı değişmektedir. Bu değişimin nasıl olacağı devrenin $I_C = f(I_B)$ karakteristiği diğer deyişle geçiş eğrisi yardımıyla görülebilir. Şekil-3.3 de görülen çıkış eğrisinde kolektör-emetör gerilimi arttıkça, sabit baz

akımı eğrilerinin eğimleri de artmaktadır. $V_{CE} = 5V$ ve $V_{CE} = 15V$ için statik geçiş eğrilerini ve R_C yük direnci bağlanarak $V_{CE} = 10V$ için dinamik geçiş eğrisini çizerek olursak, kolektör-emetör geriliminin değeri büyüdükçe sabit baz akımı eğrilerinin eğimlerinin artmasından dolayı şeklindeki gibi eğrisel çıkmaları tabiidir. Bu eğriselliğin mertebesi çalışma noktasına bağlıdır. Örneğin $V_{CE} = 15V$ ile $V_{CE} = 5V$ 'a ilişkin statik geçiş eğrileri karşılaştırıldığında, $V_{CE} = 15V$ 'a ilişkin statik eğrisinin eğriselliğinin daha fazla olduğu kolayca görülür.



Şekil-3.3 Tranzistorun çeşitli V_{CEQ} larına ilişkin transfer karakteristiklerinin biçimi

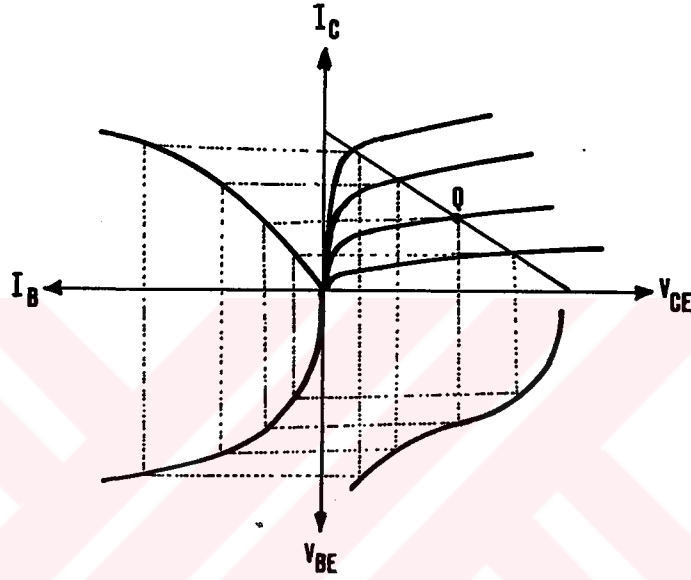
Eğriselliğin mertebesinin değişeceğini şöyle de görülebilir. (3.3) ve (3.4) bağıntıları oranlanırsa,

$$I_C = \beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) I_B \quad (3.7)$$

elde edilir. Bu bağıntıda üstel olan V_{CE}^N terimi vardır. Kolektör-emetör geriliminin değeri arttıkça, I_C kolektör akımının bir önceki değere göre daha da büyüyeceği kolayca görülebilir.

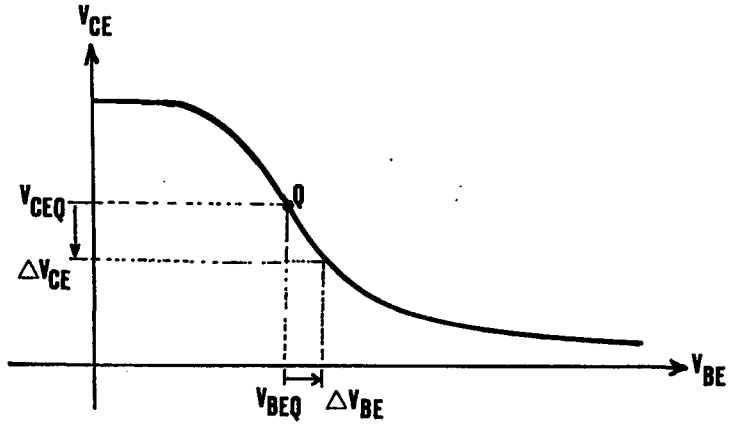
3.4. Tranzistorun Gerilim Geçiş Eğrisi

Tranzistorun üç özeğrisininde -ki bunlar giriş özeğrisi, geçiş özeğrisi ve çıkış özeğrisidir-lineer olmadığı yukarıda izah edilmiştir. Bunlardan yararlanarak gerilim geçiş eğrisi çizilirse, bu eğrinin lineer olmadığı görülecektir (Şekil-3.4).



Şekil-3.4 Diğer karakteristikler yardımıyla gerilim geçiş eğrisinin bulunması

Sadece gerilim geçiş eğrisi çizilecek olursa, bu eğrinin



Şekil-3.5 Gerilim geçiş eğrisinin değişimi

şeklinde olduğu görülür. Kolektör-emetör gerilimi Q çalışma noktası civarında ΔV_{CE} kadar değiştirilirse, baz-emetör gerilimi de ΔV_{BE}

kadar değişecektir (Şekil-3.5).

3.5. Leblebici Modifikasyonu

"Early olayının" Ebers-Moll modeline eklenmesi, Lindholm-Hamilton modifikasyonunun aksayan yanları da gözönüne alınarak, 1980'de Leblebici tarafından yeniden düzenlenmiştir[8].

Bu düzenlemede Leblebici,

a) Emetör veriminin çok yüksek olması ($\gamma = 1$)

b) Baz genişliğinin yeteri kadar küçük ($w \ll L_n$), dolayısıyla

$B_F \gg 1$ olması,

c) E-B jonksiyonu geçiş bölgesinin baz içindeki bölümünün genişliği, W baz genişliği yanında ihmal edilebilecek kadar küçük bulunması,

d) Ters Early olayının ihmal edilebilmesi şartları altında, ψ_0 $V_{CB} = 0$ ikenki potansiyel seddi yüksekliği, N katkı yoğunluklarının belirlediği bir büyüklük ve m bir orantı büyüklüğü olmak üzere w geçiş bölgesi genişliğini veren

$$w = m(\psi_0 + V_{CE} - V_{BE})^N$$

bağıntısının

$$w = m V_{CE}^N$$

şeklinde basitleştirilebilmesinden hareket ederek B_F akım kazancının

$$\beta_F = \beta_{Fo} \left(1 + \frac{2m}{W_0} V_{CE}^N \right)$$

şeklinde yazılabileceğini göstermiş, bu bağıntıdaki $2.m/W_0$ katsayısını kısaca M parametresiyle ifade etmiş, buna bağlı olarak I_s doyma akımında

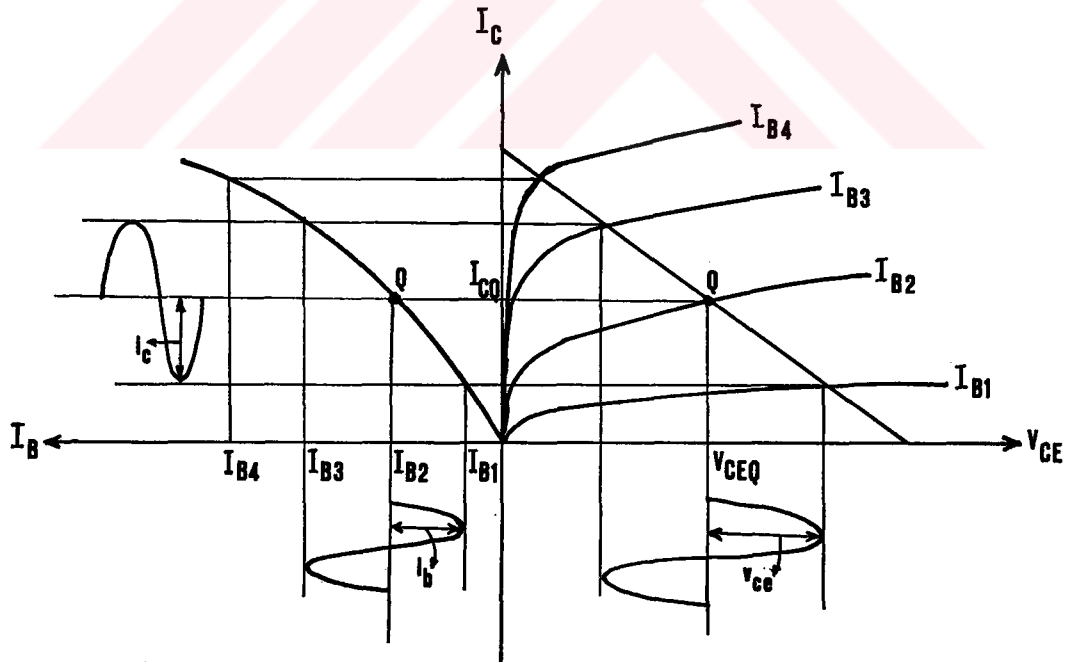
$$I_s = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N \right)$$

bağıntısıyla belirlenebileceğini ortaya koymuştur. Bu bağıntılarda W_o , $V_{CE} = 0$ durumuna karşı düşen baz genişliği, I_{so} ve β_{Fo} sırasıyla $V_{CE} = 0$ durumuna ilişkin doyma akımı ve kısa devre akım kazancıdır.

Görüldüğü gibi Leblebici modifikasyonu Ebers-Moll modelinin temel parametreleri olan I_s ve β_F in tranzistorun kolektör-emetör gerilimi V_{CE} ye bağımlılığını gösteren iki yeni parametreyi yani M ve N parametrelerini modelin akım denklemlerine katarak modellemektedir.

3.6. Tranzistorun Dinamik Geçiş Eğrisi

Şekil-2.1 de görülen R_c direnciyle yüklü tranzistorlu kuvvetlendiriciye ilişkin dinamik geçiş eğrisi, çıkış eğrileri yardımıyla Şekil-3.6 daki gibi çizilebilir. Q çalışma noktası civarında kolektör-emetör gerilimini v_{ce} kadar değişmesi halinde kolektör akımı i_c kadar, baz akımı da i_b kadar değişecektir.



Şekil-3.6 Tranzistorun dinamik geçiş eğrisi ve i_c , i_b ve v_{ce} nin değişimi

Bir a noktası civarında Taylor serisi,

$$f(x) = f(a) + f'(a) \frac{(x-a)}{1!} + f''(a) \frac{(x-a)^2}{2!} + \dots + f^n(a) \frac{(x-a)^n}{n!} + \dots$$

tarzındadır. Burada a yerine x_0 ve $(x-a)$ yerine h, yani $x = a + h = x_0 + h$ dönüşümü yapılırsa,

$$f(x_0+h) = f(x_0) + f'(x_0) \frac{h}{1!} + f''(x_0) \frac{h^2}{2!} + \dots + f^n(x_0) \frac{h^n}{n!} + \dots$$

elde edilir. Bu şekilde $f(x)$ in $(x_0 + h)$ ya kadar değiştirildiğinde alacağı yeni değeri, x in artımı olan h cinsinden bir kuvvet serisine açılmış olur [9].

Diğer taraftan (3.7) bağıntısı yeniden ele alınırsa

$$I_C = \beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N) I_B$$

yazılır. Bu bağıntıda V_{CE} kolektör-emetör geriliminin yerine I_C , R_C ve V_{CC} cinsinden değeri yazılabilir.

$$V_{CE} = V_{CC} - I_C R_C \quad (3.8)$$

veya

$$v_{CE} = V_{CE} + v_{ce}$$

$$i_C = I_C + i_c$$

olmak üzere

$$v_{CE} = V_{CC} - i_C R_C \quad (3.9)$$

tarzında yazılabilir. (3.8) bağıntısını (3.7) bağıntısında yerine ko-nacak olursa

$$I_C = \beta_{Fo} \left[1 + M (V_{CC} - I_C R_C)^N \right] I_B$$

bulunur. Bu ifadede I_B yalnız bırakılacak olursa

$$I_B = \frac{I_C}{\beta_{Fo} \left[1 + M(V_{CC} - I_C R_C)^N \right]} \quad (3.10)$$

elde edilir. Böylece Early olayını da içine alan $I_B = I_B(I_C)$ eğrisi -diğer deyişle geçiş eğrisi- elde edilmiş olur. (2.10) bağıntısının paydasında bulunan $(V_{CC} - I_C R_C)^N$ teriminden dolayı nonlineer olduğu kolayca görülebilir.

Bu bağıntıda I_C kolektör akımı Q noktası civarında i_c kadar değiştirilirse, I_B baz akımı da $I_B \rightarrow I_{BQ} + i_b$ olur.

$$I_{BQ}(I_{CQ} + i_c) = \frac{I_{CQ} + i_c}{\beta_{Fo} \left\{ 1 + M \left[V_{CC} - (I_{CQ} + i_c) R_C \right]^N \right\}}$$

veya

$$i_b = \frac{i_c}{\beta_{Fo} \left[1 + M(V_{CC} - i_c R_C)^N \right]} \quad (3.11)$$

$I_{CQ} \gg i_c$ olmak şartıyla (3.11) ifadesine Q çalışma noktası civarında Taylor serisine açılım yöntemi uygulanırsa [4], [27], [28],

$$i_b = \frac{I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)} + \frac{1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)^2} \cdot i_c$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \frac{-M \cdot N \cdot V_{CEQ}^{N-1} \cdot R_C \left[(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \right] \left[\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)^2 \right]}{\beta_{Fo}^2 (1 + M V_{CEQ}^N)^4} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\left[\frac{2\beta_{Fo} MNR_C V_C^{N-1} (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right] \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_C^{-1}) I_{CQ}}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right]}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \left\{ i_c^2 \right. \\
 & + \frac{1}{6} \left\{ \frac{MNR_C^2 V_C^{N-2} (1+MV_{CEQ}^N)^4}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right\} (N-1) (1+MV_{CEQ}^N) \left[\frac{(N-2) R_C V_C^{-1} I_{CQ} - (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] - 2MV_{CEQ}^N \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_C^{-1}) I_{CQ}}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] \left\{ \right. \\
 & + \frac{4M^2 N^2 R_C V_C^{2N-2} (1+3MV_{CEQ}^N) (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \left\{ - (N-1) V_C^{-1} I_{CQ} R_C (1+MV_{CEQ}^N) + 2 \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NV_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ})}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] \right\} \left\{ i_c^3 + \dots \right.
 \end{aligned}$$

elde edilir. Bu seride katsayılar

$$k_0 = \frac{I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)}$$

$$k_1 = \frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_C^{-1}) I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^2}$$

$$k_2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{-MV_{CEQ}^{N-1} R_C \left[(N-1) R_C V_C^{-1} I_{CQ} \right] \left[\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^2 \right]}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right\}$$

$$+ \left\{ \frac{\left[\frac{2\beta_{Fo} MNR_C V_C^{N-1} (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right] \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_C^{-1}) I_{CQ}}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right]}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^4} \right\}$$

$$k_3 = \frac{1}{6} \left\{ \frac{MNR_C^2 V_C^{N-2} (1+MV_{CEQ}^N)^4}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right\} (N-1) (1+MV_{CEQ}^N) \left[\frac{(N-2) R_C V_C^{-1} I_{CQ} - (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] - 2MV_{CEQ}^N \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_C^{-1}) I_{CQ}}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] \left\{ \right.$$

$$+ \frac{4M^2 N^2 R_C V_C^{2N-2} (1+3MV_{CEQ}^N) (1+MV_{CEQ}^N)}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \left\{ - (N-1) V_C^{-1} I_{CQ} R_C (1+MV_{CEQ}^N) + 2 \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NV_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ})}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^8} \right] \right\} \left\{ \right.$$

...

ile gösterilirse

$$i_B = k_0 + k_1 i_c + k_2 i_c^2 + k_3 i_c^3 + \dots \quad (3.12)$$

elde edilir. (Bu serinin yakınsaklık şartı EK:E de verilmiştir.)

$i_B = I_{BQ} + i_b$ olduğuna göre baz akımının sadece değişken bileşeni alınır

$$i_b = k_1 i_c + k_2 i_c^2 + k_3 i_c^3 + \dots \quad (3.13)$$

bulunur. Yakınsak olmak şartıyla bir kuvvet serisinin tersi alınabilir [10]. Buna göre (2.13) serisinin tersi,

$$i_c = b_1' \frac{y - k_0}{k_1} + b_2' \left(\frac{y - k_0}{k_1} \right)^2 + b_3' \left(\frac{y - k_0}{k_1} \right)^3 + b_4' \left(\frac{y - k_0}{k_1} \right)^4 + \dots + b_{n-1}' \left(\frac{y - k_0}{k_1} \right)^n + \dots \quad (3.14)$$

şeklinde elde edilir. Burada

$$b_1' = 1$$

$$b_2' = - \frac{k_2}{k_1}$$

$$b_3' = - \frac{k_3}{k_1} + 2 \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2$$

...

dır. O halde (2.14) bağıntısı

$$i_c = b_1' \left(\frac{1}{k_1} \right) i_b + b_2' \left(\frac{1}{k_1} \right)^2 i_b^2 + b_3' \left(\frac{1}{k_1} \right)^3 i_b^3 + b_4' \left(\frac{1}{k_1} \right)^4 i_b^4 + \dots \quad (3.15)$$

tarzında yazılır. Burada

$$b_1 = \frac{1}{k_1}$$

$$b_2 = - \frac{k_2}{k_1} \frac{1}{k_1^2}$$

$$b_3 = \left(2 \frac{k_2^2}{k_1^2} - \frac{k_3}{k_1} \right) \frac{1}{k_1^3}$$

olmak üzere

$$i_c = b_1 i_b + b_2 i_b^2 + b_3 i_b^3 + \dots \quad (3.16)$$

tarzında yazmak faydalıdır. Kolektör akımının değişken bileşenini baz akımının değişken bileşeni cinsinden veren (3.16) kuvvet serisindeki $b_1, b_2, b_3 \dots$ katsayıları, tranzistörün iç yapısına bağlı olan β_{Fo}, M, N fiziksel parametreleri ile hesaplanan $k_1, k_2, k_3 \dots$ katsayıları cinsinden elde edilmektedir. Böylece Early olayı, kuvvet serisine geometrik bir yaklaşımla değil [4], fakat fiziksel temellerden yola çıkılarak elde edilen M, N parametreleri [8] ile temsil edilmiştir. Diğer taraftan kısa devre akım kazancı

$$\beta_F = \beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N) \quad (3.17)$$

olarak verildiğine göre, β_F sabit olarak değilde, Early olayını da içine alan M ve N parametreleri ile ifade edilmektedir.

Yine aynı katsayılarda bulunan V_{CC}, R_C büyüklükleri ile tranzistörün ilişkin dış devre şartları ve I_{BQ} baz akımı ile çalışma noktası belirlenmektedir.

3.7. Giriş Eğrisi

Bir yarıiletken diyottan akan akım diyodun uçları arasında uygulanan gerilime bağlı olarak

$$I = I_s \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada I_s diyodu meydana getiren p ve n yarıiletkenlerinin özelliklerinin belirlediği doyma akımıdır. V_T ise

$$V_T = \frac{kT}{q}$$

bağıntısı yardımıyla hesaplanır. Burada k Boltzman sabitesi, q elektron yükü, T jonksiyonunun mutlak sıcaklığı ve V_{BE} diyodun uçlarına uygulanan gerilimdir.

Kolektörüne gerilim uygulanmamış bir tranzistorun bazı ile emetör ucu arasında bir diyod olduğu ve bu uçlara V_{BE} gerilimi uygulandığında emetör ve baz iletkenlerinden akacak olan akımın yukarıda verilmiş olan bağıntı ile ifade edilebileceği açıktır. Tranzistorun kolektörü ile bazı arasına tıkama yönünde V_{CESat} doyma geriliminden daha büyük bir gerilim uygulanırsa emetör akımını meydana getiren taşıyıcıların büyük çoğunluğu kolektör bölgesine geçerek kolektör akımını oluşturur. Bu durumda baz iletkeninden sadece baz bölgesi içinde meydana gelen birleşmelerin doğurduğu bir akım akar ki, bunun değeri emetör akımına göre $(1+\beta_F)$ defa daha küçüktür. O halde normal şartlar altında çalışan bir tranzistorun baz akımı baz-emetör gerilimine

$$I_B = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)} \cdot \left(e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} - 1 \right) + \frac{1}{\beta_R} I_{so} \left(e^{\frac{V_{CEQ}}{V_T}} - 1 \right) \quad (3.18)$$

bağıntısı ile bağlıdır. Bu ifadenin ikinci terimi, birinci terimi yanında çok küçük olduğundan ihmal edilirse,

$$I_B = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)} \cdot \left(e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} - 1 \right) \quad (3.19)$$

elde edilir. (3.19) ifadesinde birinci çarpandaki pay ve payda birbirine eşit kabul edilebileceğinden geriye bilinen bağıntı elde edilir.

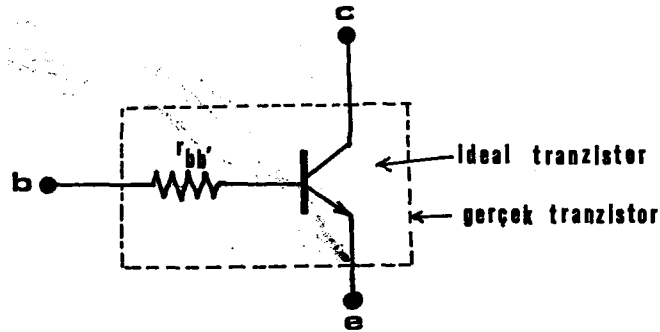
$$I_B = \frac{I_{so}}{\beta_{Fo}} \left(e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} - 1 \right)$$

veya

$$I_B = I_s' \cdot e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \quad (3.20)$$

elde edilir. Burada $I_s' = I_{so} / \beta_{Fo}$ dır. (3.19) bağıntısının ikinci çarpanı, I_B baz akımının, V_{BE} ye göre değişiminin lineer olmadığını ifade eder. Aslında I_s' çarpanının paydasındaki β_{Fo} dan dolayı ikinci bir lineer olmama durumu söz konusudur. Ancak β_{Fo} ın çalışma noktasında mertebesi çok küçük yada çok büyük olmayan akımlar için geniş bir bölgede pek fazla değişmediği düşünülürse, $I_B = f(V_{BE})$ nin lineer olmama özelliğinin sadece ikinci çarpandan ileri geldiği, başka bir deyişle fonksiyonunun lineer olmama özelliği üzerinde birinci çarpanın etkisinin, ikinci çarpanın etkisi yanında ihmal edilebileceği kabul edilebilir. Diğer yandan β_F nin küçük akımlar ve büyük akımlar için değişimi farklı olduğundan daha sonraki bölümlerde bu olay ayrıca incelenecektir.

(3.20) bağıntısı ideal bir tranzistor için geçerlidir. Gerçekte bir tranzistorun giriş devresini, bu bağıntı ile ifade edebilecek bir jonksiyonla buna seri bir r_{bb} baz gövdesi direncinin toplamı şeklinde göstermek gerekir (Şekil-3.7).



Şekil-3.7 İdeal ve Gerçek tranzistor

Bundan sonraki bağıntılarda r_{bb}' direnci işaret kaynağı iç direncine yani R_g ye dahil edilerek hesaba katılmış olacaktır. Bu kabuller altında V_{BEQ} baz-emetör gerilimi v_{be} kadar değiştirildiğinde, I_{BQ} baz akımı da i_b kadar değişecektir. O halde bağıntı

$$i_B = I_{BQ} + i_b = I_s' e^{\frac{1}{V_T}(V_{BEQ} + v_{be})} \quad (3.21)$$

şeklinde yazılabilir. Burada i_B baz akımının toplam ani değerini, I_{BQ} sükunet halindeki ($V_{BE} = V_{BEQ}$) baz akımını ve i_b baz akımının değişken bileşeninin ani değerini göstermektedir. (3.21) bağıntısından

$$I_{BQ} + i_b = I_s' e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \cdot e^{\frac{v_{be}}{V_T}}$$

$$i_b = I_s' e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \cdot e^{\frac{v_{be}}{V_T}} - I_{BQ}$$

elde edilir. Diğer taraftan

$$I_{BQ} = I_s' e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}}$$

olduğundan I_{BQ} parantezine alınarak

$$i_b = I_{BQ} e^{\frac{v_{be}}{V_T}} - I_{BQ}$$

$$i_b = I_{BQ} (e^{\frac{v_{be}}{V_T}} - 1)$$

elde edilir. İstenilen bağıntı $v_{be} = f(i_b)$ olduğundan üstel terim yalnız bırakılacak olursa,

$$\frac{v_{be}}{V_T} = \left(1 + \frac{i_b}{I_{BQ}}\right)$$

bulunur. Bu son elde edilen ifadenin her iki tarafının logaritması alınırsa,

$$v_{be} = V_T \ln \left(1 + \frac{i_b}{I_{BQ}}\right)$$

elde edilir. Bulunan bağıntı (i_b/I_{BQ}) ya göre kuvvet serisine açılabilir: (Serinin yakınsaklık şartı EK:E de verilmiştir).

$$v_{be} = V_T \left[\frac{i_b}{I_{BQ}} - \frac{1}{2} \left(\frac{i_b}{I_{BQ}}\right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{i_b}{I_{BQ}}\right)^3 - \dots \right] \quad (3.22)$$

(3.21) ifadesi genel olarak

$$v_{be} = \alpha_1 i_b + \alpha_2 i_b^2 + \alpha_3 i_b^3 + \dots \quad (3.23)$$

$$\alpha_1 = \frac{V_T}{I_{BQ}}$$

$$\alpha_2 = - \frac{V_T}{2I_{BQ}^2} \quad (3.24)$$

$$\alpha_3 = V_T \frac{1}{3I_{BQ}^3}$$

.

.

.

.

Aynı sonuçlar (3.21) ifadesini Q çalışma noktası civarında Taylor serisine açmakla da bulunabilir.

$$i_B = I'_s e^{\frac{v_{BE}}{V_T}}$$

$$i_B = I'_s e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} \bigg|_{v_{BE}=V_{BEQ}} + \frac{1}{1!} I'_s \frac{1}{V_T} e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} \bigg|_{v_{BE}=V_{BEQ}} v_{be} + \frac{1}{2!} I'_s \frac{1}{V_T^2} e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} \bigg|_{v_{BE}=V_{BEQ}} v_{be}^2 + \frac{1}{3!} I'_s \frac{1}{V_T^3} e^{\frac{v_{BE}}{V_T}} \bigg|_{v_{BE}=V_{BEQ}} v_{be}^3 + \dots$$

Çalışma noktasında

$$I_{BQ} = I'_s e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}}$$

olduğundan

$$i_b = \frac{I_{BQ}}{V_T} v_{be} + \frac{1}{2!} \frac{I_{BQ}}{V_T^2} v_{be}^2 + \frac{1}{3!} \frac{I_{BQ}}{V_T^3} v_{be}^3 + \dots \quad (3.25)$$

bulunur. Bu serinin yakınsaklık şartı EK:E de verilmiştir. (3.25) serisine ters dönüşüm uygulanırsa,

$$v_{be} = V_T \left(\frac{1}{I_{BQ}} i_b - \frac{1}{2} \frac{1}{I_{BQ}^2} i_b^2 + \frac{1}{3} \frac{1}{I_{BQ}^3} i_b^3 - \dots \right)$$

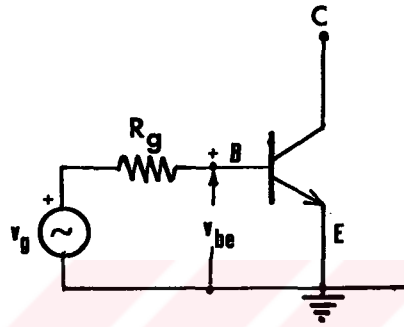
veya katsayılar cinsinden yazılırsa

$$v_{be} = \alpha_1 i_b + \alpha_2 i_b^2 + \alpha_3 i_b^3 + \dots$$

aynı sonuç elde edilir.

3.8. Kaynak Gerilimi - Giriş Akımı Bağıntısı

Ortak emetörlü tek tranzistörlü bir kuvvetlendiricinin giriş devresi değişken işaretler bakımından Şekil-3.8 deki gibi gösterilebilir. Tranzistorun baz-emetör jonksiyonundan istenen I_{BQ} baz sukûnet akımını akıtacak şekilde bir V_{BEQ} gerilimi ile kutuplandığı, bu kutuplamayı sağlayan baz bölücü dirençlerinin paralel eşdeğerinin de tranzistorun giriş direncine göre çok büyük olduğu kabul edilecektir.



Şekil-3.8 Tranzistorlu kuvvetlendiricinin giriş devresi

Giriş direncinin bulunduğu çevreye Kirchhoff'un 1.Kanunu uygulanırsa,

$$v_g = i_b R_g + v_{be}$$

bulunur. (3.22) bağıntısı (3.25) bağıntısında yerine konursa,

$$v_g = i_b R_g + (\alpha_1 i_b + \alpha_2 i_b^2 + \alpha_3 i_b^3 + \dots)$$

$$v_g = (R_g + \alpha_1) i_b + \alpha_2 i_b^2 + \alpha_3 i_b^3 + \dots$$

$$v_g = \alpha_1' i_b + \alpha_2 i_b^2 + \alpha_3 i_b^3 + \dots \quad (3.27)$$

bulunur. Görüldüğü gibi (3.27) bağıntısı v_g yi i_b cinsinden ifade eden lineer olmayan bir bağıntıdır. Bunun tersi, i_b yi v_g cinsinden ifade eden yani girişe uygulanan v_g geriliminin sebep olduğu i_b akımının v_g ye nasıl bağlı olduğunu gösteren bağıntı da lineer olmayan bir bağıntı olacaktır ve bu da sonsuz terimli bir kuvvet serisi ile (3.28) deki gibi gösterilebilir.

$$i_b = a_1 v_g + a_2 v_g^2 + a_3 v_g^3 + \dots \quad (3.28)$$

Buradaki a katsayıları (3.27) serisinin katsayıları cinsinden hesap edilirse

$$a_1 = \frac{1}{\alpha_1}$$

$$a_2 = - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{1}{\alpha_1^2} \quad (3.29)$$

$$a_3 = \left(2 \frac{\alpha_2^2}{\alpha_1^2} - \frac{\alpha_3}{\alpha_1} \right) \frac{1}{\alpha_1^3}$$

$$a_4 = \left(- \frac{\alpha_4}{\alpha_1} + 5 \frac{\alpha_2 \alpha_3}{\alpha_1^2} - 5 \frac{\alpha_2^2}{\alpha_1^3} \right) \frac{1}{\alpha_1^4}$$

...

bulunur [10].

Tranzistorun sukûnet halindeki I_{BQ} baz akımı bilindiğine göre (3.29) ve (3.27) bağıntıları aracılığı ile (3.28) bağıntısının katsayıları hesap edilebilir. Böylece $v_g = f(i_b)$ karakteristiği belirlenmiş olur. Diğer deyişle v_g kaynak geriliminden dolayı i_b de meydana gelen distorsiyonu bulmak mümkündür.

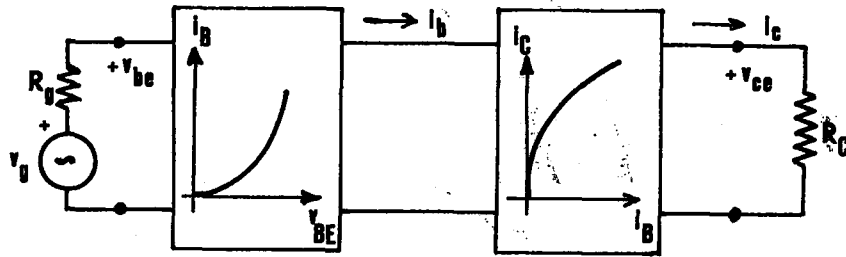
BÖLÜM 4. DİRENÇLE YÜKLÜ ORTAK EMETÖRLÜ DEVREDE TOPLAM DİSTORSİYON

Bu bölümde yük akımı i_c ile giriş gerilimi v_{be} arasındaki bağıntı izah edilecektir. Gerilim geçiş eğrisinin lineer olmamasından dolayı yük akımında meydana gelecek harmonikler bulunacaktır.

4.1. Kolektör Akımının İşaret Kaynağı Gerilimine Bağlı Olarak Değişimi

Dirençle yüklenmiş ortak emetörlü bir kuvvetlendiricide baz akımının değişken bileşeninin işaret gerilimi ile değişiminin (3.28) bağıntısı ile ve kolektör akımının değişken bileşeninin baz akımına bağlı olarak değişiminin de (3.16) bağıntısı ile ifade edilebileceği gösterilmiştir. Aslında aranan bağıntı, kolektör akımının değişken bileşeninin, kaynak işareti gerilimine bağlı olarak değişimini veren bağıntıdır.

Şekil olarak gösterecek olursak, yukarıda söylenenler (Şekil-4.1) deki gibi çizilebilir.



Şekil-4.1 Lineer olmama distorsiyonunun kaynakları

Macdonald [11] tarafından verilmiş olan sonuçlara göre, bu bağıntının bulunması için art arda bağlanmış iki dört-uçludan herbirinin çıkış büyüklüğünün giriş büyüklüğü cinsinden ifade eden kuvvet serilerinin bilinmesi gerekmektedir. Buna göre, baz akımı-işaret kaynağı gerilimi bağıntısı (3.28) ile

$$i_b = a_1 v_g + a_2 v_g^2 + a_3 v_g^3 + \dots$$

ve kolektör akımı-baz akımı bağıntısı (3.16) ile

$$i_c = b_1 i_b + b_2 i_b^2 + b_3 i_b^3 + \dots$$

tarzında birer kuvvet serisi ile ifade edildiğine göre, i_c kolektör akımı da v_g işaret gerilimine bağlı olarak,

$$i_c = c_1 v_g + c_2 v_g^2 + c_3 v_g^3 + \dots \quad (4.1)$$

gibi bir kuvvet serisi ile ifade edilebilir. (4.1) serisinin c katsayılarının değerleri daha önceki serilerin a ve b katsayıları cinsinden hesaplanırsa,

$$c_1 = a_1 b_1$$

$$c_2 = a_2 b_1 + a_1^2 b_2$$

(4.2)

$$c_3 = a_3 b_1 + 2a_1 a_2 b_2 + a_1^3 b_3$$

$$c_4 = a_4 b_1 + (a_2^2 + 2a_1 a_3) b_2 + 3a_1 a_2 b_3 + a_1^4 b_4$$

·
·
·

bulunur. a ve b katsayıları tranzistorun çalışma noktası ve dış devre şartları ile belirli olduğuna göre, (4.1) deki serinin terimleri biliniyor demektir. Bunlar bilindiğinde ve v_g sinüs biçimi gerilim

olduğunda i_c akımında meydana gelecek harmonik distorsiyonu bölüm-2 de gösterildiği gibi hesaplanabilir.

(2.7) bağıntısına göre v_g tepe değeri V_{gm} olan sinüs biçimi bir gerilim ise i_c akımının ikinci harmonik distorsiyon katsayısı

$$d_2 \approx \frac{\left(-\frac{1}{2} c_2 + \frac{1}{2} c_4 V_{gm}^2 + \dots\right)}{\left(c_1 + \frac{3}{4} c_3 V_{gm}^2 + \dots\right)} V_{gm} \quad (4.3)$$

dır. Görüldüğü gibi ikinci harmonik distorsiyonu v_{gm} genliğine bağlıdır, $i_c = i_c(v_g)$ eğrisinin lineerlikten ayrılması azsa

$$c_2 \gg c_4 V_{gm}^2 \gg c_6 V_{gm}^4 \quad \text{ve} \quad c_1 \gg c_3 V_{gm}^2 \gg c_5 V_{gm}^4 \dots$$

alınarak ikinci harmonik distorsiyonu için

$$d_2 \approx \frac{1}{2} \frac{c_2}{c_1} V_{gm} = \gamma_1 V_{gm} \quad (4.4)$$

yazılabilir. Açıklama EK:E de verilmiştir. (4.3) den de görüleceği gibi, V_{gm} genliği ne kadar küçükse (4.4) bağıntısının o kadar doğru olacağı da açıktır. Benzer tarzda daha yüksek mertebeden harmonik distorsiyonu katsayıları da hesaplanabilir.

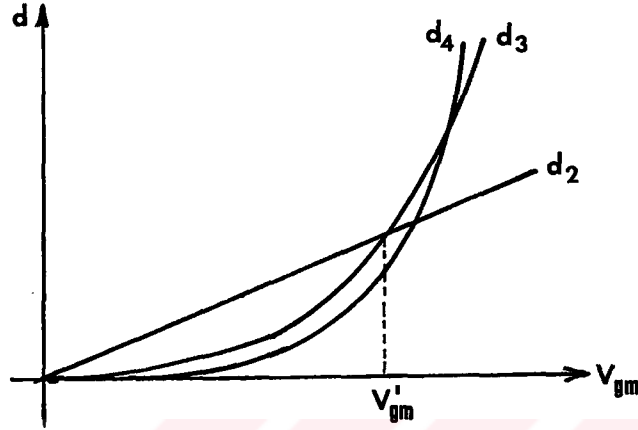
$$d_3 \approx \frac{1}{4} \frac{c_3}{c_1} V_{gm}^2 = \gamma_2 V_{gm}^2$$

$$d_4 \approx \frac{1}{8} \frac{c_4}{c_1} V_{gm}^3 = \gamma_3 V_{gm}^3$$

⋮

Bulunan bu sonuçlara göre, d_2 'nin V_{gm} , d_3 'ün V_{gm}^2 , d_4 'ün V_{gm}^3 ile orantılı olduğu kolayca görülebilir. Çeşitli harmoniklerin, girişe uygulanan işaretin genliğine bağlı olarak değişimleri çizilecek olursa,

d_2 'nin değişiminin doğrusal, diğerlerinin ise eğrisel olacaklarından d_2 ile d_3 bir V_{gm} noktasında birbirlerini keseceklerdir. d_2 'nin d_3 'e eşit olduğu bu V_{gm} genliğinden daha küçük genlikler için d_3 , d_2 nin yanında oldukça küçüktür (Şekil-4.2).



Şekil-4.2 Harmoniklerin giriş işaretinin genliğine bağlı olarak değişimi

Ortak emetörlü tranzistorlu kuvvetlendiriciler üzerinde çeşitli devre şartları altında gerek deneysel ölçmelerden gerekse nümerik analiz yöntemiyle yahut bilgisayardan elde edilen sonuçlardan, genel olarak ikinci harmonik distorsiyon miktarı, üçüncü ve daha yüksek mertebeden harmonik distorsiyon miktarları yanında çok daha büyük olduğu görölmüştür. Örneğin "M 01" model parametreleri ile tanımlanan tranzistörle tasarlanmış bir kuvvetlendirici için elde edilen bilgisayar sonuçları Tablo-1.1 de verilmiştir. Buna göre $V_{CEQ} = 12,5$ V ta ikinci harmonik distorsiyonu $d_2 = \% 4,3707718$ olmasına karşılık üçüncü harmonik distorsiyonu $d_3 = \% 0,789347$ dir. Tabloda gösterilmemesine rağmen diğerlerinin daha da küçük miktarlarda olacağı ($d_4 = \% 0,02939 \dots$ gibi) açıktır. Toplam distorsiyon $d_T = \% 4,3714849$ olduğuna göre burada d_2 nin baskın olduğu görölmektedir. Yine tek katlı tranzistorlu bir kuvvetlendirici üzerinde yapılan çeşitli ölçmelerden örneğin $I_{CQ} = 12,5$ ta ikinci harmonik distorsiyonu $d_2 = -27$ dB($\% 4,46683$) ve diğerlerinin $d_3 = -63$ dB($\% 0,7079$), $d_T = -26,86$ dB($\% 4,4629$) mertebelerinde olduğu gözlenmektedir.

Tablo-1.1 Değişik V_{CEQ} lardaki distorsiyon miktarları

I_{CQ}	V_{CEQ}	$d_2(\%)$	$d_3(\%)$	Top.har.dis.(%)
2,5 mA	4 V	1,7886399	0,1630602	1,7966556
	7,5 V	2,8744235	0,0108454	2,87444475
	12,5 V	4,3707718	0,0789347	4,3714849

Bu bulunan sonuçlar gösteriyor ki, devrenin toplam distorsiyonunun azaltılması bakımından asıl üzerinde durulması gereken distorsiyon ikinci harmonik yani d_2 distorsiyonudur. Bu yüzden bundan sonra d_2 'nin minimum yapılması için gerekli şartlar aranacaktır. Gerçekten de, daha sonra görüleceği gibi, d_2 yi minimum yapan devre şartları teorik olarak bulunduktan sonra, bu şartlar altında kurulan devrelerde toplam distorsiyonun çok küçük değerlere indiği, hem nümerik analiz ve hem de deney sonuçlarından görülmüştür.

4.2. İkinci Harmonik Distorsiyonunun Minimum Olma Şartı

Ortak emetörlü tek tranzistorlu bir kuvvetlendirici R_g iç dirençli bir V_g kaynağı ile sürüldüğünde kolektör akımında dolayısıyla çıkış geriliminde harmoniklerin oluşacağı daha önceki bölümlerde anlatılmıştır. d_2 'nin ifadesi kolektör akımının katsayıları cinsinden (4.4) bağıntısı ile verilmiştir. Bu bağıntıdaki c_1 büyüklüğü $i_c = i_c(v_g)$ bağıntısının lineer teriminin katsayısıdır ve M ile N model parametrelerini de hesaba katarak, tranzistorun geçiş eğrisinin çalışma noktasındaki eğimini vermektedir. Diğer deyişle, bu noktadaki eğim tranzistorun hem iç yapısı ve hem de dış devre şartları gözönüne alınarak hesaplanmaktadır. c_2 katsayısı da aynı tarzda, tranzistora ve devre şartlarına bağlı bir büyüklüktür. (4.4) bağıntısı, eğer devre şartları $c_2 = 0$ olacak şekilde düzenlenirse çıkış gerilimindeki ikinci harmonik distorsiyonunun ortadan kalkacağını göstermektedir. c_2 katsayısının değeri (4.2) den

$$c_2 = a_2 b_1 + a_1^2 b_2$$

dır. (3.28) bağıntılarına göre,

$$a_1 = \frac{1}{\alpha_1'} = \frac{1}{\alpha_1 + R_g}$$

$$a_2 = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1'} \cdot \frac{1}{\alpha_1'^2} = -\frac{\alpha_2}{(\alpha_1 + R_g)^3}$$

olduğundan (4.2) bağıntısı,

$$c_2 = -\frac{\alpha_1}{(\alpha_1 + R_g)^3} b_1 + \frac{1}{(\alpha_1 + R_g)^2} b_2 \quad (4.5)$$

şeklinde hesaplanabilir. Buradan $c_2 = 0$ olmasını sağlayan R_g değeri çözülebilir.

$$R_g = R_{g(opt)} = \alpha_2 \frac{b_1}{b_2} - \alpha_1 \quad (4.6)$$

Diğer taraftan (3.23) bağıntılarına göre,

$$\alpha_1 = \frac{V_T}{I_{BQ}}$$

$$\alpha_2 = -V_T \frac{1}{2I_{BQ}^2} = -\frac{V_T}{I_{BQ}} \frac{1}{2I_{BQ}} = -\alpha_1 \frac{1}{2I_{BQ}}$$

olduğu gözönüne alınarak (4.6) bağıntısı

$$\begin{aligned} R_{g(opt)} &= - \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{I_{BQ}} \frac{b_1}{b_2} - \alpha_1 \\ &= - \alpha_1 \left(\frac{1}{2I_{BQ}} \frac{b_1}{b_2} + 1 \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

bulunur. (3.16) bağıntısının katsayıları

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{1}{k_1} \\ b_2 &= - \frac{k_2}{k_1} \frac{1}{k_1^2} \\ b_2 &= \left(2 \frac{k_2^2}{k_1^2} - \frac{k_3}{k_1} \right) \frac{1}{k_1^3} \\ &\vdots \end{aligned}$$

olduğuna göre b_1/b_2 oranı, bu katsayılar cinsinden hesaplanırsa

$$\frac{b_1}{b_2} = - \frac{k_1^2}{k_2} \quad (4.8)$$

bulunur. (4.7) bağıntısında b_1/b_2 yerine (4.8) deki değeri yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \alpha_1 \left(\frac{1}{2I_{BQ}} \frac{k_1^2}{k_2} - 1 \right) \quad (4.9)$$

bulunur. (4.9) bağıntısında k_1 , k_2 ve α_1 nin değerleri (3.12) bağıntısının katsayılarından ve (3.24) bağıntılarından yararlanılarak

yerine konursa,

$$V_{CEQ} = (V_{CC} - I_{CQ} R_C)$$

ve

$$\alpha_1 = \frac{V_T}{I_{BQ}}$$

olmak üzere

$$k_1^2 = \left[\frac{1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)^2} \right]^2$$

$$k_2 = \frac{1}{2} \frac{-M V_{CEQ}^{N-1} R_C \left[(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \right] \left[\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)^2 \right] + \left[2 \beta_{Fo}^{MNR} V_{CEQ}^{-1} (1 + M V_{CEQ}^N) \right] \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]}{\beta_{Fo}^2 (1 + M V_{CEQ}^N)^4}$$

dır. Buna göre b_1/b_2 oranı, yukarıdaki k_1, k_2 katsayıları cinsinden teşkil edilirse,

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{(1 + M V_{CEQ}^N) \beta_{Fo}^{MNR} V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1 + M V_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right\}} \quad (4.10)$$

bulunur. Bu değer (4.8) ifadesi gözönüne alınarak, (4.9) bağıntısında yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{(1 + M V_{CEQ}^N) \beta_{Fo}^{MNR} V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1 + M V_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right\}} - 1 \right\} \quad (4.11)$$

bulunur. (4.11) bağıntısından da görüleceği gibi, bir tranzistora ait M, N, β_{Fo} parametreleri, dolayısıyla I_{so} doyma akımı da bilindiği ve bir tranzistorla gerçekleştirilen devreye ait şartlar yani V_{CEQ} ,

I_{CQ} dolayısıyla I_{BQ} bilindiğine göre bu şartları sağlayan R_C yük direncinin uçlarından elde edilen kolektör gerilimi veya akımındaki ikinci harmonik distorsiyonunun sıfır olması için uygulanmış olan v_g işaret gerilimi kaynağının iç direnci (4.11) bağıntısıyla elde edilen değere eşit olmalıdır. Bu iç dirence seri gelen diğer dirençlerin de dahil olduğu daha önce belirtilmiştir. İncelenen devrede r_{bb}' baz gövdesi direncinin $R_{g(opt)}$ değerine dahil olduğu da bu arada hatırlanmalıdır. (4.11) bağıntısına ilişkin bilgisayar programı EK:B de verilmiştir.

(4.11) bağıntısı incelendiğinde, pay ve paydasındaki terimleri arasında $R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}$ oranının bulunduğu görülür. Besleme gerilimi V_{CC} olduğuna göre çalışma noktasının $V_{CEQ} = V_{CC}/2$ de seçildiği düşünülürse $R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} = 1$ olacaktır ve bu durumda (4.11) bağıntısı kısılacaktır.

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + MV_{CEQ}^N (1+N) \right]^2}{(1 + MV_{CEQ}^N) \beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -(N-1)(1 + MV_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + MV_{CEQ}^N (1+N) \right] \right\}} - 1 \right\} \quad (4.12)$$

Bunun dışında seçilen bir çalışma noktası için $V_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ}$ oranı $V_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ} \leq 1$ ve $1 < V_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ}$ olabilir. $V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C = Y$ denirse, (4.11) bağıntısı Y cinsinden

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + MV_{CEQ}^N (1+YN) \right]^2}{(1 + MV_{CEQ}^N) \beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -(N-1)Y(1 + MV_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + MV_{CEQ}^N (1+YN) \right] \right\}} - 1 \right\} \quad (4.13)$$

tarzında yazılabilir.

(4.11) bağıntısına giren parametrelerden herbiri teker teker ölçülerek bulunabilir. N parametresi tranzistorun kolektör-baz jonksiyonunun iki yanındaki katkı yoğunluklarının değişim kuralına bağlıdır ve değeri sert geçişli bir jonksiyon için $1/2$, lineer geçişli bir jonksiyon için $(1-1/3)$ dır. N in ya doğrudan ölçme yolu ile yada hesaplanarak belirlenmesi gerekmektedir. Bunun için önce ölçme yolu ile $h_{oe}(V_{CE})$ eğrisinin çıkarılması veya katologlarda verilen aynı eğriden

yararlanarak N parametresi hesaplanabilir.

$$\log h_{oe} = T + (N-1)\log V_{CE}$$

bağıntısı ile N hesaplanabilir. Keza M parametresinin de

$$M = \frac{I_{C2} - I_{C1}}{I_{C1} V_{CE2}^N - I_{C2} V_{CE1}^N}$$

bağıntısı ile hesaplanabileceği gösterilmiştir[8]. β_{Fo} ve I_{so} parametreleri için ölçme yöntemleri de bilinmektedir[12]. Örnek olarak M139T tipi tranzistor için $\beta_{Fo} = 206$, $M = 0.030$, $I_{so} = 0.172E-13$, $N = 0.464$ bulunmuştur.

(4.11) bağıntısına etki eden büyüklüklerden biri de I_{BQ} baz akımıdır. Kolektöründen I_{CQ} akımı akacak şekilde kutuplanmış tranzistorun bazından akan akımı en basit olarak

$$I_{BQ} = \frac{I_{CQ}}{\beta_F} \quad (4.14)$$

bağıntısından hesaplamak mümkündür. Ancak tranzistorların β_F lerinin "dağılımı" oldukça büyüktür. Bu yüzden belirli bir çalışma noktası için katalog yardımı ile bulunacak I_{BQ} değerinden oldukça farklı olabilir.

Diğer taraftan β_F ,

$$\beta_F = \beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N) \quad (4.15)$$

bağıntısı ile belli olduğundan [8], I_{BQ} nün

$$I_{BQ} = \frac{I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N)} \quad (4.16)$$

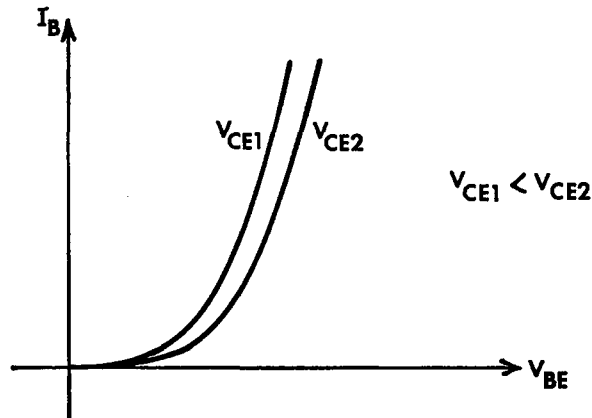
bağıntısı ile bulunması, M, N parametrelerini de içerdiğinden ve ayrıca çalışma noktasına ilişkin V_{CE} gerilimine göre hesaplanmasından dolayı

da (4.14) bağıntısına göre daha doğru sonuç verecektir. Çünkü (4.15) bağıntısından da görüleceği gibi β_F , M , N ve V_{CE} ye bağlı bir büyüktür. Diğer deyişle β_F tranzistora ve çalışma noktasındaki V_{CE} ye göre presizyonlu olarak hesaplanmaktadır. Böylece yukarıda sözü edilen "dağılım" da gözönüne alınırsa, hesap sonucu bulunan I_{BQ} nün gerçek değeri ise ancak ölçme yolu ile belirlenebilir. (4.16) bağıntısıyla elde edilen sonucun, ölçme yolu ile elde edilen sonuca yakın olacağı açıktır.

Diğer taraftan I_B baz akımı, baz-emetör arasındaki V_{BE} gerilimine, V_{CE} parametre olmak üzere,

$$I_B = \frac{I_{so}}{\beta_{Fo}} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{I_{so}}{\beta_R} e^{-\frac{V_{CE}}{V_T}} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}$$

bağıntısı ile bağlıdır. Bu bağıntıda V_{CE} terimi vardır ve $I_B = I_B(V_{BE})$ eğrileri, V_{CE} nin aldığı değere bağlı olarak Şekil-4.3 de görüldüğü gibi ötelenmektedir [8]. Daha sonra görüleceği gibi I_B baz akımının V_{BE} ile değişimini veren ifadenin pay ve paydasında bulunan V_{CE} li terimler birbirini götürdüğünden I_B baz akımının V_{CE} ye göre pek etkilenmediği kabul edilebilir.



Şekil-4.3 V_{CE} parametre olmak üzere I_B nin V_{BE} ye göre değişimi

Ancak $I_B = f(I_C, V_{CE})$ bağıntısında I_B nin I_C ye göre değişiminde V_{CE} nin etkili olacağı kolayca görülebilir.

4.3. Karşılaştırma

1. Bu konuda daha önce yapılan çalışmada [4], ikinci harmonik distorsiyonunu minimum yapan optimum R_g direnci için bulunan bağıntı iki önemli nedenden dolayı yetersiz kalmaktadır. İlk olarak bağıntı çıkarılırken çıkış özeğrilerinde parametre olarak alınan I_B sabit baz akımı eğrilerinin doğrusal olarak değiştiği kabul edilmiştir. Diğer deyişle bağıntı geometrik bir yaklaşımla hareket edilerek çıkarılmıştır. Sabit I_B eğrilerinin V_{CEmin} dan V_{CC} ye kadar eğimlerinin sabit kaldığı varsayımından yola çıkılmıştır. Halbuki sabit I_B baz akımları doğrusal olarak değil fakat eğrisel olarak değişmektedir. Dolayısıyla bu eğrisellik, çıkarılan (4.11) bağıntısında hesaba katılmıştır. İkinci olarak bu bağıntı kullanılırken, I_B nin ayrıca hesaplanması gerekmekte ve burada da geometrik yaklaşım kullanılmaktadır. Gerçi çıkarılan (4.11) bağıntısında da I_B baz akımı ayrıca hesaplanmakta ise de, gerçeğe daha yakın olan $I_B = f(I_C, V_{CE})$ bağıntısı kullanılarak V_{CE} nin etkisi gözönüne alınmaktadır.

2. Söz konusu yayındaki [4] bağıntı kullanıldığında ve çeşitli çalışma noktalarına ilişkin $R_{g(opt)}$ direnci hesaplanmak istendiğinde, her çalışma noktası için $\beta_F = f(I_C)$ eğrilerine bakmak ve o noktaya ilişkin β_F yi tayin etmek gerekmektedir. Halbuki o tranzistorun sadece β_{Fo} değerini bilmek yetmektedir. Bundan faydalanarak diğer çalışma noktalarına ilişkin kısa devre akım kazancı (β_F), $\beta_{Fo}(1+MV_{CE}^N)$ bağıntısıyla kolaylıkla bulunmaktadır. Böylece çeşitli çalışma noktalarına ilişkin optimum direnç kolayca hesaplanabilmektedir.

3. Baz akımı ile kolektör akımı arasında

$$I_B = \frac{I_C}{\beta_{Fo}(1+MV_{CE}^N)}$$

bağıntısının olduğu gösterildiği ve M,N parametreleri Early olayına ilişkin parametreler olduklarına göre [8], (4.11) bağıntısıyla $R_{g(opt)}$ direncinin değeri presizyonlu olarak hesaplanabilir. Böyle olduğu daha sonraki bölümde verilecek olan nümerik analiz ve teorik sonuçların karşılaştırılmasından da görülecektir.

4. Yine daha önce yapılan çalışmada optimum R_g direnci hesaplanırken iki noktada yani V_{CEmin} ve V_{CEQ} da kısa devre akım kazancının (β_F) bulunması gerekmektedir. Bu değerler eğriden yararlanarak bulunduğundan, hata yapma olasılığı oldukça büyüktür. Yine burada g_{oo} büyüklüğü hesaplanırken gerçek değere göre bir miktar hata yapılmaktadır. (g_{oo} , [4] te çıkış iletkenliği için kullanılan notasyondur.)

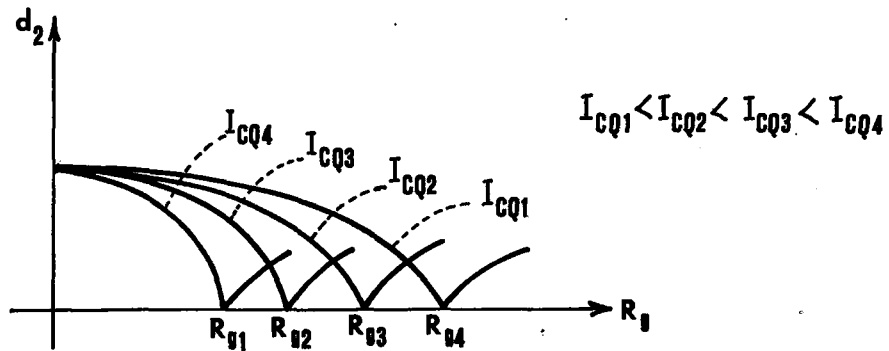
5. (4.11) bağıntısında bulunan $V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C$ terimi ele alındığında, bu oranın bire eşit olması, başka deyişle

$$V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C = 1$$

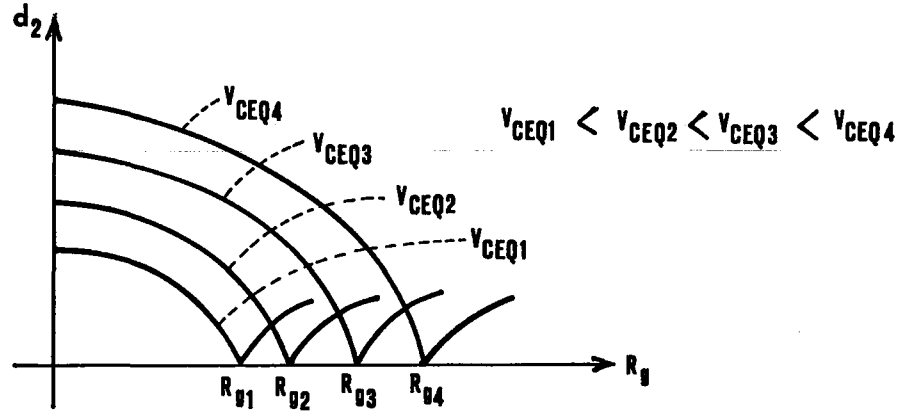
olması durumunda bağıntı (4.12) haline gelmektedir. $V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C$ oranının $1 < V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C$ veya $V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} R_C < 1$ olması durumunda optimum R_g direncinin değerinin değişeceğini göstermektedir.

6. Bundan sonraki bölümde görüleceği gibi (4.11) bağıntısı ile çalışma noktasına ilişkin çeşitli akım değerleri ve çeşitli gerilim değerleri için optimum R_g direnci kolaylıkla hesaplanabilmektedir. Halbuki bu konuda yapılan çalışmada elde edilen bağıntı ile yapılan hesaplama aynı kolaylıkta olmamaktadır.

7. Gerek deneysel gerekse nümerik analiz yöntemiyle elde edilen sonuçlara göre, eğer belirli bir çalışma noktasında V_{CEQ} sabit tutulup çeşitli akımlar için ikinci harmonik distorsiyonunun R_g kaynak direnci ile değişimi Şekil-4.4 de ve I_{CQ} sabit tutulup çeşitli V_{CEQ} lar için ikinci harmonik distorsiyonunun R_g kaynak direnci ile değişimi Şekil-4.5 de verilmiştir.



Şekil-4.4 V_{CEQ} gerilimi sabit tutularak d_2 nin R_g ye bağlı olarak değişimi



Şekil-4.5 I_{CQ} akımı sabit tutularak d_2 nin R_g ye bağlı olarak değişimi

Şekil-4.4 ve Şekil-4.5 deki eğriler karşılaştırıldığında distorsiyon miktarının V_{CEQ} ile yakından ilgili olduğu görülecektir.

4.4. Nümerik Analiz ve Hesap Sonuçları

Bir tranzistorla tasarlanmış bir devre üzerinde nümerik analiz yöntemi [25], [26] diğer değişle bilgisayar yardımıyla yapılan deneylerde, harmonik distorsiyonu analizi yapılmış ve ikinci harmonik distorsiyonunun minimum olduğu kaynak direnç değerleri aranmıştır. Bilgisayar programları olarak TIME 1 [13] ve HALSEN [14] kullanılmıştır. $V_{CEQ} = 12,5$ Voltta sabit tutularak kolektör akımı değiştirilmiştir (Tablo-4.1).

Tablo-4.1 Nümerik analiz yöntemi kullanılarak elde edilen bilgisayar sonuçları

V_{CEQ}	I_{CQ}	I_{BQ}	R_{gopt} (Bilgisayar Sonucu)	d_2 %
12,5 V	1 mA	4,59 μ A	92,5 K Ω	0,0027
	1,5 mA	7,73 μ A	52,5 K Ω	0,00202
	2,5 mA	11,48 μ A	31,250 K Ω	0,00228
	6 mA	27,76 μ A	11,5 K Ω	0,00161
	11 mA	51,90 μ A	6,375 K Ω	0,00032

(4.11) bağıntısı kullanılarak yapılan hesaplarda elde edilen sonuçlar Tablo-4.2 de verilmiştir. Karşılaştırma yapabilmek için tranzistor aynı çalışma şartlarında tutulmuştur.

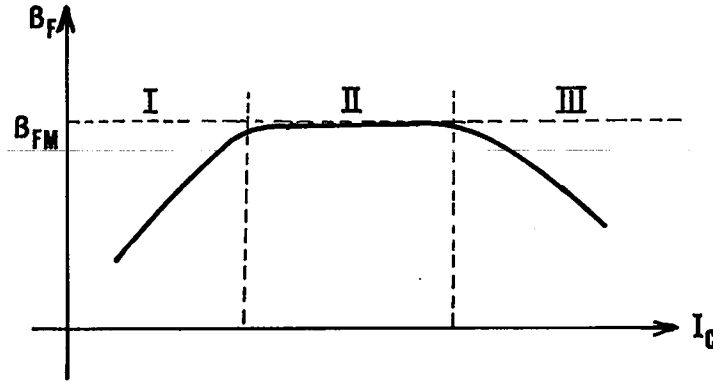
Tablo-4.2 (4.11) analitik bağıntısı kullanılarak elde edilen teorik sonuçlar

V_{CEQ}	I_{CQ}	I_{BQ}	$R_{g(opt)}$ (Hesap Sonucu)
12,5 V	1 mA	4,42 μ A	53,63 K Ω
	1,5 mA	6,64 μ A	37,57 K Ω
	2,5 mA	11,06 μ A	21,41 K Ω
	6 mA	26,55 μ A	9,39 K Ω
	11 mA	48,68 μ A	5,72 K Ω

Tablo-4.1 deki ve Tablo-4.2 deki değerler karşılaştırıldığında, çıkarılan analitik bağıntı kullanılarak elde edilen diğer deyişle hesap sonucu elde edilen direnç değerleri ile nümerik analiz yöntemi kullanılarak elde edilen yani bilgisayarla elde edilen optimum direnç değerleri büyük akımlarda birbirlerine oldukça yakındır. Ancak kolektör akımının değeri azaldıkça, ayrı yöntemlerle elde edilen optimum direnç değerleri arasındaki farkın gittikçe arttığı görülmektedir. Çalışma noktasına ilişkin kolektör akımı bilindiğine ve bundan yararlanarak baz akımı hesaplandığına göre ve temelde birbirlerine β_F ile bağlı olduklarına göre, β_F in kolektör akımına bağımlılığında bir eksiklik göze çarpmaktadır. Kolektör akımının belli değerleri arasındaki bölgeye ilişkin β_F in değeri referans alınacak olursa, bu akımın dışındaki değerlerine ilişkin β_F in referansa göre farklı değiştiği sonucu ortaya çıkmaktadır. O halde β_F in kolektör akımı ile nasıl değiştiğini inceleyelim.

4.5. Akım Kazancı β_F in I_C Kolektör Akımı İle Değişimi

Bir bipolar tranzistorun β_F akım kazancının I_C kolektör akım ile değişimi ele alındığında üç ayrı bölge söz konusu olmaktadır. β_F in I_C kolektör akımı ile değişimi Şekil-4.6 da verilmiştir.



Şekil-4.6. Akım kazancının kolektör akımına bağlı değişimi

Bu bölgeler, küçük akımlar bölgesi (I), orta akımlar bölgesi (II) ve büyük akımlar bölgesi (III) olarak ayrılabilir. (I) ile gösterilen küçük akımlar bölgesinde, I_C akımının artmasıyla birlikte β_F in de-
geri artmaktadır. (II) ile gösterilen orta akımlar bölgesinde β_F in $\beta_{FM} = \beta_{Fo}(1 + MV_{CE}^N)$ değerinde sabit kaldığı görülmektedir. (III) ile gösterilen büyük akımlar bölgesi ise β_F kısa devre akım kazancının daha da arttırılmasıyla azaldığı bölgedir. Bilindiği gibi bir tran-
zistorda birbirinden bağımsız olaylar β_F in I_C ile Şekil-4.6 daki gi-
bi değişim göstermesine sebep olmaktadır. Küçük akımlar bölgesindeki azalmaya "Sah-Noyce-Schockley" olayı, büyük akımlar bölgesindeki azal-
maya ise "Webster" ve "Kirk" olayları neden olmaktadır [15], [16], [17],
[18], [24].

Tasarlanan devre, aktif bölgede genellikle küçük ve orta akım-
larda çalıştırılmaktadır. Bu yüzden şimdilik sadece (I) ve (II) böl-
geleri incelenecek, daha sonra sırası geldiğinde (III) bölgesi ele alı-
nacaktır. (I) ve (II) bölgelerini içine alan bağıntı aşağıdaki gibi
yazılabilir [18].

$$I_B = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N\right)}{\beta_{Fo} (1 + MV_{CE}^N)} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + C_2 I_{so} e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} \quad (4.17)$$

(4.17) bağıntısının birinci teriminde bulunan parantez içindeki ifade-
ler yaklaşık olarak birbirlerine eşit olacak kadar yakın değerde olduk-
larından aynı bağıntı

$$I_B = \frac{I_{so}}{\beta_{Fo}} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + C_2 I_{so} e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} \quad (4.18)$$

$$I_B = I'_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}}$$

haline gelir. Burada $I'_s = I_{so} / \beta_{Fo}$, $I''_s = C_2 I_{so}$ dır. Yani I'_s ve I''_s doyma akımları tranzistorun doyma akımları cinsinden ifade edilmektedir. (4.18) bağıntısından görüleceği gibi I_B akımına C_2 ve n_{EL} parametreleri etki etmektedir. n_{EL} sabitine "küçük akımlar bölgesi için ileri yönde emisyon katsayısı" ve C_2 sabitine de "Sah-Noyce-Schockley" sabiti adı verilmektedir. O halde problem I_B baz akımı bilindiğine göre buna ilişkin V_{BE} baz geriliminin bulunmasıdır.

4.6. Baz-Emetör (V_{CE}) Geriliminin Baz Akımı (I_B) ye bağlı olarak bulunması

Devrenin dış şartları (V_{CE} , I_C) belli olduğuna göre yani I_{CQ} kolektör akımı bilindiğine göre,

$$I_{BQ} = \frac{I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)}$$

bağıntısından I_B baz akımı hesaplanabilir. I_B akımı bilindiğine göre (4.18) bağıntısında yerine konur ve $n_{EL} = 2$ alınırsa [19]

$$I'_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} - I_B = 0 \quad (4.19)$$

bulunur. (4.19) bağıntısında

$$\frac{V_{BE}}{e V_T} = u^2 \quad (4.20)$$

dönüşümü yapıldığında

$$\frac{V_{BE}}{2V_T} = u \quad (4.21)$$

olur ve (4.19) bağıntısında yerine konursa

$$\begin{aligned} I'_s u^2 + I''_s u - I_B &= 0 \\ u^2 + \frac{I''_s}{I'_s} u - \frac{I_B}{I'_s} &= 0 \\ u^2 + s_1 u - s_2 &= 0 \end{aligned} \quad (4.22)$$

halini alır. Burada $s_1 = I''_s/I'_s$ ve $s_2 = I_B/I'_s$ dir. (4.22) bağıntısı ikinci dereceden bir denklem olduğundan kökleri bulunabilir:

$$\begin{aligned} u_{1,2} &= \frac{-s_1 \pm \sqrt{s_1^2 - 4s_2}}{2} \\ u_{I,2} &= \frac{-C_2 I_{so} \pm \sqrt{C_2^2 I_{so}^2 + 4I_B \frac{I_{so}}{\beta_{Fo}}}}{2 \frac{I_{so}}{\beta_{Fo}}} \end{aligned} \quad (4.23)$$

den biri reel olmak üzere iki tane kök bulunur. Diğer taraftan (4.20) bağıntısında V_{BE} yalnız bırakılırsa

$$V_{BE} = V_T \ln u^2 \quad (4.24)$$

bulunur. Yukarıda bulunan u_1 nun değeri (4.24) de yerine konursa o çalışma noktasındaki I_{BQ} ya ilişkin V_{BEQ} bulunur.

4.7. Akım Kazancı β_F in Kolektör Akımı I_C ile Değişiminin Optimum Kaynak Direncini (R_g) Veren (4.11) Bağıntısının Kapsamına Alınması

(4.4) ve (4.5) bölümlerinden de anlaşılabacağı gibi, gerek hesap sonucu gerekse nümerik analiz sonucu bulunan optimum kaynak direnç değerleri arasındaki farkın, çalışma noktasındaki kolektör akımının değerinin küçülmesiyle birlikte daha da büyümesi, kısa devre akım kazancı β_F in akımla değişmesinden ileri gelmektedir.

(4.18) bağıntısı tekrar ele alınıp n_{EL} parametresinin değeri yerine konursa,

$$I_B = I'_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}}$$

elde edilir. V_{BE} gerilimi Q çalışma noktası civarında v_{be} kadar değiştirilirse

$$I_{BQ} + i_b = I'_s e^{\frac{V_{BEQ} + v_{be}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BEQ} + v_{be}}{2V_T}}$$

$$i_b = I'_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \quad (4.25)$$

olur. Bu bağıntı Q noktası civarında Taylor serisine açılırsa,

$$i_b(V_{BEQ} + v_{be}) = \left[I'_s e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right]_{V_{BE} = V_{BEQ}} + \frac{1}{1!} \left[I'_s \frac{1}{V_T} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + I''_s \frac{1}{2V_T} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right]_{V_{BE} = V_{BEQ}} \cdot v_{be}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2!} \left[\frac{I'_s}{V_T^2} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{I''_s}{4V_T^2} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right] \bigg|_{V_{BE}=V_{BEQ}} \cdot v_{be}^2 + \frac{1}{3!} \left[\frac{I'_s}{V_T^3} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{I''_s}{8V_T^3} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right] \bigg|_{V_{BE}=V_{BEQ}} \cdot v_{be}^3 \\
 & + \frac{1}{4!} \left[\frac{I'_s}{V_T^4} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{I''_s}{16V_T^4} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right] \bigg|_{V_{BE}=V_{BEQ}} \cdot v_{be}^4 + \frac{1}{5!} \left[\frac{I'_s}{V_T^5} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{I''_s}{32V_T^5} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right] \bigg|_{V_{BE}=V_{BEQ}} \cdot v_{be}^5 + \dots
 \end{aligned}$$

elde edilir. Diğer taraftan

$$I_{BQ} = I'_s e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} + I''_s e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \quad (4.26)$$

olduğundan baz akımının değişken kısmı için

$$i_b = \alpha_1 v_{be} + \alpha_2 v_{be}^2 + \alpha_3 v_{be}^3 + \alpha_4 v_{be}^4 + \alpha_5 v_{be}^5 + \dots \quad (4.26A)$$

elde edilir. (Bu serinin yakınsaklık koşulu EK:E de verilmiştir).

Bu bağıntıda katsayılar

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= \frac{I'_s}{V_T} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} + \frac{I''_s}{2V_T} e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \\
 \alpha_2 &= \frac{1}{2!} \frac{I'_s}{V_T^2} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} + \frac{I''_s}{4V_T^2} e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \\
 \alpha_3 &= \frac{1}{3!} \frac{I'_s}{V_T^3} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} + \frac{I''_s}{8V_T^3} e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \\
 &\vdots
 \end{aligned} \quad (4.27)$$

tarzında hesaplanır. (4.26) bağıntısında i_b akımı, v_{be} nin fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. Bu bağıntının tersini elde etmek mümkündür. v_{be} gerilimi i_b akımı cinsinden ifade edilirse,

$$v_{be} = \alpha'_1 i_b + \alpha'_2 i_b^2 + \alpha'_3 i_b^3 + \alpha'_4 i_b^4 + \alpha'_5 i_b^5 + \dots \quad (4.28)$$

bulunur ki bu bağıntıda geçen $\alpha'_1, \alpha'_2, \dots$ katsayıları

$$\alpha'_1 = \frac{1}{\alpha_1}$$

$$\alpha'_2 = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left(\frac{1}{\alpha_1} \right)^2$$

$$\alpha'_3 = \left[-\frac{\alpha_3}{\alpha_1} + 2 \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)^2 \right] \left(\frac{1}{\alpha_1} \right)^3$$

$$\alpha'_4 = \left[-\frac{\alpha_4}{\alpha_1} + 5 \left(\frac{\alpha_2 \alpha_3}{\alpha_1^2} \right) - 5 \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)^3 \right] \left(\frac{1}{\alpha_1} \right)^4$$

⋮

(4.29)

olarak bulunabilir.

Bölüm 3 de Şekil-3.8 için yazılan (3.25) bağıntısında yerine (4.28) de bulunan değeri konursa,

$$v_g = i_b R_g + v_{be}$$

$$v_g = i_b R_g + \alpha'_1 i_b + \alpha'_2 i_b^2 + \alpha'_3 i_b^3 + \alpha'_4 i_b^4 + \alpha'_5 i_b^5 + \dots$$

$$v_g = (R_g + \alpha'_1) i_b + \alpha'_2 i_b^2 + \alpha'_3 i_b^3 + \alpha'_4 i_b^4 + \alpha'_5 i_b^5 + \dots \quad (4.30)$$

bulunur. Görüldüğü gibi (4.30) bağıntısı v_g kaynak gerilimini kaynak akımı cinsinden ifade etmektedir. Non-lineer olan bu bağıntının tersi de "non-lineer"dir ve

$$i_b = l_1 v_g + l_2 v_g^2 + l_3 v_g^3 + l_4 v_g^4 + l_5 v_g^5 + \dots \quad (4.31)$$

şeklinde olacaktır. Buradaki katsayılar

$$\begin{aligned} l_1 &= \frac{1}{R_g + \alpha'_1} \\ l_2 &= - \frac{\alpha'_2}{(R_g + \alpha'_1)} \left(\frac{1}{R_g + \alpha'_1} \right)^2 \\ l_3 &= \left[- \frac{\alpha'_3}{R_g + \alpha'_1} + 2 \left(\frac{\alpha'_2}{R_g + \alpha'_1} \right)^2 \right] \left(\frac{1}{R_g + \alpha'_1} \right)^3 \\ &\vdots \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4.32)$$

dır. (4.31) serisi daha önce 3.bölümde bulunan (3.16) kuvvet serisi ile çarpılırsa,

$$i_c = c_1 v_g + c_2 v_g^2 + c_3 v_g^3 + \dots$$

bulunur. Bu bağıntıdaki katsayılar

$$\begin{aligned} c_1 &= l_1 b_1 \\ c_2 &= l_2 b_1 + l_1^2 b_2 \\ c_3 &= l_3 b_1 + 2 l_1 l_2 b_2 + l_1^3 b_3 \\ &\vdots \\ &\vdots \end{aligned}$$

dır. Bu bölümün 2.kısımında yapıldığı gibi, ikinci harmonik distorsiyonunun sıfır olması için

$$c_2 = l_2 b_1 + l_1^2 b_2 = 0$$

olmalıdır. α_1 ve α_2 katsayılarının yerine (4.29) ve (4.32) bağıntılarından yararlanılarak değerleri konursa,

$$c_2 = - \frac{\alpha_2'}{(R_g + \alpha_1')^3} b_1 + \frac{1}{(R_g + \alpha_1')^2} b_2$$

$$\frac{\alpha_2'}{(R_g + \alpha_1')^3} b_1 = \frac{1}{(R_g + \alpha_1')^2} b_2$$

$$\frac{\alpha_2'}{(R_g + \alpha_1')} b_1 = b_2$$

$$\frac{\alpha_2'}{R_g + \alpha_1'} b_1 = b_2$$

$$\alpha_2' \frac{b_1}{b_2} = (R_g + \alpha_1')$$

$$R_{g(opt)} = \alpha_2' \frac{b_1}{b_2} - \alpha_1' \quad (4.33)$$

bulunur. Diğer taraftan (4.33) bağıntısında (4.33) yerine α_2' yerine

$$\alpha_2' = - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \alpha_1'$$

konursa

$$R_{g(opt)} = \alpha_1' \left(- \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{b_1}{b_2} - 1 \right) \quad (4.34)$$

bulunur. (4.27) bağıntılarından yararlanılarak α_2 ve α_1 katsayılarının değerleri (4.34) bağıntısında yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \alpha_1' \left[\frac{\frac{1}{2} \frac{1}{V_T^2} \left(I_s' \frac{V_{BEQ}}{e^{V_T}} + I_s'' \frac{1}{4} \frac{V_{BEQ}}{e^{2V_T}} \right)}{\frac{1}{V_T^2} \left(I_s' \frac{V_{BEQ}}{e^{V_T}} + I_s'' \frac{1}{2} \frac{V_{BEQ}}{e^{2V_T}} \right)^2} \cdot \frac{b_1}{b_2} - 1 \right] \quad (4.35)$$

bulunur. Bu son bağıntıda α_1' katsayısının yerine (4.27) ve (4.29) bağıntılarından yararlanılarak değeri yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{\left(\frac{V_{BEQ}}{I_s' e^{V_T}} + \frac{I_s''}{2} \frac{V_{BEQ}}{e^{2V_T}} \right)} \left[\frac{1}{2} \frac{I_s' \frac{V_{BEQ}}{e^{V_T}} + I_s'' \frac{V_{BEQ}}{e^{2V_T}}}{\left(\frac{V_{BEQ}}{I_s' e^{V_T}} + \frac{I_s''}{2} \frac{V_{BEQ}}{e^{2V_T}} \right)^2} \left(-\frac{b_2}{b_1} \right) - 1 \right] \quad (4.36)$$

bulunur. (4.36) bağıntısında I_s' ve I_s'' yerine sırasıyla I_{so}/β_{Fo} ve $C_2 I_{so}$ konursa ve gerekli kısaltmalar yapılırsa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} I_{so} \left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + C_2 \frac{1}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)} \left[\frac{1}{2} \frac{1}{I_{so}} \frac{\left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{4} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)}{\left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)^2} \left(-\frac{b_2}{b_1} \right) - 1 \right] \quad (4.37)$$

bulunur. Böylece bu son bulunan bağıntı ile orta ve küçük akımlar bölgesinde β_{Fo} kısa devre akım kazancının akımla değişmesinden ileri gelen

mahsur ortadan kaldırılmaktadır. Devre orta ve küçük akımlarda minimum distorsiyonlu olmak üzere tasarlandığında optimum R_g sürücü kaynak direnci bu analitik ifade yardımıyla hesaplanabilir.

(4.37) bağıntısında C_2 Sah-Noyce-Schockley sabiti sıfır yapılacaktır ve b_1/b_2 oranının (4.10) da bulunan değeri yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ} (1+MV_{CEQ}^N) \beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left[\frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{-(N-1)R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N) + 2 \left[1+MV_{CEQ}^N (1+R_C N V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]} \right]^2} - 1 \right\}$$

bağıntısı elde edilirki, bu da bu bölümün 2.kısımında elde edilen bağıntının aynısıdır. Yine b_1/b_2 oranının (4.10) da bulunan değeri (4.37) bağıntısında yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{\frac{V_{BEQ}}{V_T} \frac{I_{so} E}{e}} \left[\frac{1}{\frac{V_{BEQ}}{V_T} \frac{I_{so} E}{e}} \frac{D}{E^2} \frac{(1+A)^2}{(B+C)} - 1 \right] \quad (4.38)$$

bulunur. Bu bağıntıda,

$$A = MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})$$

$$B = -MNV_{CEQ}^{N-1} R_C \left[(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \right] \left[\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^2 \right]$$

$$C = \left[2\beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} (1+MV_{CEQ}^N) \right] \left[1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]$$

$$D = D_1 + C_2 D_2 = \frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{4} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}$$

$$E = E_1 + C_2 E_2 = \frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}$$

$$V_{BEQ} = V_T \ln u^2$$

dır. Bu son elde edilen bağıntıdan da görüleceği gibi optimum R_g direncini hesaplamak için sadece seçilen çalışma noktasına ilişkin I_{CQ} ve V_{CEQ} yü diğer deyişle devrenin dış şartlarına ait iki büyüklüğü vermek yeterlidir. Devrede kullanılan tranzistora ilişkin daha önce gerek ölçü yolu ile gerekse karakteristiklerinden yararlanılarak belirlenmiş ve tranzistor kullanıldığı müddetçe değişmemektedir. Tranzistora ilişkin bu parametreler bilgisayara verildiğinde ve (4.38) bağıntısının programı yazılıp bilgisayara yüklendiğinde ve bu program vasıtasıyla hesap yapılmak istendiğinde, giriş verisi olarak V_{CEQ} ve I_{CQ} yü vermek kafi gelecektir.

(4.11) bağıntısı ile hesap yaparken M139T tranzistoru ve buna ilişkin parametreler kullanılmıştır. Yine aynı tranzistoru kullanarak optimum R_g direncini bu sefer (4.38) bağıntısı yardımıyla hesaplayalım. Yalnız bu bağıntıda C_2 sabiti de olduğundan aynı tranzistora ait C_2 sabitinin de bilinmesi gerekmektedir. C_2 nin bulunmasına ilişkin değişik yöntemler vardır[18], [19]. Bunlardan bir tanesi daha sonra ele alınacaktır. Parametre analizörü ile yapılan ölçmede M139T tranzistoru için $C_2 = 180$ bulunmuştur. O halde (4.38) bağıntısı kullanılarak, Tablo-4.2 de verilen çeşitli çalışma noktalarına ilişkin optimum R_g değerleri hesaplanırsa, aşağıdaki gibi bulunur (Tablo-4.3).

Tablo-4.3 (4.38) analitik bağıntısı kullanılarak elde edilen teorik sonuçlar

V_{CEQ}	I_{CQ}	I_{BQ}	$R_{g(opt)}$ (Hesap sonucu)
12.5 V	1 mA	4.42 μA	60.14 K Ω
	1.5 mA	6.64 μA	41.38 K Ω
	2.5 mA	11.06 μA	23.08 K Ω
	6 mA	26.55 μA	9.87 K Ω
	11 mA	48.68 μA	5.93 K Ω

4.8. Karşılaştırma ve Sonuç

Tablo-4.2 ile Tablo-4.3 karşılaştırıldığında (4.11) analitik ifadesi için yukarıda sözü edilen yetersizliğinin daha sonra elde edilen (4.38) analitik ifadesi ile belli bir ölçüde giderilmiş olduğu görülür. Örneğin $V_{CE} = 12.5$ V, $I_{CQ} = 1$ mA olan bir çalışma noktasında (4.11) bağıntısı ile yapılan hesap sonucu elde edilen optimum R_g direncinin değeri 53.63 K Ω (Tablo-4.2) olmasına karşılık, (4.38) bağıntısı ile yapılan hesabın sonucu 60.14 K Ω (Tablo-4.3) bulunmaktadır. Aynı çalışma noktası için nümerik analiz sonucunun ise 92.5 K Ω (Tablo-4.1) olduğu gözönüne alınırsa, en son elde edilen (4.38) analitik ifadesinin sonuçlarının nümerik analiz sonuçlarına daha yakın olduğu kolayca görülmektedir. Fakat aradaki fark yine de oldukça büyüktür. O halde bu bağıntıda da bir yetersizliğin ya da gözönüne alınmayan bir olayın olduğu söylenebilir.

BÖLÜM 5. KISA DEVRE AKIM KAZANCININ (β_F) BELİRLENMESİ

Bu bölümde, kısa devre akım kazancının tanımından hareketle bölgelere göre değişimi ve bu değişimi ifade eden bağıntılara yer verilecektir. Yukarıdaki bölümde β_F in kolektör akımına göre değişimini analitik bağıntı içine sokmamıza rağmen elde edilen sonuçların nümerik analiz yöntemi ile elde edilen sonuçlara yeteri kadar yaklaşmamaktadır. Bunun nedenini bulabilmek için bölüm (4.5) de ele alınan $\beta_F = f(I_C)$ değişimini tekrar ele alalım.

5.1. Kısa Devre Akım Kazancı β_F e Etkiyen Faktörler

Bölüm 3 de kısa devre akım kazancı olarak orta bölge dediğimiz orta akımlar bölgesine uygun bir bağıntı kullanılmıştır. Bu bağıntı kolektör ile baz akımlarının oranlanmasından elde edilmişti. Elde edilen β_F kısa devre akım kazancı EMI modelindeki ile aynı olmaktadır. Bu modelde $V_{CB} = 0$ şartı altında her iki akım,

$$I_C = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N \right) \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \quad (5.1)$$

$$I_B = \frac{I_s \left(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N \right) \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right)}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CE}^N)} \quad (5.2)$$

bağıntıları ile bellidir. Tanım gereği (5.1) ve (5.2) bağıntıları oranlanarak

$$\beta_F^{-1} \triangleq \frac{I_B}{I_C} = \beta_{Fo}^{-1} (1 + M V_{CE}^N)^{-1}$$

bulunmuştu. Bu bağıntı Q çalışma noktası civarında Taylor serisine açılarak (3.16) bağıntısı elde edilmişti. O halde bölüm 4.5 deki açıklamalara göre (3.16) bağıntısının orta akımlar bölgesi diğer deyişle (II) bölgesi için doğru olacağı apaçıktır. Burada I_{so} , β_{Fo} , M ve N parametreleri ölçü yolu ve karakteristiklerden yararlanarak bulunabileceği önceki bölümde belirtilmişti [8], [12].

5.1.1. Orta ve Küçük Akımlar Bölgesinde I_B Baz Akımının Değişimi

Küçük kolektör akımlarında β_F deki düşme I_B akımının şimdiye kadar gözönüne alınmayan diğer bileşenlerinden dolayı olmaktadır. $V_{BC} = 0$ olmak üzere normal olarak aktif bölgede çalışıldığı düşünülürse, I_B akımının şu ana kadar gözönüne alınmayan üç bileşeni daha vardır. Bunlar,

- 1) Yüzeydeki taşıyıcıların tekrar birleşmelerinden,
- 2) Emetör-Baz jonksiyonunda fakirleşmiş bölge tabakası (E-B.f.b.t.) içinde bulunan taşıyıcıların yeniden birleşmelerinden,
- 3) Emetör-Baz jonksiyonunda yüzey kanallarının oluşmasından ileri gelen bileşenlerdir. Bu üç bileşenin V_{BE} baz-emetör gerilimi ile değişimleri birbirine benzerdir :

$$I_{B(\text{yüzey})} = I_{s(\text{yüzey})} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T} - 1}$$

$$I_{B(E-B.f.b.t.)} = I_{s(E-B.f.b.t.)} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T} - 1} \quad (5.3)$$

$$I_{B(\text{kanal})} = I_{s(\text{kanal})} e^{\frac{V_{BE}}{4V_T} - 1}$$

Bu üç bileşen (5.2) ile ifade edilen baz akımına ilave edilebilir. Tabii burada kolaylaştırıcı yönde bir adım atmak lazımdır. Bu üç bileşen tek bir toplam bileşen haline getirilebilir:

$$I_{B\text{toplam}} \stackrel{\Delta}{=} I_{B(\text{yüzey})} + I_{B(E-B.f.b.t.)} + I_{B(\text{kanal})}$$

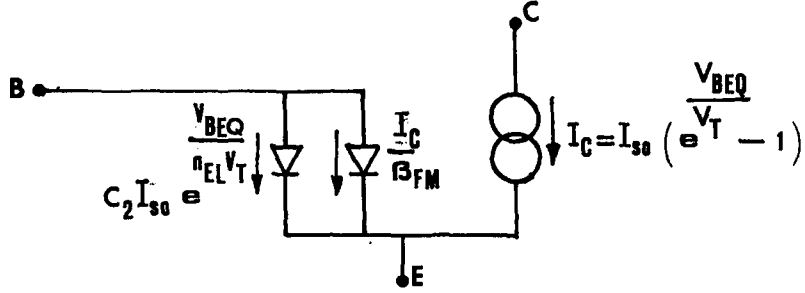
$$= I_{s(\text{toplam})} \left(e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} - 1 \right) \quad (5.4)$$

Buradaki n_{EL} parametresine ileri yönde küçük akım emisyon katsayısı denilir ve 1 ila 4 arasında bir değere sahiptir.

Genel olarak (5.4) bağıntısına uygunluğu sağlamak üzere n_{EL} makul bir doğrulukta elde edilebilir. Kanal ve yüzeydeki yeniden birleşmeler dikkatli bir işlem (process) ile küçük mertebelere indirilebildiğinden baskın bileşen normal olarak emetör-baz fakirleşmiş bölgedeki yeniden birleşmelerden ibaret olmakta ve değeri de normal olarak 2 ye yakınlaşmaktadır. Bundan dolayı n_{EL} katsayısının değeri tipik olarak 2 alınacaktır [19]. $V_{CB} = 0$ şartı altında baz akımı

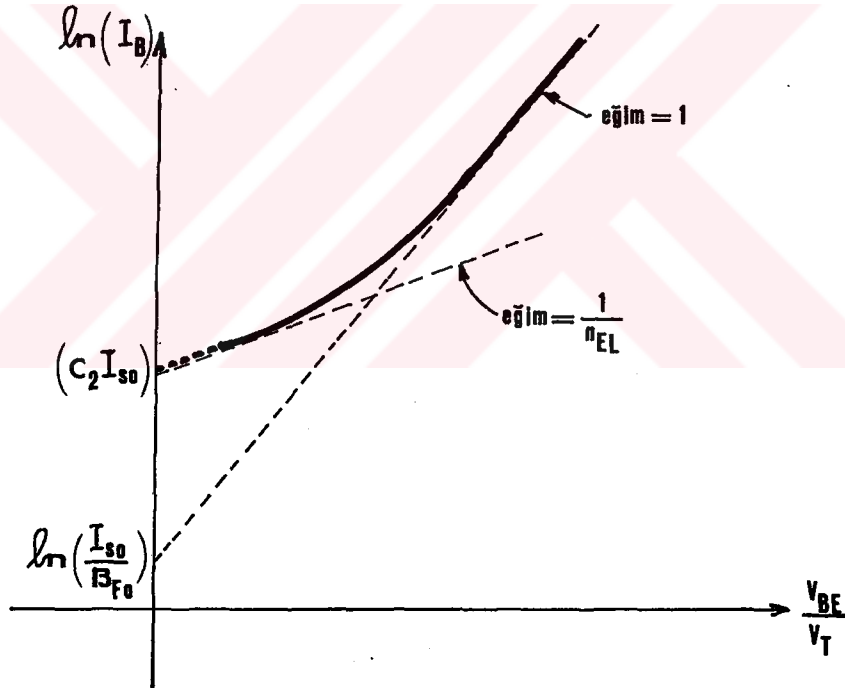
$$I_B = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} \frac{V_{CE}^N}{V_{CE}} \right)}{\beta_{Fo} (1 + M \frac{V_{CE}^N}{V_{CE}})} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) + C_2 I_{so} \left(e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} - 1 \right) \quad (5.5)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada (5.4) bağıntısındaki I_s toplam bileşeni yerine $C_2 I_{so}$ terimi gelmiştir. Başka deyişle $I_{s(\text{toplam})}$ bileşeni I_{so} doyma akımına kolayca normalize edilebilir. (5.5) bağıntısıyla birlikte n_{EL} parametresi de gelmektedir. C_2 ve n_{EL} parametrelerinin de EMI modeline (lineer olmayan hybrid II tipi) katılmasıyla elde edilen şekil aşağıdaki gibi gösterilebilir (Şekil-5.1).



Şekil-5.1 C_2 ve n_{EL} parametrelerinin ilavesi ile elde edilen EM3 modeli

$V_{BC} = 0$ şartı altında baz akımının V_{BE}/V_T ile değişimi Şekil-5.2 de gösterilmiştir.



Şekil-5.3 I_B nin $\frac{V_{BE}}{V_T}$ ye bağlı olarak değişimi

Şekil-5.3 de I_B baz akımının iki bileşeni görülmektedir. İdeal bileşenin eğimi 1, ideal olmayan bileşenin eğimi ise $1/n_{EL}$ dir. Bu bileşenlerin doğrultularının düşey eksenı kestiği noktalarda $C_2 I_{so}$ ve I_{so}/β_{F0} değerleri elde edilebilir.

I_B baz akımının C_2 ve n_{EL} parametrelerine bağlı değişimi (4.38) bağıntısında katılmış bulunmaktadır. Ancak bu durumda I_C kolektör ile

I_B baz akımı arasındaki bağıntısının (β_F) nasıl olduğunu belirlemek gerekmektedir.

5.2. Kolektör Akımı ile Baz Akımı Arasındaki Bağntı

Kolektör akımı ile baz akımı arasındaki bağıntıyı bulmak amacıyla (5.5) bağıntısını yeniden ele alalım:

$$I_B = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} \frac{V_{CE}^N}{V_{CE}}\right) \cdot \frac{V_{BE}}{V_T} (e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1) + C_2 I_{so} \left(e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} - 1\right)}{\beta_{Fo} (1 + M \frac{V_{CE}^N}{V_{CE}})}$$

Diğer taraftan I_C akımını veren (5.1) ifadesini yazalım:

$$I_C = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} \frac{V_{CE}^N}{V_{CE}}\right) (e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1)$$

I_B nin I_C ye oranlanması ile I ve II bölgelerine ilişkin kısa devre akım kazancı β_F bulunabilir. O halde,

$$\beta_{Fda}^{-1} \frac{I_B}{I_C} = \frac{\frac{I_s}{\beta_F} \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1\right) + C_2 I_s \left(e^{\frac{V_{BE}}{n_{EL} \cdot V_T}} - 1\right)}{I_s \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1\right)}$$

$$= \frac{1}{\beta_F} + \left[C_2 I_s \left(1 - \frac{1}{n_{EL}}\right) \right] \left(\frac{1}{n_{EL}} - 1\right) \frac{1}{I_C} \quad (5.6)$$

bulunur. (5.6) bağıntısında $n=2$ alınacak olursa

$$= \frac{1}{\beta_F} + \frac{C_2 I_s^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{I_C}}$$

bulunur. O halde I_B ile I_C arasında

$$I_B = \frac{I_C^{\frac{3}{2}} + \beta_F C_2 I_s^{\frac{1}{2}} I_C}{\beta_F I_C^{\frac{1}{2}}} \quad (5.7)$$

bağıntısı vardır.

Q çalışma noktasında I_B baz akımı i_b kadar değiştiğinde I_C de i_c kadar değişecektir. Başka deyişle $I_B + i_b = i_B$, $I_C + i_c = i_C$ olacaktır. O halde (5.7) ifadesini

$$i_B = \frac{i_C^{\frac{3}{2}} + \beta_F (i_C) \cdot C_2 I_s^{\frac{1}{2}} (i_C) \cdot i_C}{\beta_F (i_C) \cdot i_C^{\frac{1}{2}}}$$

tarzında yazarak, Q çalışma noktası civarında Taylor serisine açılacak olursa,

$$i_B = \frac{i_C^{\frac{3}{2}} + \beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) C_2 I_{so}^{\frac{1}{2}} (1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N) i_C^{\frac{1}{2}}}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) i_C} \quad \Bigg|_{i_C = I_{CQ}}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{1!} \frac{\beta_{Fo}(1+MV_{CEQ}^N)i_c + \beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} i_c^2}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^2 i_c} \Big|_{i_c = I_{CQ}} \cdot i_c \\
 & + \frac{1}{1!} \frac{C_2 \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^2 \left[\frac{1}{I_{so}^2} \frac{M}{4} (-R_C) V_{CEQ}^{N-1} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}} i_c^{\frac{3}{2}} + \frac{1}{2} \frac{1}{I_{so}^2} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}} i_c^{\frac{1}{2}} \right]}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^2 i_c} \Big|_{i_c = I_{CQ}} \cdot i_c \\
 & + \frac{1}{2!} \frac{\beta_{Fo}^3 (1+MV_{CEQ}^N) i_c MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -R_C V_{CEQ}^{-1} i_c^{(N-1)} (1+MV_{CEQ}^N)^2 + \left[1+MV_{CEQ}^N (1+R_C V_{CEQ}^{-1} i_c) \right] \right\}}{\beta_{Fo}^4 (1+MV_{CEQ}^N)^4 i_c^2} \Big|_{i_c = I_{CQ}} \cdot i_c^2 \\
 & - \frac{1}{2!} \frac{C_2 \beta_{Fo}^4 (1+MV_{CEQ}^N) i_c^{\frac{1}{2}} I_{so}^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{4} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} i_c \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}} \right\}}{\beta_{Fo}^4 (1+MV_{CEQ}^N)^4 i_c^2} \Big|_{i_c = I_{CQ}} \\
 & \left(\frac{\left[-(N-1) V_{CEQ}^{-1} R_C i_c + \frac{1}{4} NMV_{CEQ}^{N-1} i_c R_C \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-1} + \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}} \right] + \frac{1}{4} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}}}{1} \right) \Big|_{i_c = I_{CQ}} \cdot i_c^2 \\
 & + \frac{1}{3} \dots
 \end{aligned}$$

bulunur. Genel olarak

$$I_{BQ} + i_b = I_{CQ} + k_{11} i_c + k_{22} i_c^2 + k_{33} i_c^3 + \dots \quad (5.7A)$$

yazılabilir. Doğru ve değişken bileşenler ayrılacak olursa,

$$I_{BQ} = \frac{\frac{3}{2} I_{CQ} + C_2 \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) I_{so}^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}} I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) I_{CQ}^{\frac{1}{2}}} \quad (5.8)$$

bulunur. Buradan doğru akım kısa devre kazancı $\beta_{Fd.a.}$ bulunabilir.

$$\beta_{Fd.a.} \frac{\Delta}{I_B} \frac{I_C}{I_B} = \frac{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) \sqrt{I_C}}{\sqrt{I_C + C_2} \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) \sqrt{I_{so}} \sqrt{1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N}} \quad (5.9)$$

(5.9) bağıntısında $C_2 = 0$ yapılacak olursa,

$$\beta_{Fd.a.} = \frac{I_C}{I_B} = \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) = \beta_F$$

bulunur ki bu da (3.7) bağıntısının aynısıdır. Diğer taraftan değişken bileşenleri alacak olursak,

$$i_b = k_{11} i_c + k_{22} i_c^2 + k_{33} i_c^3 + \dots \quad (5.10)$$

tarzında yazılabilir. i_b nin i_c ye göre değişimi nonlinear olduğundan bunun tersi de yani i_c nin i_b ye göre değişimi de nonlinear olur. O halde (5.10) serisinin tersi

$$i_c = b_{11} i_b + b_{22} i_b^2 + b_{33} i_b^3 + \dots \quad (5.11)$$

tarzında olacaktır. Burada,

$$b_{11} = \frac{1}{k_{11}}$$

$$b_{22} = - \frac{k_{22}}{k_{11}^2} \frac{1}{k_{11}}$$

$$b_{33} = \left(2 \frac{k_{22}^2}{k_{11}^2} - \frac{k_{23}}{k_{11}} \right) \frac{1}{k_{11}^3}$$

.

dır. Optimum R_g direncini veren (4.38) bağıntısında kolektör akımı ile baz akımı arasındaki bağıntıya ilişkin terim $b_1/b_2 = (1+A)^2/(B+C)$ dır. Aynı terim bu sefer (5.11) serisinin katsayıları cinsinden

$$\frac{b_{11}}{b_{22}} = \frac{k_{11}^2}{k_{22}} = \frac{2 \left[(1+A) \cdot I_{CQ} + C_2 \cdot A_3 \right]^2}{B_9 \cdot I_{CQ}^2 + C_2 \cdot B_{10}} \quad (5.12)$$

olarak elde edilir. Burada

$$A = M V_{CE}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})$$

$$A_1 = \beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N)^2 I_{so}^{-\frac{1}{2}} I_{CQ}^{-\frac{1}{2}}$$

$$A_2 = \left[-\frac{1}{4} M R_C V_{CEQ}^{N-1} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^{-\frac{1}{2}} I_{CQ} + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$A_3 = A_1 \cdot A_2$$

$$B = \beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) M N R_C V_{CEQ}^{N-1}$$

$$B_1 = -R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}^{(N-1)} (1 + M V_{CEQ}^N)$$

$$B_2 = 2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + R_C V_{CEQ}^{-1} N I_{CQ}) \right]$$

$$B_9 = B \cdot (B_1 + B_2)$$

$$B_3 = \beta_{Fo}^2 (1 + M V_{CEQ}^N)^4 I_{CQ}^{-\frac{1}{2}} I_{so}^{-\frac{1}{2}}$$

$$B_6 = \frac{1}{4} M N R_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$B7 = -(N-1)V_{CEQ}^{-1} R_C I_{CQ} + \frac{1}{4} NMV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} R_C \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-1} + \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$B8 = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$B5 = B6 \cdot B7$$

$$B10 = B3 \cdot (B5 + B8)$$

dır. (5.12) bağıntısında $C_2 = 0$ yapılacak olursa,

$$\frac{b_{11}}{b_{12}} = \frac{k_{11}^2}{k_{22}} = \frac{(1+A)^2 \cdot I_{CQ}^2}{B9 \cdot I_{CQ}^2} = \frac{(1+A)^2}{B9}$$

A ve B9 un yerine yukarıdaki eşdeğerleri yerine konursa,

$$\frac{b_{11}}{b_{12}} = \frac{\left[1 + MV_{CEQ}^N (1 + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})\right]^2}{\beta_{Fo} (1 + MV_{CEQ}^N) MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}^{(N-1)} (1 + MV_{CEQ}^N)^{-2} \left[1 + MV_{CEQ}^N (1 + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})\right] \right\}}$$

elde edilir ki, bu da (4.10) bağıntısının aynıdır. Başka deyişle,

$$\frac{b_{11}}{b_{22}} = \frac{b_1}{b_2}$$

olmaktadır. R_g direncinin optimum değerini veren (4.37) bağıntısında, b_1/b_2 yerine (5.12) deki b_{11}/b_{22} bağıntısı konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{\frac{V_{BEQ}}{V_T} I_{so} (E1 + C_2 \cdot E2)} \left\{ \frac{1}{\frac{V_{BEQ}}{V_T} I_{so} e} \frac{D1 + C_2 \cdot D2}{(E1 + C_2 \cdot E2)^2} \frac{\left[(1+A) I_{CQ} + C_2 \cdot A3\right]^2}{B9 \cdot I_{CQ}^2 - C_2 \cdot B10} - 1 \right\}$$

elde edilir. Bu bağıntıda $C_2 = 0$ yapılırsa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{\frac{V_{BEQ}}{e^{\frac{V_T}{I_{so} E1}}}} \left[\frac{1}{\frac{V_{BEQ}}{I_{so} e^{\frac{V_T}{I_{so} E1}}}} \frac{D1}{E1} \frac{(1+A)^2}{B9} - 1 \right]$$

bulunur. $E1$, $D1$, A ve $B9$ yerine eşitleri konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + MV_{CEQ}^N (1 + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{(1 + MV_{CEQ}^N) \beta_{Fo} MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \left\{ -(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1 + MV_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + MV_{CEQ}^N (1 + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right\}} - 1 \right\}$$

bulunur ki bu da bölüm 4.2 de bulunan (4.11) bağıntısının aynısını vermektedir. (5.13) bağıntısına ilişkin bilgisayar programı EK:C de verilmiştir.

5.3. Sonuç

Sonuç olarak şunu söyleyebiliriz: Yukarıdaki bölümde belirtilen bileşenlerin I_B baz akımına ilave olarak gelmesi, baz akımını arttırmakta buna karşılık kısa devre akım kazancı β_F in azalmasına sebep olmaktadır. β_F deki bu azalma R_g optimum direncinin hesaplanmasında da gözönüne alınması gerekmektedir. Bu da, ilave iki model parametresi olan C_2 ve n_{EL} terimlerinin (4.33) bağıntısına sokulmasıyla sağlanmıştır. Böylece devre tasarlanırken, Q çalışma noktası orta ve küçük akımlar bölgesinde kalmak şartıyla nerede seçilirse seçilsin, bu noktaya ilişkin R_g sürücü kaynak direnci, ikinci harmonik distorsiyonu minimum olacak şekilde hesaplanabilir. Hernekadar çıkarılan bağıntılar uzun gibi görünüyorsa da, bilgisayarla hesaplamağa elverişlidir. Program bir kere hazırlandıktan sonra geriye sadece iki dış büyüklük olan V_{CEQ} ve I_{CQ} nun verilmesi yeterlidir. Kaldı ki gerek (4.11) gerekse (5.13) bağıntılarının yeterince kısaltılabileceği daha sonra gösterilecektir.

(5.13) bağıntısı kullanılarak Tablo-4.2 deki çalışma noktalarına ilişkin $R_{g(opt)}$ değerleri aşağıdaki gibi bulunur (Tablo-4.4).

Tablo-4.4 (5.13) analitik bağıntısı kullanılarak elde edilen teorik değerler

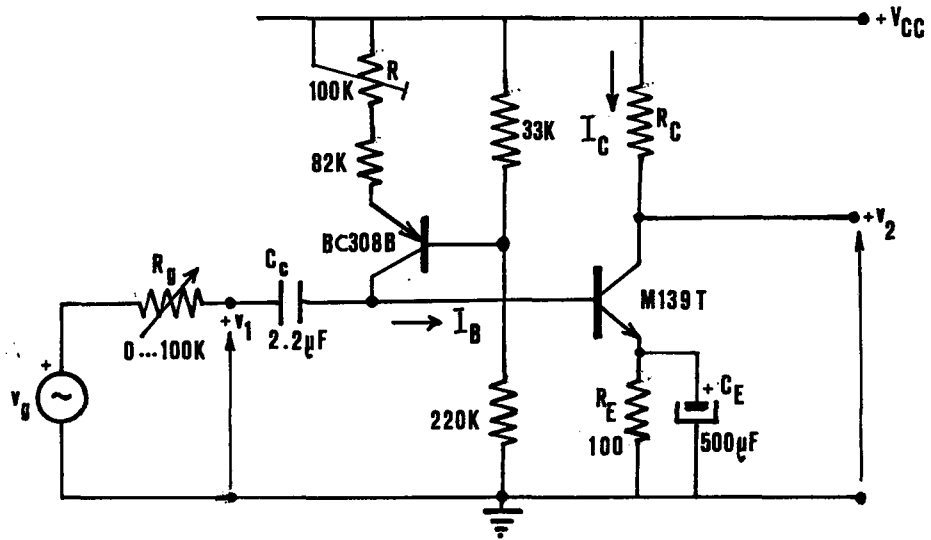
V_{CEQ}	I_{CQ}	I_{BQ}	$R_{g(opt)}$ (Hesap sonucu)
12.5 V	1 mA	5.17 μA	92.38 K Ω
	1.5 mA	7.79 μA	58.68 K Ω
	2.5 mA	12.01 μA	29.09 K Ω
	6 mA	28.31 μA	11.43 K Ω
	11 mA	52.50 μA	6.69 K Ω

Tablo-4.4 de bulunan $R_{g(opt)}$ değerleri, nümerik analiz yöntemiyle (buna kuru laboratuvar yöntemi de denilebilir) elde edilen Tablo-4.1 deki sonuçlarla karşılaştıracak olursa, değerlerin birbirlerine oldukça yakın olduğu görülür. Ayrıca bu son bağıntı ile bulunan baz akımlarının -kolektör akımları aynı olduğu halde- değiştiği diğer deyişle kolektör akımının küçük değerlerinde, baz akımının yukarıda söylenen sebeplerden dolayı arttığı, dolayısıyla β_F deki düşme olayı açık olarak görülmektedir.

BÖLÜM 6. DENEYSEL GERÇEKLEME

Bu bölümde, bundan önce elde edilen teorik sonuçların gerçeğe uygunluklarının saptanması amacıyla deney yapılmıştır. Şimdiye kadar nümerik analiz yöntemiyle $R_{g(opt)}$ direnç değerleri bulunmuş, daha sonra da doğru akım transfer fonksiyonunun çalışma noktası civarında Taylor serisine açılımı yapılarak analitik bir ifade bulunmuştur. Nümerik analizle elde edilen sonuçlar (bilgisayar sonuçları), analitik ifade ile hesaplanan sonuçlarla karşılaştırılarak bu sonuçlar arasında farklılıklar olup olmadığı araştırılmıştır. Bu farklılıklara neden olan fiziksel olaylar üzerinde durularak, bunları temsil eden C_2 ve n_{EL} parametreleri analitik ifade içine alınmıştır.

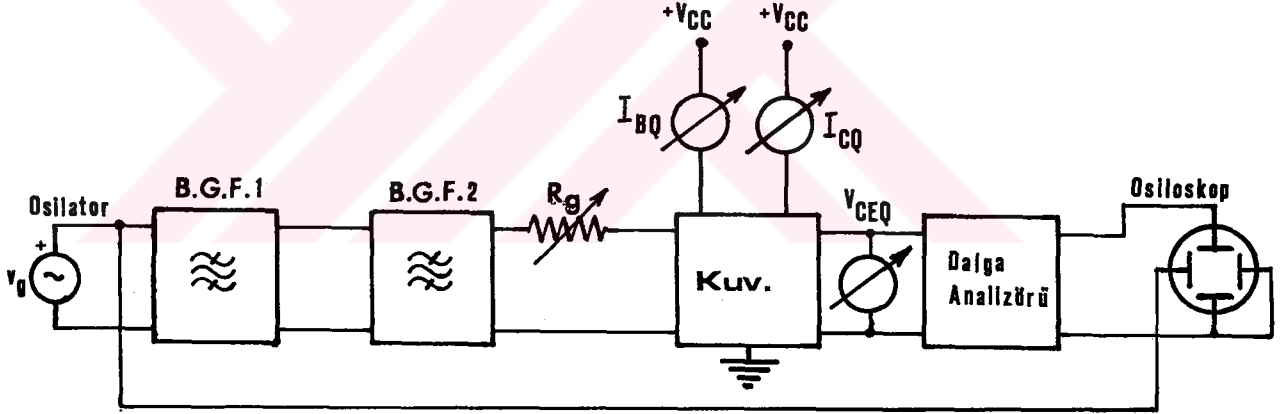
Buraya kadar elde edilen sonuçların gerçeğe uygunluk derecesini saptamak amacı ile Şekil-6.1'deki devre tasarlanmıştır. Transistör olarak örneğin M139T kullanılmıştır. Devredeki baz bölücülerin kaynak iç direnci yanında etkisiz sayılabilmesi için oldukça büyük olmaları gerekmektedir. Bunu sağlamak için baz bölücü dirençleri yerine çok daha büyük bir içdirenç sahip bir akım kaynağı konularak I_{BQ} baz akımı bu akım kaynağı üzerinden akıtılmıştır.



Şekil-6.1 M139T tranzistoru ile tasarlanan kuvvetlendirici devresi

R ayarlı direnci yardımıyla istenilen I_{BQ} dolayısıyla I_{CQ} akımının akması sağlanır. R_C nın değeri değiştirilerek, akan kolektör akımına ilişkin istenen V_{CEQ} geriliminin elde edilmesi sağlanır.

Harmonik distorsiyonu, çıkıştan elde edilen v_2 geriliminin genliği ile orantılı olduğundan, distorsiyonun arttığını ya da azaldığını izleyebilmek için, deney boyunca çıkış genliği de sabit tutulmuştur. Bu şartı sağlarken tranzistorun doymaya girmemesi diğer deyişle tranzistorun daima lineer bölgede çalışması gözetilmiştir. Şekil-6.1 deki C_c kuplaj kapasitesinin ve C_E dekuplaj kapasitesinin değeri çalışılan frekansta kısa devre sayılabilecek kadar büyük alınmıştır. Distorsiyonun miktarı frekansa bağlı olmadığından istenilen frekansta çalışılabilir. Burada frekans 1 kHz olarak seçilmiş ve deney boyunca sabit tutulmuştur. Ölçü düzeninin blok şeması Şekil-6.2 de gösterilmiştir.



Şekil-6.2 Gerçekleştirilen deney düzeni

Düşük distorsiyonlu bir işaret kaynağı kullanıldığından verdiği işaret pratik olarak distorsiyonsuz kabul edilebilir. Ancak kuvvetlendiricinin girişine uygulanan işaretin tamamen distorsiyonsuz olmasını sağlamak için ardarda iki tane band geçiren filtre bağlanmıştır. Ayrıca kolektör, baz akımları ve kolektör-emetör gerilimini ölçmek için gerekli ölçü aletleri de ilave edilmiştir.

6.1. Deneysel Sonuç ve Karşılaştırma

Şekil-6.2 deki deney düzeni kurularak deney yapılmış ve değişik kolektör akımlarında elde edilen ölçü sonuçlarından yararlanılarak ikinci harmonik distorsiyonunun R_g sürücü kaynak direnci ile değişim eğrileri EK:A da verilmiştir.

Bu $|d_2| = f(R_g)$ eğrileri incelendiğinde d_2 distorsiyonunun sıfır olduğu $R_{g(opt)}$ dirençleri Tablo-4.5 deki gibi elde edilir.

Tablo-4.5 Elde edilen deney sonuçları

V_{CQ}	I_{CQ}	I_{BQ}	$R_{g(opt)}$ (Deney Sonucu)
12,5 V	1 mA	5.2 μ A	94.6 K Ω
	1.5 mA	7.81 μ A	53.5 K Ω
	2.5 mA	11.9 μ A	32.6 K Ω
	6 mA	28.01 μ A	8.5 K Ω
	11 mA	52.7 μ A	3.8 K Ω

Tablo-4.5 de elde edilen deney sonuçları ile, (5.13) bağıntısıyla elde edilen hesap sonuçları (Tablo-4.4) arasında -bir tanesi dışındatam uygunluk sağlanmaktadır. Kolektör akımları 1 mA den 6 mA kadar olan çalışma noktalarında teorik değerlerle pratik değerler birbirleriyle uyushmaktadır. Ancak 11 mA'e ilişkin çalışma noktasında R_g direncinin değeri teorik olarak 6.5 K Ω bulunduğu halde, deney sonucunda aynı çalışma noktasında ise 3.8 K Ω elde edilmektedir. Bu iki değer arasındaki fark oldukça büyüktür. Daha önce küçük kolektör akımlarında karşılaşılan olayın benzeri bu defa büyük kolektör akımlarında söz konusu olmaktadır. Bölüm 4 de belirtildiği gibi kolektör akımının büyük değerlerinde (III.bölge) kısa devre akım kazancı β_F in değeri hızla düşmektedir. O halde analitik bağıntıya bu olayın da katılması gerekmektedir.

BÖLÜM 7. KISA DEVRE AKIM KAZANCI β_F İN ORTA VE BÜYÜK AKIMLARDA BELİRLENMESİ

Bu bölümde β_F in değerindeki düşmenin hangi sebepten dolayı olduğu izah edildikten sonra bu olayı da içine alan analitik bağıntı çıkarılacaktır. Bölüm 4 de değinildiği gibi β_F kısa devre akım kazancı kolektör akımının büyük değerlerinde hızla düşmektedir. O halde β_F deki düşmeyi modelleyen ya da karakterize eden bir parametrenin optimum R_g direncini veren analitik bağıntısının kapsamına alınması gerekmektedir.

7.1. Orta ve Büyük Akımlar Bölgesi

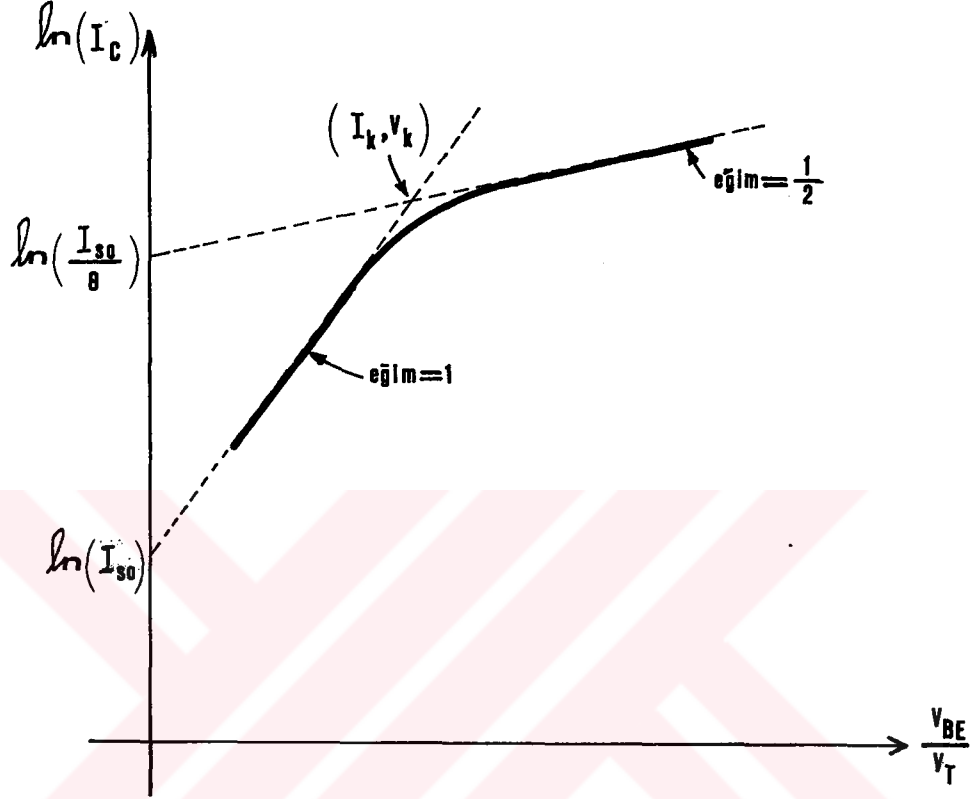
Yüksek enjeksiyon seviyelerinde baz bölgesindeki azınlık taşıyıcıları, çoğunluk taşıyıcılarının miktarı yanında önemli miktara ulaşmaktadır. Baz bölgesindeki fakirleşmiş bölge durumunu koruduğundan, toplam çoğunluk taşıyıcılarının miktarı, toplam azınlık taşıyıcılarının artma miktarı ile aynı oranda artmaktadır. Kolektör akımındaki çoğunluk taşıyıcılarının fazlalaşmasından dolayı ortaya çıkan etki Webster [17] tarafından hesaplanmıştır. Webster, kolektör akımının büyük değerlerinde,

$$I_C(\text{büyük değer}) \sim e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \quad (7.1)$$

değerine asimtot olduğunu göstermiştir. Bu ifade I_C akımını veren (5.1) bağıntısı ile birleştirilirse

$$I_C = \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} \frac{V_{CEQ}^N}{V_T}\right)}{1 + e^{\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}} \left(e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} - 1\right) \quad (7.2)$$

elde edilir. Burada θ büyüklüğü EM3 model parametresidir. $V_{BC} = 0$ şartı altında kollektör akımının V_{BE}/V_T ile değişimi Şekil-7.1 de gösterilmiştir.



Şekil-7.1 Kolektör akımının V_{BE}/V_T ile değişimi

Şekil-7.1 de görüldüğü gibi I_C kolektör akımının V_{BE}/V_T ile değişimi eğimi 1 olan bir doğruya asimtot olmakta ve (I_k, V_k) noktasından itibaren diğer deyişle büyük akımlarda asimtotun eğimi 1/2 olmaktadır. (7.2) bağıntısını tekrar ele alalım.

$$I_C = \frac{I'_s}{1 + \theta e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}}} (e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1)$$

Burada $I'_s = I_{s0}(1 + \theta V_{CE}^N)$ dir. Bu ifade şöyle de yazılabilir:

$$I_C = \frac{1}{\frac{\frac{1}{\frac{V_{BE}}{V_T}} + \frac{\theta e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}}}{\frac{V_{BE}}{V_T}}}{I'_s(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1)}} \quad (7.3)$$

Diğer taraftan I_C/I_B oranı teşkil edilirse,

$$\begin{aligned} \frac{I_C}{I_B} &= \frac{\frac{1}{\frac{V_{BE}}{V_T}} \left[1 + \theta e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right]}{I'_s(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1)} = \frac{1}{\frac{I'_s}{\beta_F} \frac{V_{BE}}{V_T} (e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1)} \cdot \frac{1}{\frac{V_{BE}}{V_T} \left[1 + \theta e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}} \right]} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{\beta_F} + \frac{\theta e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}}}{\beta_F \theta} \frac{\theta I'_s}{I'_s}} = \frac{1}{\beta_F} + \frac{\theta^2 I_C}{I'_s \beta_F} \end{aligned} \quad (7.4)$$

bulunur. Burada $\beta_F = \beta_{F0}(1 + M V_{CE}^N)$ dir. Bu ifadenin tersi alınır

$$\frac{1}{\beta_F \theta} \triangleq \frac{I_B}{I_C} = \frac{1}{\beta_F} + \frac{\theta^2 I_C}{I'_s \beta_F} \quad (7.5)$$

bulunur. Eğer sadece III.bölgeye ilişkin kolektör akımı baz akımına oranlanırsa,

$$\frac{1}{\beta_F \theta} = \frac{I_B}{I_C} = \frac{\frac{I'_s}{\beta_F} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}}{\frac{I'_s}{\theta} \frac{V_{BE}}{2V_T} e^{\frac{V_{BE}}{2V_T}}} = \frac{\theta^2 I_C}{\beta_F I'_s} \quad (7.6)$$

bulunur ki bu da sadece III.bölgeye ilişkin akım kazancını verir ve bu ifade,

$$\bar{\beta}_F^{-1} \triangleq \frac{I_B}{I_C} = \frac{1}{\beta_F}$$

ile birleştirilirse yine (7.5) ifadesi elde edilir.

β_F ve I'_s büyüklükleri açık olarak yazılıp (7.5) de yerine konursa,

$$\bar{\beta}_F^{-1} = \frac{I_B}{I_C} = \frac{1}{\beta_{Fo}(1+MV_{CE}^N)} + \frac{\theta^2 I_C}{\beta_{Fo}(1+MV_{CE}^N) I_{so}(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N)} \quad (7.7)$$

elde edilir. (7.5) ifadesinde I_B baz akımı yalnız bırakılıp ortak paydaya alınırsa,

$$I_B = \frac{I_C}{\beta_F} + \frac{\theta^2 I_C^2}{\beta_F I'_s} = \frac{I'_s I_C + \theta^2 I_C^2}{\beta_F I'_s} \quad (7.8)$$

bulunur. Burada

$$I'_s = I_{so}(1 + \frac{M}{2} V_{CE}^N)$$

$$\beta_F = \beta_{Fo}(1+MV_{CE}^N)$$

dır. Diğer taraftan gerek I'_s gerekse β_F , V_{CE} geriliminin fonksiyonu dolayısıyla I_C nin fonksiyonu olduklarından

$$\begin{aligned} I'_s(i_C) &= I_{so} \left[1 + \frac{M}{2} (V_{CC} - i_C R_C)^N \right] \\ \beta_F(i_C) &= \beta_{Fo} \left[1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N \right] \end{aligned} \quad (7.9)$$

yazılabilir. (7.8) ifadesinde V_{CE} gerilimi, I_C cinsinden (7.9) da gösterildiği gibi ifade edilebildiğine göre I_B sadece I_C nin fonksiyonudur. Başka deyişle,

$$I_B = f(I_C)$$

dır. Q çalışma noktası civarında I_B akımı i_b kadar değiştirilirse, I_C kolektör akımı da i_c kadar değişecektir.

$$I_{CQ} + i_c = i_c$$

$$I_{BQ} + i_b = i_b$$

olmak üzere (7.8) ifadesi

$$i_b = \frac{I_s(i_c) \cdot i_c + \theta^2 \cdot i_c^2}{\beta_F(i_c) \cdot I_s'(i_c)} \quad (7.10)$$

biçiminde yazılabilir. Bu ifade Q çalışma noktası civarında Taylor serisine açılırsa,

$$\begin{aligned} i_b(I_{CQ} + i_c) &= \frac{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right) + \theta^2 I_{CQ}}{\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)} \\ &+ \frac{1}{1!} \frac{I_{so}^2 \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^2 \left[\beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) + \beta_{Fo} R_C N M V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} \right]}{\beta_{Fo}^2 (1 + M V_{CEQ}^N) I_{so}^2 \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^2} \cdot i_c \\ &+ \frac{1}{1!} \frac{\theta^2 I_{CQ} \beta_{Fo} I_{so} \left\{ 2 + M V_{CEQ}^N \left[3 + \frac{3}{2} R_C N V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} + M V_{CEQ}^N \left(1 + \frac{1}{2} R_C N V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}\right) \right] \right\}}{\beta_{Fo}^2 (1 + M V_{CEQ}^N) I_{so}^2 \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^2} i_c \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2!} i_c^2 \frac{1}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^3 (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)^4} \cdot \left[-MR_C^2 N(N-1) V_{CEQ}^{N-2} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N) \right. \\
 & + 2MNR_C V_{CEQ}^{N-1} (1+MV_{CEQ}^N + R_C N M V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}) \left. \right] + \theta^2 \beta_{Fo}^3 I_{so}^3 (1+MV_{CEQ}^N) \\
 & \cdot (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N) \left\{ (1+MV_{CEQ}^N) (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N) \left\{ 2+MV_{CEQ}^N (3+MV_{CEQ}^N) - NR_C^2 MV_{CEQ}^{N-2} I_{CQ}^2 \right. \right. \\
 & \cdot \left[\frac{3}{2} (N-1) + MV_{CEQ}^N (2N-1) \right] \left. \right\} + MNR_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} (3+2MV_{CEQ}^N) \left\{ 2+MV_{CEQ}^N \right. \\
 & \cdot \left[(3+MV_{CEQ}^N) + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \left(-\frac{3}{2} + MV_{CEQ}^N \right) \right] \left. \right\} \left. \right\} + \frac{1}{3!} \dots
 \end{aligned}$$

bulunur. Burada doğru akım bileşeni,

$$I_{BQ} = i_B(I_{CQ}) = \frac{I_{so} (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N) + \theta^2 I_C}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) I_{so} (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)}$$

olmak üzere,

$$\begin{aligned}
 k_1 = & \frac{I_{so}^2 (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)^2 \left[\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N) + \beta_{Fo} R_C N M V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} \right]}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^2 I_{so}^2 (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)^2} \\
 & + \frac{\theta^2 I_{CQ} \beta_{Fo} I_{so} \left\{ 2+MV_{CEQ}^N \left[3+ \frac{3}{2} R_C N V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} + MV_{CEQ}^N (1+ \frac{1}{2} R_C N V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right\}}{\beta_{Fo}^2 (1+MV_{CEQ}^N)^2 I_{so}^2 (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 k_2 = & \frac{1}{2} \frac{1}{\beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)^3 (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)^4} \left[-MR_C^2 N(N-1) V_{CEQ}^{N-2} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N) \right. \\
 & \left. + 2MNR_C V_{CEQ}^{N-1} (1+MV_{CEQ}^N + R_C N M V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}) \right] + \theta^2 \beta_{Fo}^3 I_{so}^3 (1+MV_{CEQ}^N) \\
 & \cdot (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N) \left\{ (1+MV_{CEQ}^N) (1+ \frac{M}{2} V_{CEQ}^N) \left\{ 2+MV_{CEQ}^N (3+MV_{CEQ}^N) - NR_C^2 MV_{CEQ}^{N-2} I_{CQ}^2 \right. \right. \\
 & \cdot \left[\frac{3}{2} (N-1) + MV_{CEQ}^N (2N-1) \right] \left\{ +MNR_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} (3+2MV_{CEQ}^N) \left\{ 2+MV_{CEQ}^N \right. \right. \\
 & \cdot \left[(3+MV_{CEQ}^N) + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \left(-\frac{3}{2} + MV_{CEQ}^N \right) \right] \right\} \left. \right\} \\
 & \cdot \\
 & \cdot \\
 & \cdot
 \end{aligned}$$

ile gösterilirse, değişken akım kısmı

$$i_b = i_b(i_c) = k_1 i_c + k_2 i_c^2 + k_3 i_c^3 + \dots \quad (7.11)$$

biçiminde yazılabilir. Görüldüğü gibi (7.11) serisi i_b yi i_c cinsinden ifade etmektedir. Nonlineer olan bu bağıntının tersi yani i_c yi i_b cinsinden ifade eden bağıntı da nonlineer olacaktır. (7.11) bağıntısının tersi alınırrsa,

$$i_c = b_1 i_b + b_2 i_b^2 + b_3 i_b^3 + \dots \quad (7.2)$$

elde edilir. Bu bağıntıda

$$b_1 = \frac{1}{k_1}$$

$$b_2 = - \frac{k_2}{k_1} \frac{1}{k_1^2}$$

$$b_3 = (2 \frac{k_2^2}{k_1^2} - \frac{k_3}{k_1}) \frac{1}{k_1^3}$$

⋮

dır. Diğer taraftan optimum R_g direncini veren (4.9) bağıntısı

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{2I_{BQ}} \frac{k_1^2}{k_2} - 1 \right)$$

de k_1 ve k_2 katsayılarının değeri yerine konacak olursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \frac{1}{I_{BQ}} \frac{A0 + \theta^2 I_{CQ} \cdot B0}{D0 + \theta^2 \cdot E0} \quad (7.13)$$

bulunur. Bu bağıntıda

$$A0 = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right) \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + R_C^{NV_{CEQ}^{-1}} I_{CQ}) \right]$$

$$B0 = \left\{ 2 + M V_{CEQ}^N \left[3 + \frac{3}{2} N V_{CEQ}^{N-1} R_C I_{CQ} + M V_{CEQ}^N \left(1 + \frac{1}{2} R_C^{NV_{CEQ}^{-1}} I_{CQ} \right) \right] \right\}$$

$$D10 = I_{so}^2 \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^4 (1 + M V_{CEQ}^N) \beta_{Fo}$$

(7.14)

$$D20 = -M R_C^{2N(N-1)} V_{CEQ}^{N-2} I_{CQ} (1 + M V_{CEQ}^N)$$

$$D30 = 2MNR_C V_{CEQ}^{N-1} (1 + MV_{CEQ}^N + R_C NMV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ})$$

$$D0 = D10.(D20+D30)$$

(7.14)

$$E10 = \beta_{Fo} I_{so} (1 + MV_{CEQ}^N) (1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)$$

$$E20 = (1 + MV_{CEQ}^N) (1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N)$$

$$E30 = 2 + MV_{CEQ}^N (3 + MV_{CEQ}^N) - NR_C^2 MV_{CEQ}^{N-2} I_{CQ}^2 \left[\frac{3}{2} (N-1) + 2V_{CEQ}^N M(N-1) \right]$$

$$E40 = MR_C NV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} (3 + 2MV_{CEQ}^N)$$

$$E50 = 2 + MV_{CEQ}^N \left[3 + MV_{CEQ}^N + NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \left(-\frac{3}{2} + MV_{CEQ}^N \right) \right]$$

$$E0 = E10.(E20.E30+E40.E50)$$

dır. (7.13) bağıntısında $\theta = 0$ konacak olursa

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{A0}{D0} - 1 \right) \quad (7.15)$$

elde edilir. A0 ve D0 nin yerine ifadeleri konacak olursa

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + MV_{CEQ}^N (1 + R_C NV_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{(1 + MV_{CEQ}^N) \beta_{Fo} \left[-MR_C^2 N(N-1) V_{CEQ}^{N-2} I_{CQ}^2 (1 + MV_{CEQ}^N) + 2MNR_C V_{CEQ}^{N-1} (1 + MV_{CEQ}^N + R_C NMV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}) \right]} - 1 \right\}$$

bulunur ki bu da (4.11) bağıntısının aynıdır.

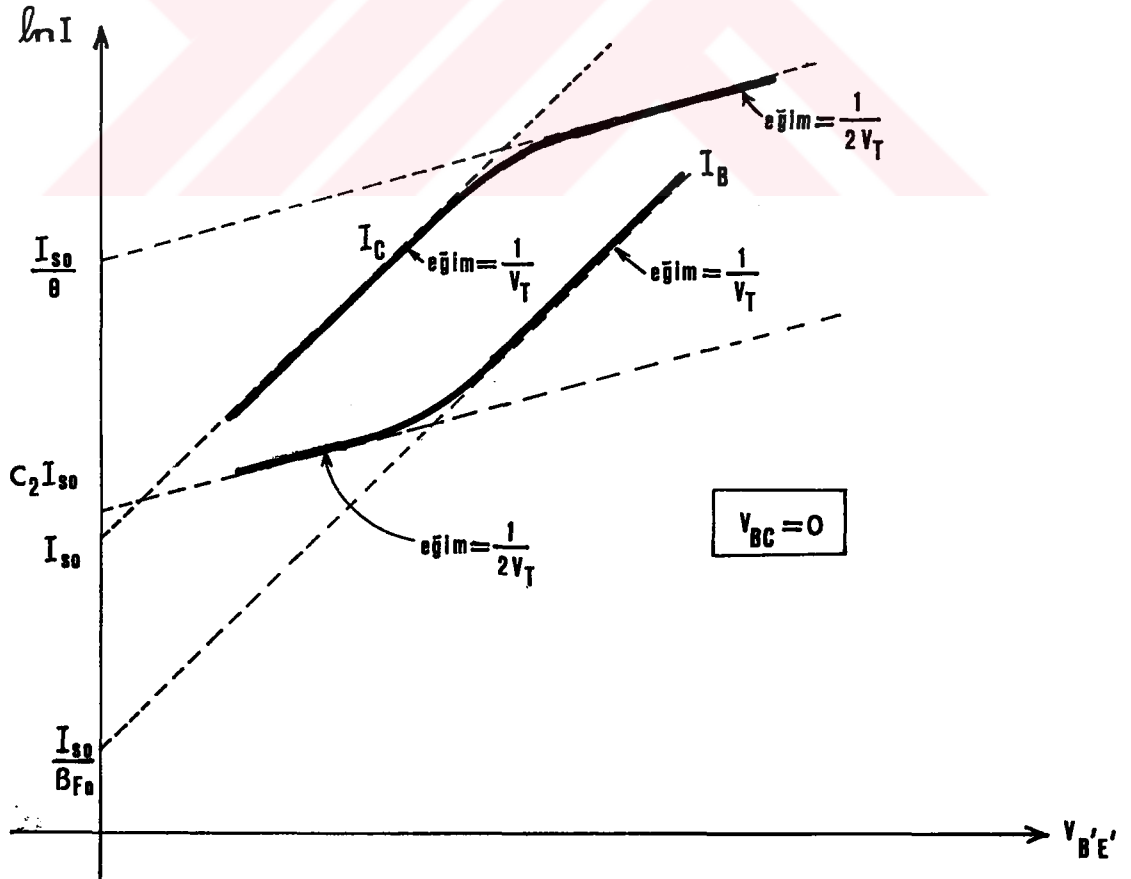
(7.13) bağıntısının kullanılabilmesi için bu bağıntıda ortaya çıkan θ parametresinin bilinmesi yada ölçülmesi gerekmektedir. (7.13) bağıntısına ilişkin bilgisayar programı EK:D de verilmiştir.

7.2. C_2 ve θ Parametrelerinin Ölçülmesi

Parametre analizörü ve eğri izleyicisi ile C_2 ve θ parametrelerinin değeri belirlenir. Bu belirlemede doğrudan ölçme yöntemi ile doğrudan olmayan ölçme yöntemi olmak üzere iki yöntem kullanılır.

7.2.1. Doğrudan Ölçme Yöntemi

C_2 ve θ parametrelerinin değerleri, $\ln(I_C, I_B) = f(V_{BE})$ eğrisinden yararlanılarak grafik yöntemiyle kolaylıkla elde edilebilir (Şekil-7.2).



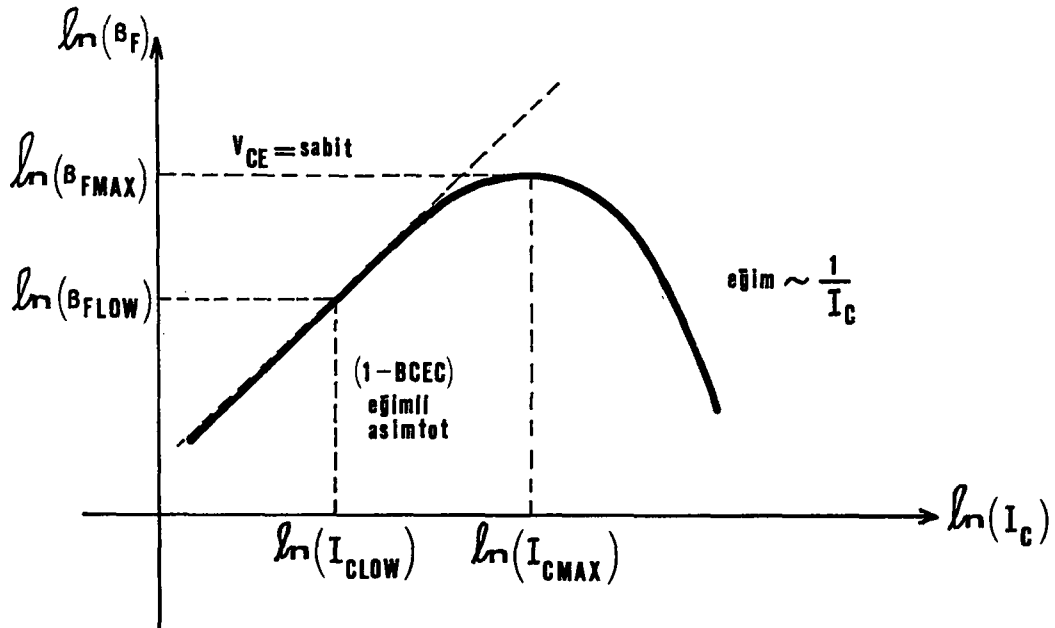
Şekil-7.2 Baz ve Kolektör akımlarının $V_{B'E'}$ gerilimine bağlı olarak değişimleri

Şekil-7.2 de $V_{BC} = 0$ şartı altında, $\ln I_C$ ve $\ln I_B$ nin V_{BE} ile değişimi görülmektedir. Bu eğrinin elde edilmesi iki kademe de olur. Birinci kademe de V_{BE} nin fonksiyonu olarak $\ln I_C$ ve $\ln I_B$ nin ölçülmesi yapılır. İkinci kademe de V_{BE} , $V_{B'E'}$ ne indirgenir. $1/V_T$ eğimli I_C eğrisinin uzantısının $\ln(I)$ eksenini kestiği nokta I_{so} vermektedir. Benzer şekilde $1/2V_T$ eğimli I_B eğrisinin uzantısının $\ln(I)$ eksenini kestiği nokta $C_2 I_{so}$ çarpımının değerini vermektedir. I_{so} bilindiğine göre C_2 nin değeri bulunur. Benzer şekilde I_{so}/θ nin değeri okunarak θ bulunur.

Eğer $\beta_F = f(I_C)$ eğrisinde II.bölge yoksa -ki her zaman olmayabilir- bu durumda model parametrelerinin doğrudan yöntemle bulunması mümkün değildir. O zaman model parametreleri doğrudan olmayan yöntemle belirlenebilirler.

7.2.2. Doğrudan Olmayan Ölçme Yöntemi

Bu yöntemde önce model parametrelerine ilişkin giriş parametreleri bulunur. Bu giriş parametrelerinin (β_{FMAX} , I_{CMAX} , β_{FLOW} , B_{CEC}) nasıl elde edildikleri Şekil-7.3 de gösterilmiştir.



Şekil-7.3 Akım kazancının kolektör akımı ile değişimi

Bu yöntem için hazırlanmış bilgisayar programı ile bu giriş parametrelerinden yararlanarak model parametrelerinin değeri hesaplanmaktadır [19].

7.3. Ölçü Sonucu ve Karşılaştırma

4145 HP parametre analizörü ile deneyde kullanılan M139T tranzistoru için $\theta = 1.95 \cdot 10^{-7}$ ve $C_2 = 180$ olarak ölçülmüştür.

θ nin ölçülen bu değeri (7.13) bağıntısında yerine konursa $R_{g(opt)} = 3657.2 \Omega$ bulunur. Elde edilen bu değer Tablo-4.5 deki deneysel sonuç olan $R_{g(opt)} = 3.8 K\Omega$ ile karşılaştırılırsa her iki sonucun birbiriyle uyumlu olduğu görülmektedir.

Diğer taraftan θ parametresinin optimum R_g direncine etkisini görebilmek için (7.13) analitik bağıntısında θ parametresini değişken yapıp, deneysel olarak ölçülen değerinin altında ve üstünde çeşitli değerler verilirse ve bu değerlere ilişkin $R_{g(opt)}$ değerleri hesaplanırsa aşağıdaki değerler elde edilir.

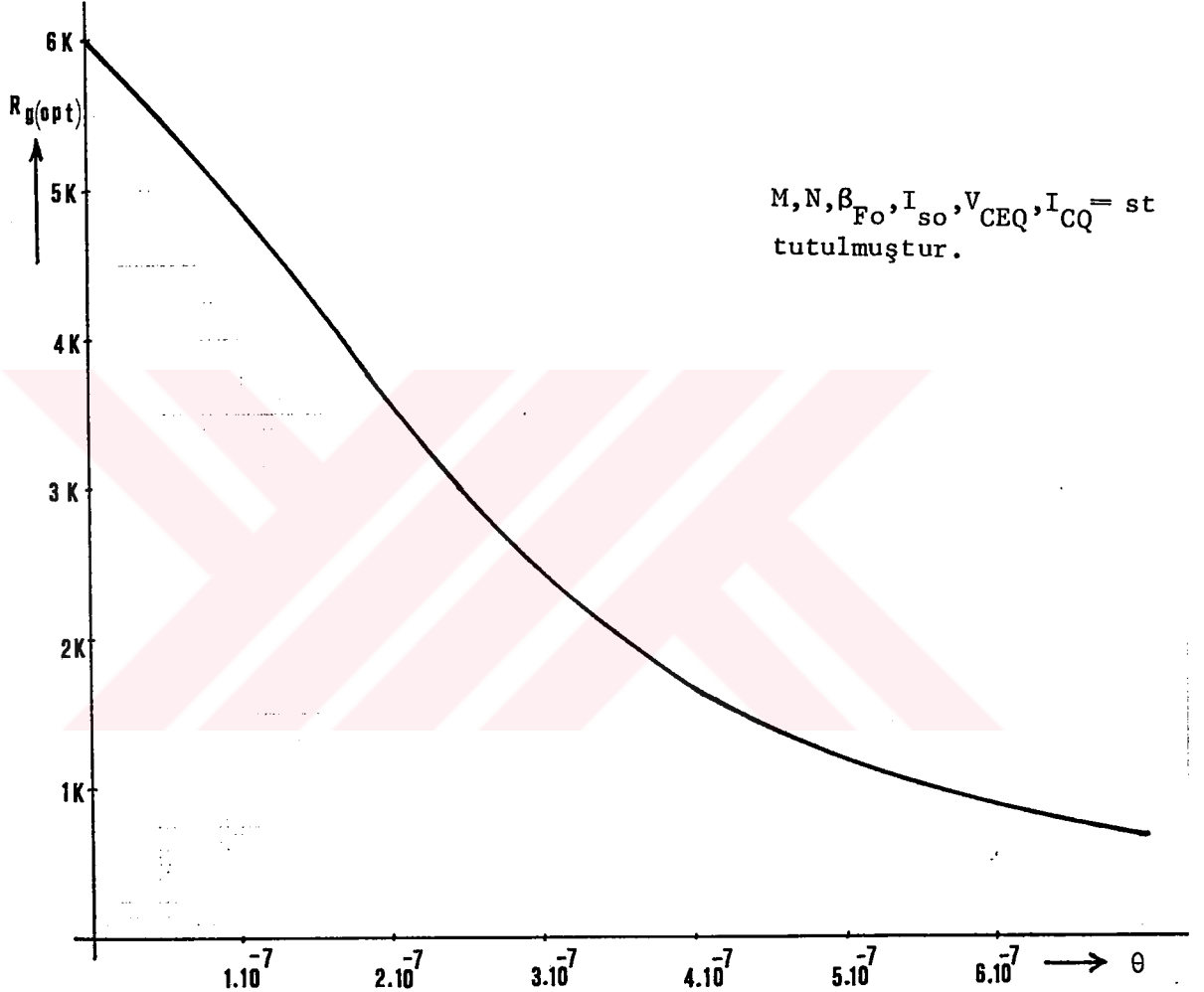
θ [-]	$R_{g(opt)} [K\Omega]$	θ [-]	$R_{g(opt)} [K\Omega]$
$1 \cdot 10^{-8}$	5.71	$2.1 \cdot 10^{-7}$	3.44
$2 \cdot 10^{-8}$	5.68	$2.2 \cdot 10^{-7}$	3.31
$1.2 \cdot 10^{-7}$	4.7	$2.3 \cdot 10^{-7}$	3.18
$1.3 \cdot 10^{-7}$	4.56	$2.4 \cdot 10^{-7}$	3.1
$1.4 \cdot 10^{-7}$	4.41	$2.5 \cdot 10^{-7}$	2.98
$1.5 \cdot 10^{-7}$	4.22	$2.6 \cdot 10^{-7}$	2.84
$1.6 \cdot 10^{-7}$	4.13	$2.7 \cdot 10^{-7}$	2.73
$1.7 \cdot 10^{-7}$	3.98	$2.8 \cdot 10^{-7}$	2.62
$1.8 \cdot 10^{-7}$	3.85	$2.9 \cdot 10^{-7}$	2.53
$1.9 \cdot 10^{-7}$	3.71	$3.0 \cdot 10^{-7}$	2.44
$2 \cdot 10^{-7}$	3.57	$5.0 \cdot 10^{-7}$	1.22

Yukarıdaki değerlere göre $R_{g(opt)} = f(\theta)$ değişimi çizilirse Şekil-7.4 deki eğri elde edilir. Şu halde $R_{g(opt)}$ direncinin büyük akımlarda θ parametresinden oldukça etkilendiği ve θ daki küçük bir değişim bile $R_{g(opt)}$ direncinin değerini değiştirmeye yetmektedir.

θ parametresi yüksek akımlar bölgesine ilişkin katsayıdır ve

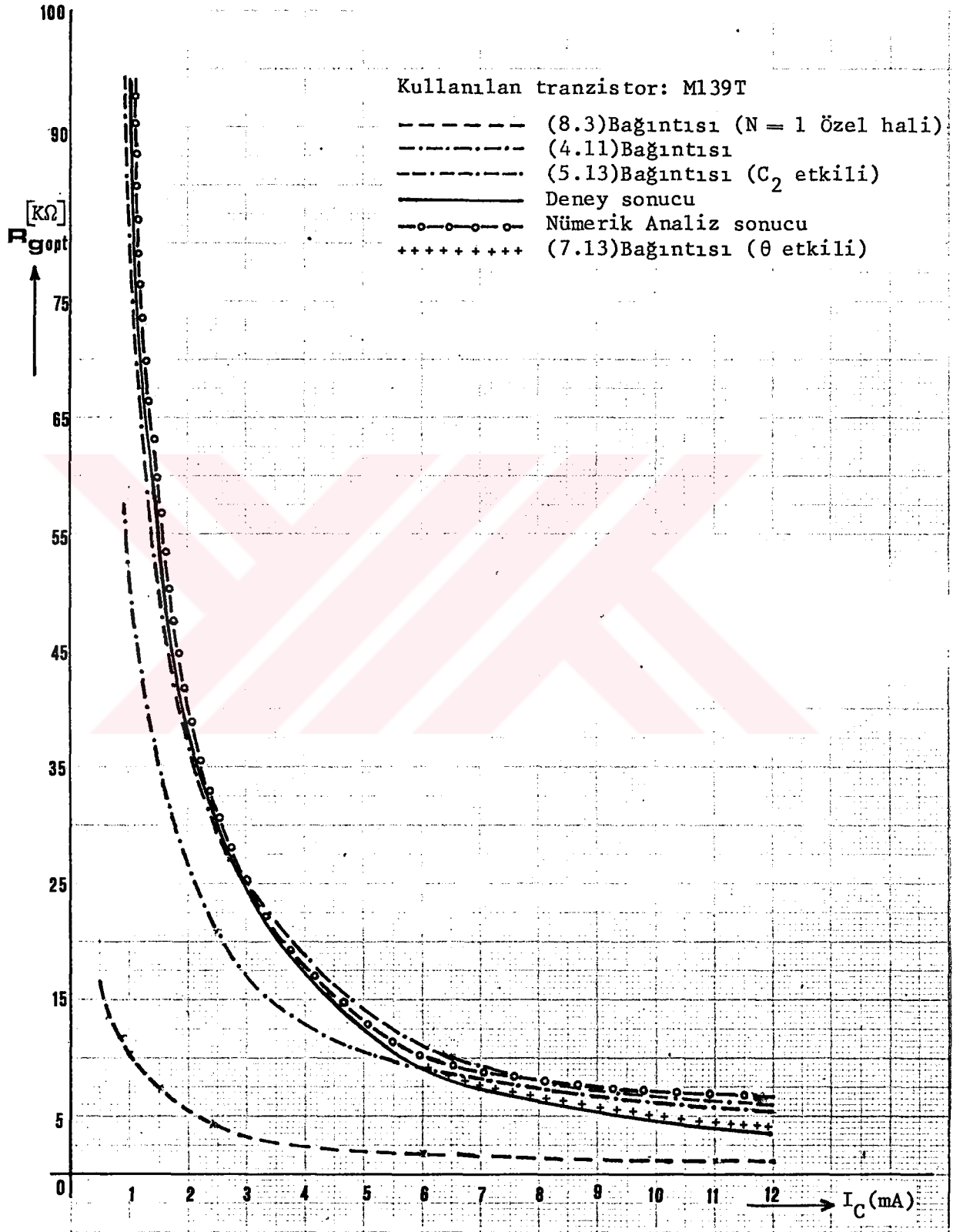
$$\theta = \sqrt{\frac{I_{so}}{I_k}}$$

tarzında da yazılabilir [19]. Burada I_k Şekil-7.1 de gösterildiği gibi kırılma noktasına ilişkin akımdır.



Şekil-7.4 Optimum kaynak direnci $R_{g(opt)}$ nun θ parametresine bağlı olarak değişimi

Şimdiye kadar elde edilen sonuçları topluca görebilmek ve kolayca karşılaştırmak amacıyla Şekil-7.3 deki eğriler çizilmiştir. Bundan sonraki bölümde ayrıca anlatılacağından (4.11) bağıntısında $N = 1$ verildiğinde elde edilen bağıntıya ilişkin eğri de çizilmiştir. Diğer taraftan $N = 1$ durumu, geometrik yaklaşımla elde edilen bağıntıya [4] karşılık düştüğü hatırlanacak olursa sonuçlar kolaylıkla karşılaştırılabilir.



Şekil-7.5 Optimum kaynak direnci $R_{g(opt)}$ un kolektör akımı ile değişimi

BÖLÜM 8. OPTİMUM KAYNAK DİRENCİNİ VEREN BAĞINTILARIN KISALTILMASI

Bu bölümde optimum kaynak direncini veren bağıntısının daha basit yazılabileceği gösterilecektir. Şimdiye kadar optimum kaynak direncini veren bağıntı genel ifadesi ile verilmiş hiçbir basitleştirme ya da kısaltma yapılmamıştır.

8.1. (4.11) Bağıntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağıntısının Çıkarılması

Buna geçmeden önce $N = 1$ olması halinin ele alınmasında yarar vardır. Hatırlanacağı gibi M ve N parametreleri Early olayını temsil eden parametrelerdir. M parametresi Early gerilimi diye bilinen V_A gerilimi [23] ile ilgili bir parametredir. N ise, w geçiş bölgesi genişliğinin V_{CE} kutuplama gerilimine bağlı olarak

$$w = m(\psi_o + V_{CB})^N$$

ile ifade edilen bağıntıda [22] katkı yoğunluklarının belirlediği bir büyüklüktür. O halde w geçiş bölgesi genişliğinin değişimi lineer değildir. Eğer $N = 1$ alınacak olursa bu değişim lineer olacaktır. Bu da, çıkış karakteristiğinde sabit I_B doğrusunun eğrisel değil de doğrusal olmasına tekabül etmektedir. Bunun etkisini görmek amacıyla (4.11) bağıntısını yeniden yazalım.

$$R_g(\text{opt}) = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{M N R_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} (1 + M V_{CEQ}^N) \left[-(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1 + M V_{CEQ}^N) + 2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right]} \right\}^{-1} \quad (8.1)$$

O halde ilk adım olarak (8.1) bağıntısında $N = 1$ konacak olursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[1 + MV_{CEQ} (1 + R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2}{MR_C \beta_{Fo} (1 + M_{CEQ}) \left\{ 2 \left[1 + MV_{CEQ} (1 + R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right] \right\}^{-1}} - 1 \right\}$$

$$= \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{1 + MV_{CEQ} + MR_C I_{CQ}}{2MR_C \beta_{Fo} (1 + MV_{CEQ})} - 1 \right) \quad (8.2)$$

bulunur. Bu ifadede $(1 + MV_{CEQ})$ parantezi teşkil edilerek pay ve payda bununla bölünürse,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{(1 + MV_{CEQ}) + MR_C I_{CQ}}{2MR_C \beta_{Fo} (1 + MV_{CEQ})} - 1 \right)$$

$$= \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{1 + \frac{MR_C I_{CQ}}{1 + MV_{CEQ}}}{2MR_C \beta_{Fo}} - 1 \right) \quad (8.3)$$

bulunur. Dikkat edilecek olursa bağıntının

$$\frac{MI_{CQ}}{1 + MV_{CEQ}}$$

teriminin $N=1$ için h_{oe} den başka birşey olmadığı görülür. O halde (8.3) bağıntısında bu terim yerine h_{oe} konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{1 + h_{oe} R_C}{2M\beta_{Fo} R_C} - 1 \right)$$

bulunur veya

$$K = 2M\beta_{Fo}$$

denirse,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{1+h_{oe}R_C}{KR_C} - 1 \right) \quad (8.4)$$

elde edilir. Demek ki h_{oe} , R_C ve I_{BQ} hesaplanıp (8.3) bağıntısında yerine konursa $R_{g(opt)}$ direnci kolaylıkla hesaplanabilir. Ancak fiziksel olarak $N=1$ değildir. Diğer deyişle w geçiş bölgesi genişliğinin değişimi lineer değildir ve bu da kendisini çıkış özdeşliğinde sabit baz akımı doğrularının eğrisel olmasıyla göstermektedir.

Yukarıda yazılan (8.4) bağıntısını yeniden ele alarak aşağıdaki gibi düzenlenirse,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{\left[\frac{1+MV_{CEQ}(1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{1+MV_{CEQ}(1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})} \right]^2}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)} \left\{ 2 - \frac{(N-1)R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N)}{\left[\frac{1+MV_{CEQ}(1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{1+MV_{CEQ}(1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})} \right]} \right\} - 1 \right\}$$

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)} \left[2 - \frac{(N-1)R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N)}{1+MV_{CEQ}^N (1+NR_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ})} \right] - 1 \right\}$$

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{(1+MV_{CEQ}^N) + MNR_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)} \left[2 - \frac{(N-1)R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1+MV_{CEQ}^N)}{(1+MV_{CEQ}^N) + MNR_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}} \right] - 1 \right\}$$

bulunur. Bu ifadenin pay ve paydasını $(1+MV_{CEQ}^N)$ ile bölünürse,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{1 + \frac{MNV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} R_C}{1 + MV_{CEQ}^N}}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} \left[2 - \frac{(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}}{1 + \frac{MNV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} R_C}{1 + MV_{CEQ}^N}} \right]} - 1 \right\} \quad (8.5)$$

bulunur. Bu son ifadedeki,

$$\frac{MNV_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}}{1 + MV_{CEQ}^N} \quad (8.6)$$

terimi h_{oe} dan başka birşey değildir [8]. $N = 1$ şartı altında bulunan h_{oe} ile karışmaması için bu h_{oe} yi h'_{oe} olarak alıp (8.5) bağıntısında (8.6) terimi yerine h'_{oe} konursa

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{1 + h'_{oe} R_C}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} \left[2 - \frac{(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}}{1 + h'_{oe} R_C} \right]} - 1 \right\} \quad (8.7)$$

veya

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I_{BQ}} \frac{(1 + h'_{oe} R_C)^2}{MNR_C V_{CEQ}^{N-1} \beta_{Fo} \left[2(1 + h'_{oe} R_C) - (N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} \right]} - 1 \right\} \quad (8.8)$$

bulunur. Gerek (8.6), gerekse (8.7) ifadesinde $N = 1$ yapılırsa yine (8.3) ifadesinin elde edileceği kolaylıkla görülebilir.

Diğer taraftan (8.1) ifadesinde sayısal değerler kullanılırsa daha da kısaltılabilir.

$$A17 = \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + N R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]^2$$

$$B1 = M N F_o V_{CEQ}^{N-1} (1 + M V_{CEQ}^N)$$

$$C1 = -(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ} (1 + M V_{CEQ}^N)$$

$$D4 = 2 \left[1 + M V_{CEQ}^N (1 + R_C N V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}) \right]$$

göstermek üzere,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ} R_C} \frac{A17}{B1.C1+D4} - 1 \right) \quad (8.9)$$

tarzında yazılabilir. Kullanılan tranzistor için gerekli bütün büyüklüklerin değerleri yerine konursa ve örneğin V_{CEQ} sabit tutulup I_C kolektör akımına çeşitli değerler verilecek olursa $A1$, $B1$, $D4$ terimlerinin değerlerinin pek değişmediği, bu değerlerin

$$A17 = 1.30$$

$$B1 = 0.812$$

$$C1 = 0.5$$

$$D4 = 2.27$$

olduğu görülür. Bu değerler (8.9) bağıntısında yerine konursa,

$$R_{g(opt)} \approx \frac{V_T}{I_{BQ}} \left[\frac{1}{I_{BQ} R_C} \frac{1.30}{0.812(0.5+2.27)} - 1 \right]$$

$$R_{g(opt)} \approx \frac{26 \cdot 10^{-3}}{I_{BQ}} \left[\frac{1}{I_{BQ} 2.25 R_C} - 1 \right]$$

veya

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{BQ}} \left(\frac{1}{I_{BQ}} \frac{0.575}{R_C} - 1 \right) \quad (8.10)$$

bulunur. $V_{CEQ} = 12.5$ Voltta çeşitli kolektör akımları için (8.1) ve (8.10) ifadeleri ile hesap yapılırsa elde edilen sonuçların kolayca karşılaştırılabilmesi için tablo halinde verilmiştir (Tablo-8.1).

Tablo-8.1 Basitleştirme yapılarak çıkarılan (8.1) ve (8.10) bağıntıları ile elde edilen teorik sonuçlar

$I_{CQ} [mA]$	$I_{BQ} [\mu A]$	$R_C [K\Omega]$	$R_{g(opt)} [K\Omega]$ (8.1) Bağıntısı	$R_{g(opt)} [K\Omega]$ (8.10) Bağıntısı
1	4.42	12.5	53.53	51.3
1.5	6.64	8	37.57	36.7
2.5	11.06	5	21.41	20.51
6	26.55	2	9.40	8.79
11	48.68	1	5.72	5.06

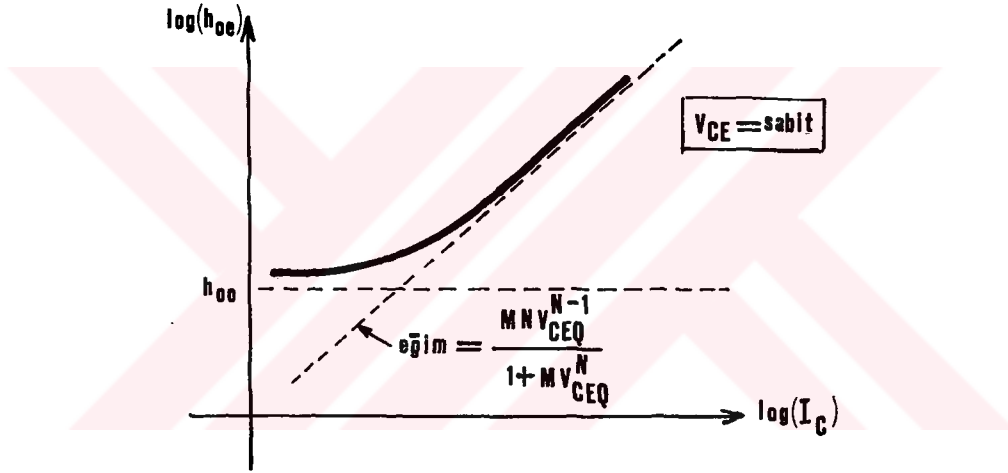
Yukarıdaki tablodan da görüleceği tam bağıntı (8.1) ile yaklaşık bağıntı (8.10) olan elde edilen sonuçlar birbirine oldukça yakındır. Şu halde fiziksel parametreleri ve dış şartları belli bir tranzistörle kurulan bir kuvvetlendiricide, optimum direncin bulunabilmesi oldukça kolaylaşmaktadır. Fiziksel parametre değerleri birbirine yakın veya aynı olması şartıyla tranzistorların değiştirilmesi halinde optimum R_g direncinin değerinin pek değişmeyeceği açıkça görülebilir. Yukarıdaki (8.7) ve (8.8) ifadelerinde h_{oe} çıkış iletkenliği de işin içine girdiğinden sırası gelmişken bu terime değinmekte yarar vardır.

8.2. h_{oe} Parametresinin I_C Kolektör Akımı İle Değişimi

h_{oe} Parametresinin kolektör akımı ile değişimini izah edebilmek için (8.6) ifadesini yeniden yazalım.

$$h_{oe} = \frac{MNV_{CEQ}^{N-1}}{1+MNV_{CEQ}^N} I_C$$

Bu ifadede M ve N parametreleri verilen bir tranzistor için ölçülebi-
len veya bilinen sabit büyüklüklerdir. V_{CE} kolektör-emetör gerilimi
sabit tutularak I_C kolektör akımı değiştirildiğinde h_{oe} nin değişimi
çizilecek olursa, bu değişimin Şekil-8.1 de görüldüğü gibi
 $MNV_{CE}^{N-1}/(1+MNV_{CE}^N)$ eğimli asimtotu takibetmesi diğer deyişle bu değişim-
min doğrusal olması gerekmektedir.



Şekil-8.1 Kolektör akımının çıkış iletkenliğine bağlı değişimi

Fakat I_C kolektör akımının küçük değerlerinde, eğrinin h_{oo} ile gösterilen doğruya asimtot olduğu görülmektedir. Bunun nedeni küçük akımlarda R_{CB} kaçak direncinin etkili olmasıdır. O halde R_{CB} kaçak direncinden dolayı gelen terim,

$$h_{oo} = \frac{1+\beta_{Fo}(1+MNV_{CE}^N)}{R_{CB}}$$

tarzındadır [21]. Şu halde I_C kolektör akımının küçük değerlerinde optimum kaynak direncinin bulunması amacıyla tasarım yapıldığında

gerek (8.8) gerekse içinde h_{oe} terimi bulunan diğer bağıntılar kullanılırken bu bağıntılardaki h_{oe} terimi yerine

$$h_{oe} = h_{oo} + h'_{oe}$$

teriminin konularak bir düzeltme yapılması gerekmektedir. Böylece I_C nin küçük değerlerinde h'_{oe} teriminden dolayı oluşacak hata giderilmiş olacaktır.

8.3. (5.13) Bağıntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağıntının Çıkarılması

Bölüm 5 de çıkarılan (5.13) bağıntısındaki sembollerin yerine bunların eşitleri yazılırsa, bazı terimlerin tekrarlandığı, bazı terimlerin de benzer olduğu görülür. Diğer taraftan b_1/b_2 oranına karşılık düşen terimin pay ve paydası $(1+MV_{CE}^N)^2$ terimi ile bölünürse,

$$\frac{MN_{CEQ}^{N-1} I_{CQ}}{(1+MV_{CEQ}^N)}$$

terimi ortaya çıkar ki bu da h'_{oe} dür. O halde,

$$E1 = 1/\beta_{Fo}$$

$$E2 = e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T/2}}$$

$$I'_{CQ} = I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}}$$

$$A4 = (1+h'_{oe} R_C)$$

$$\beta_{FM} = \beta_{Fo} (1+MV_{CEQ}^N)$$

$$A5 = MR_C V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$A6 = \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$A7 = -(N-1) R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}$$

$$A8 = \frac{1}{4} NM V_{CEQ}^{N-1} I_{CQ} R_C \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{-1}$$

$$A9 = \frac{1}{A6} = \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$K1 = \sqrt{I_{CQ} I_{so}}$$

$$A10 = \beta_{Fo} M N I_{CQ}^2 R_C V_{CEQ}^{N-1}$$

olmak üzere (5.13) bağıntısı

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{CQ} (E1 + C_2 \cdot E2)} \left\{ \frac{1}{I_{CQ} (E1 + C_2 \cdot E2)^2} \frac{\left[A4 \cdot I_{CQ} + C_2 \frac{\beta_{FM}}{4} K1 \left(A6 - \frac{A5}{2} \right) \right]^2}{A10 (A7 + 2 \cdot A4) I_{CQ} - C_2 \frac{\beta_{FM}}{4} K1 \left[N \cdot A5 (A7 + A8 + A9) + A6 \right]} - 1 \right\} \quad (8.11)$$

tarzında bir merteye daha kısaltılarak yazılabilir. Yukarıdaki K1 ve E2 terimleri dışında kalan diğer terimlerin belli bir tranzistor için ya da bütün parametreleri birbirinin aynı ya da birbirine çok yakın olan tranzistörler için belli bir V_{CE} değerinde akım ve buna bağlı olarak R_C değiştirilse bile değerlerinin sabit olduğu görülür. (8.11) bağıntısında değerleri sabit olan terimlerden oluşan gruplarında değerlerinin sabit kalacağı açıktır. Bağıntıyı daha da kısa yazabilmek amacıyla bu gruplara

$$A11 = A6 + \frac{A5}{2}$$

$$A12 = N \cdot A5 (A7 + A8 + A9) + A6$$

$$A13 = A10(A7+2.A4)$$

$$A14 = C_2 \frac{\beta_{FM}}{2} A11 \sqrt{I_{so}}$$

$$A15 = C_2 \frac{\beta_{FM}^2}{4} A12 \sqrt{I_{so}}$$

$$E3 = E1 + C_2 \frac{E2}{2}$$

$$E4 = E1 + C_2 E2$$

denirse (8.11) bağıntısı,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I'_{CQ} E4} \left[\frac{1}{I'_{CQ}} - \frac{E3}{(E4)^2} \frac{(A4.I_{CQ} + A14\sqrt{I_{CQ}})^2}{(A13.I_{CQ} - A15\sqrt{I_{CQ}})} - 1 \right] \quad (8.12)$$

tarzında yazılabilir. V_{CE} kolektör-emetör geriliminin örneğin 12.5 Voltta sabit tutulup sabit terimlerin değerleri yazılacak olursa (8.12) bağıntısı,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)} \left[\frac{1}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)} \frac{(1.041 I_{CQ} + 2.6505 \cdot 10^{-3} \sqrt{I_{CQ}})^2}{(24.216 I_{CQ} - 3.286 \cdot 10^{-1} \sqrt{I_{CQ}})} - 1 \right] \quad (8.13)$$

haline gelerek kısaltılmış olur. Şu halde tranzistorun parametreleri bilindiğine göre dış şartların verilmesi yeterlidir. Önce, belirlenen V_{CEQ} ya ilişkin sabit terimlerin değerleri hesaplanarak (8.13) bağıntısında yerine konur. Daha sonra çeşitli I_{CQ} kolektör akımı ve buna ilişkin (4.24) bağıntısı yardımıyla hesaplanan V_{BE} baz-emetör gerilimi aynı bağıntıda yerine konursa ikinci harmonik distorsiyonunu en aza (pratik olarak sıfıra) indirecek olan kaynak direnci bulunabilir.

(8.13) Bağıntısında köşeli parantez içindeki

$$\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{4} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \approx \frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}$$

ifadeler yaklaşık olarak birbirine eşit olduğundan gerekli kısaltma yapılırsa (8.13) ifadesi

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)} \left[\frac{1}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}} \left(\frac{1}{\beta_{Fo}} + \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}} \right)} - \frac{1}{(1.041 I_{CQ} + 2.605 \cdot 10^{-3} \sqrt{I_{CQ}})^2} \frac{(24.216 I_{CQ}^{-3.286} \cdot 10^{-1} \sqrt{I_{CQ}})^{-1}}{(24.216 I_{CQ}^{-3.286} \cdot 10^{-1} \sqrt{I_{CQ}})^{-1}} \right] \quad (8.14)$$

halinde yaklaşık olarak yazılabilir. Diğer taraftan 1 mA mertebelerine kadar

$$\frac{1}{\beta_{Fo}} \gg \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}$$

olduğundan bir yaklaşıklık daha yapılarak (8.14) bağıntısı

$$R_{g(opt)} = \frac{\beta_{Fo} V_T}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}}} \left[\frac{\beta_{Fo}}{I_{so} e^{\frac{V_{BEQ}}{V_T}}} - \frac{(1.041 I_{CQ} + 2.605 \cdot 10^{-3} \sqrt{I_{CQ}})^2}{(24.216 I_{CQ}^{-3.286} \cdot 10^{-1} \sqrt{I_{CQ}})^{-1}} \right] \quad (8.15)$$

tarzında yazılabilir.

(8.13), (8.14) ve (8.15) bağıntıları kullanılarak elde edilen sonuçların karşılaştırılabilmesi için tablo halinde verilmiştir (Tablo-8.2).

Tablo-8.2 Yaklaşıklık yapılarak çıkarılan (8.13), (8.14) ve (8.15) bağıntıları ile elde edilen teorik sonuçlar

$V_{CE} [V]$	$I_C [mA]$	$R_{g(opt)} [K\Omega]$ (8.13)Bağınt.	$R_{g(opt)} [K\Omega]$ (8.14)Bağınt.	$R_{g(opt)} [K\Omega]$ (8.15)Bağınt.
12.5	1	98.87	97.28	114
	1.5	57.31	56.15	63.99
	2.5	29.14	29.89	33.12
	6	10.76	10.497	11.699
	11	5.138	5.205	5.468

Yukarıdaki tablo incelendiğinde (8.13) bağıntısı ile elde edilen değerlerin (8.11) bağıntısı ile elde edilen değerlerle (Tablo-4.4) uyduğu görülmektedir. (8.14) yaklaşık bağıntısı ile de elde edilen sonuçlar arasında da pek fark yoktur. (8.15) yaklaşık bağıntısı ile elde edilen sonuçlarda görülen fark ise 1.5 mA e kadar olan kısma kadar makul karşılanabilir. Ancak 1 mA e tekabül eden direnç değerinde oldukça büyük fark görülmekte ise de bunun

$$\frac{1}{\beta_{Fo}} \gg \frac{C_2}{2} e^{-\frac{V_{BEQ}}{2V_T}}$$

yaklaşıklıkından diğer deyişle C_2 katsayısının ihmal edilmesinden dolayı olduğu açıktır.

8.4. (7.13) Bağıntısının Kısaltılması ve Yaklaşık Bağıntının Çıkarılması

Bölüm 7 de çıkarılan (7.13) bağıntısındaki sembollerin yerine bunların (7.14) de verilen eşitleri yazılırsa, bazı terimlerin tekrarlandığı bazı terimlerin de benzer olduğu görülür. Diğer taraftan b_1/b_2 oranına karşılık düşen terimin pay ve paydası $(1+MV_{CE}^N)^2$ terimi ile bölünürse,

$$\frac{MN V_{CE}^{N-1} I_{CQ}}{(1+MV_{CE}^N)}$$

terimi çıkar -ki bu da h'_{oe} den başka birşey değildir- ve diğer terimlerin de kısaldığı görülür. Buna göre kısaltılmış terimler,

$$A4 = 1 + h'_{oe} R_C$$

$$A15 = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right)^2$$

$$B5 = 2 + (3 + MV_{CEQ}^N) \left[MV_{CEQ}^N + \frac{1}{2} h_{oe} R_C (3 + MV_{CEQ}^N) \right] / (1 + MV_{CEQ}^N)$$

$$D4 = (A15)^2 \cdot D5 \cdot R_C$$

$$D5 = \beta_{Fo} N M V_{CEQ}^{N-1}$$

$$D6 = R_C V_{CEQ}^{-1} I_{CQ}$$

$$D7 = (1 - N) \cdot D6 + 2 \cdot A4$$

$$D8 = I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right) \beta_{Fo}$$

$$D9 = \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N\right) \left[2 + MV_{CEQ}^N (3 + MV_{CEQ}^N) + N(1 - N) MV_{CEQ}^N (D6)^2 \left(-\frac{3}{2} + 2MV_{CEQ}^N\right) \right]$$

$$D12 = h'_{oe} R_C$$

$$D11 = (3 + 2MV_{CEQ}^N) \left\{ 2 + MV_{CEQ}^N \left[3 + MV_{CEQ}^N + N \cdot D6 \cdot \left(-\frac{3}{2} + MV_{CEQ}^N\right) \right] \right\}$$

olmak üzere (7.13) bağıntısı kısaltılmış olarak

$$R_{g(opt)} \approx \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I'_{BQ}} \frac{(A15 \cdot A4 + \theta^2 I_{CQ} \cdot B5)^2}{(A15)^2 \cdot D5 \cdot \left[(1 - N) \cdot D6 + 2 \cdot A4 \right] R_C + \theta^2 \cdot D8 \cdot (D9 + D12 \cdot D11)} - 1 \right\} \quad (8.16)$$

tarzında yazılabilir. Bu bağıntıda bazı ihmaller ve yaklaşıklıklar yapılabilir. Yukarıdaki terimler incelendiğinde,

$$A4 \approx 1$$

$$B5 \approx 2 / (1 + MV_{CEQ}^N)$$

olduğu ve

$$D9 \gg D12, D11$$

olduğundan D9 yanında D12, D11 çarpımı ihmal edilebilir. Bunlar göz-
önüne alınırsa (8.16) bağıntısı

$$R_{g(opt)} \approx \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I'_{BQ}} \frac{A15 + \theta^2 I_{CQ} \cdot B5}{(A15)^2 \cdot D5 \left[(1-N) \cdot D6 + 2 \cdot A4 \right] R_C + \theta^2 \cdot D8 \cdot D9} - 1 \right\}$$

tarzında daha kısaltılarak yazılabilir. Bu bağıntıdaki semboller ye-
rine doğrudan eşitlikleri yazılırsa,

$$R_{g(opt)} \approx \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I'_{BQ}} \frac{\left[I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 + \theta^2 I_{CQ}^2 / (1 + M V_{CEQ}^N) \right]^2}{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 \beta_{Fo} \left[I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 N M V_{CEQ}^{N-1} (3-N) R_C + \theta^2 (2 + 3 M V_{CEQ}^N + M^2 V_{CE}^{2N}) \right]} - 1 \right\} \quad (8.16)$$

elde edilir. Yine bu bağıntıda $3 M V_{CEQ}^N \gg M^2 V_{CEQ}^{2N}$ olduğundan $3 M V_{CEQ}^N$ teri-
mi $M^2 V_{CEQ}^{2N}$ yanında ihmal edilirse (8.16) bağıntısı,

$$R_{g(opt)} \approx \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I'_{BQ}} \frac{\left[I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 + \theta^2 I_{CQ}^2 / (1 + M V_{CEQ}^N) \right]^2}{I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 \beta_{Fo} \left[I_{so} \left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right)^2 N M V_{CEQ}^{N-1} (3-N) R_C + \theta^2 (2 + 3 M V_{CEQ}^N) \right]} - 1 \right\} \quad (8.17)$$

tarzında yazılabilir. Bu bağıntıda $\left(1 + \frac{M}{2} V_{CEQ}^N \right) \approx 1$ alınırsa bağıntı
bir mertebe daha kısaltılarak

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left\{ \frac{1}{I'_{BQ}} \frac{(I_{so} + \theta^2 I_{CQ})^2}{I_{so} \beta_{Fo} \left[2 I_{so} N M V_{CEQ}^{N-1} R_C + \theta^2 \cdot (2 + 3 M V_{CEQ}^N) \right]} - 1 \right\} \quad (8.18)$$

bağıntısı elde edilir. Bölüm 7 deki tranzistor için aynı şartlar al-
tında olmak üzere aynı değerler verilerek (8.16), (8.17) ve (8.18)
bağıntıları ile elde edilen sonuçlar tablo halinde aşağıda verilmiş-
tir (Tablo-8.3). Bu tablodan gerçek bağıntı ile yaklaşık bağıntıla-
rın verdiği sonuçlar arasındaki farkın pek fazla olmadığı kolayca gö-
rülebilir.

Tablo-8.3 Büyük akımlara ilişkin ifadenin basitleştirilmesinden elde edilen ifadelerin verdiği teorik sonuçlar

V_{CE} [V]	I_C [mA]	R_C [k Ω]	$R_{g(opt)}$ [K Ω] (8.16)Bağınt.	$R_{g(opt)}$ [K Ω] (8.17)Bağınt.	$R_{g(opt)}$ [K Ω] (8.18)Bağınt.
12.5	11	1	3.28	3.39	3.63

Yine yukarıdaki (8.16) bağıntısında tranzistorun parametreleri belli iken belli bir V_{CE} kolektör emetör gerilimi için D5 terimi dışında bazı terimlerin değerlerinin sabit kaldığı, bazı terimlerin değerlerinin de pek fazla değişmediği gözlenmektedir. O halde bu terimler örneğin $V_{CE} = 12.5$ V için hesaplanıp, bulunan değerler aynı bağıntıda yerine konursa,

$$R_{g(opt)} = \frac{V_T}{I'_{BQ}} \left[\frac{1}{I'_{BQ}} \frac{(1.959 + I_{CQ} \cdot 1.042 \cdot 10^{-13})^2}{(7.026 \cdot 10^{-28} \cdot R_C + 4.684 \cdot 10^{-25})} - 1 \right] \quad (8.19)$$

bulunur. O halde büyük değerli kolektör akımlarında devre tasarımı sözkonusu olduğu zaman kullanılacak olan (8.19) bağıntısında V_{CE} nin dışında sadece I_C kolektör akımı ile R_C kolektör direncinin verilmesi yeterlidir. I'_{BQ} baz akımı ise (7.8) ifadesine göre hesaplanan I_{BQ} baz akımından başka birşey değildir.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde dirençle yüklü tranzistorlu kuvvetlendiricilerde oluşan harmonik distorsiyonunun azaltılması için yapılan çalışmaların yetersiz kalan yanları araştırılmış, tek katlı kuvvetlendiricilerde baskın bileşen olan ikinci harmonik distorsiyonunun minimum yapılmasını sağlayan optimum R_g sürücü kaynak direncini hesaplamak üzere, akım kazancının akıma bağımlılığı da gözönüne alınarak ve Early olayının fiziksel olarak modellenmesinden hareket edilerek farklı çalışma bölgeleri için yeni analitik bağıntılar çıkartılmıştır.

İkinci harmonik distorsiyonunu teorik olarak sıfır yapan sürücü kaynak direnci şartı çıkartılırken çıkış özeğrilerinde sabit baz akımı doğrularının belli eğimli düz doğrular şeklinde değiştiği kabulünün yetersiz kaldığı gösterilmiş, Early olayını temsil etmek üzere çıkış özeğrilerinin sabit eğimli doğrular şeklinde kabul edilen geometrik yaklaşım yerine eleman fiziğinden hareketle çıkartılmış olan ve presizyonlu sonuçlar veren geliştirilmiş Ebers-Moll modelinin hareket noktası olarak alınmasıyla daha gerçekçi sonuçlar veren bir bağıntı elde edilebileceği ortaya konmuştur.

Bu hareket noktasından yola çıkılarak kolektör akımının işaret kaynağı gerilimine bağlı olarak değişimini veren bağıntı, geliştirilmiş Ebers-Moll modelinde Early olayını temsil eden M ve N fiziksel parametreleri cinsinden elde edilmiştir. Bu bağıntıdan yararlanılarak ikinci harmonik distorsiyonunun minimum olma şartı aynı fiziksel parametreler cinsinden elde edilmiştir. Daha sonra analitik bağıntı ile elde edilen sonuçlar ve nümerik analiz sonuçları birbirleriyle karşılaştırılarak aralarındaki farkın sebebi üzerinde durulmuştur. Küçük ve büyük akımlara doğru gidildikçe ortaya çıkan farklılığın β_F akım kazancının I_C kolektör akımına bağımlılığının bir sonucu olduğu vurgulanmıştır. Bu özelliğin çıkartılan bağıntıya ne şekilde katılabileceği araştırılmış ve bağıntı kapsamına alınmasının EM3 modelinde aynı

olayları temsil eden parametrelerin burada da kullanılmasıyla mümkün olabileceği ortaya konmuştur. Değişim, önce burada belirgin olduğundan orta ve küçük akımlar bölgesinde incelenmiş, bu bölge için farklı model parametrelerinin kullanıldığı bir bağıntı çıkartılmış ve önerilmiştir. Orta ve küçük akımlar bölgesi için tanımlanan C_2 Sah-Noyce-Schokley katsayısının elemanın davranışını belirlemek açısından önem taşıdığı gösterilmiş, bu amaçla sözkonusu bölgede kolektör akımı ile baz akımı arasındaki bağıntı tam olarak verilmiş ve bağıntıdan yararlanılarak ikinci harmonik distorsiyonunun minimum olma şartını veren bağıntı geliştirilmiştir.

Büyük akımlarda etkili olan Webster olayının etkisini dikkate almak üzere EM3 modelinin θ parametresinden yararlanılmış, çıkarılan analitik ifade kapsamına alınabilmesi amacıyla baz akımı ile kolektör akımı arasındaki bağıntı yeniden düzenlenmiştir.

Elde edilen bağıntıların presizyonlu olmalarına karşılık uzun oldukları ancak bilgisayar programları ile kolayca kullanılabilecekleri gösterilmiştir. Çıkarılan analitik ifadelerin sadeleştirilmesi halinde daha basit ve pratik ifadelerin elde edilebileceği ve elde edilen sonuçların öncekilere göre pek farklı olmayacakları gösterilmiştir.

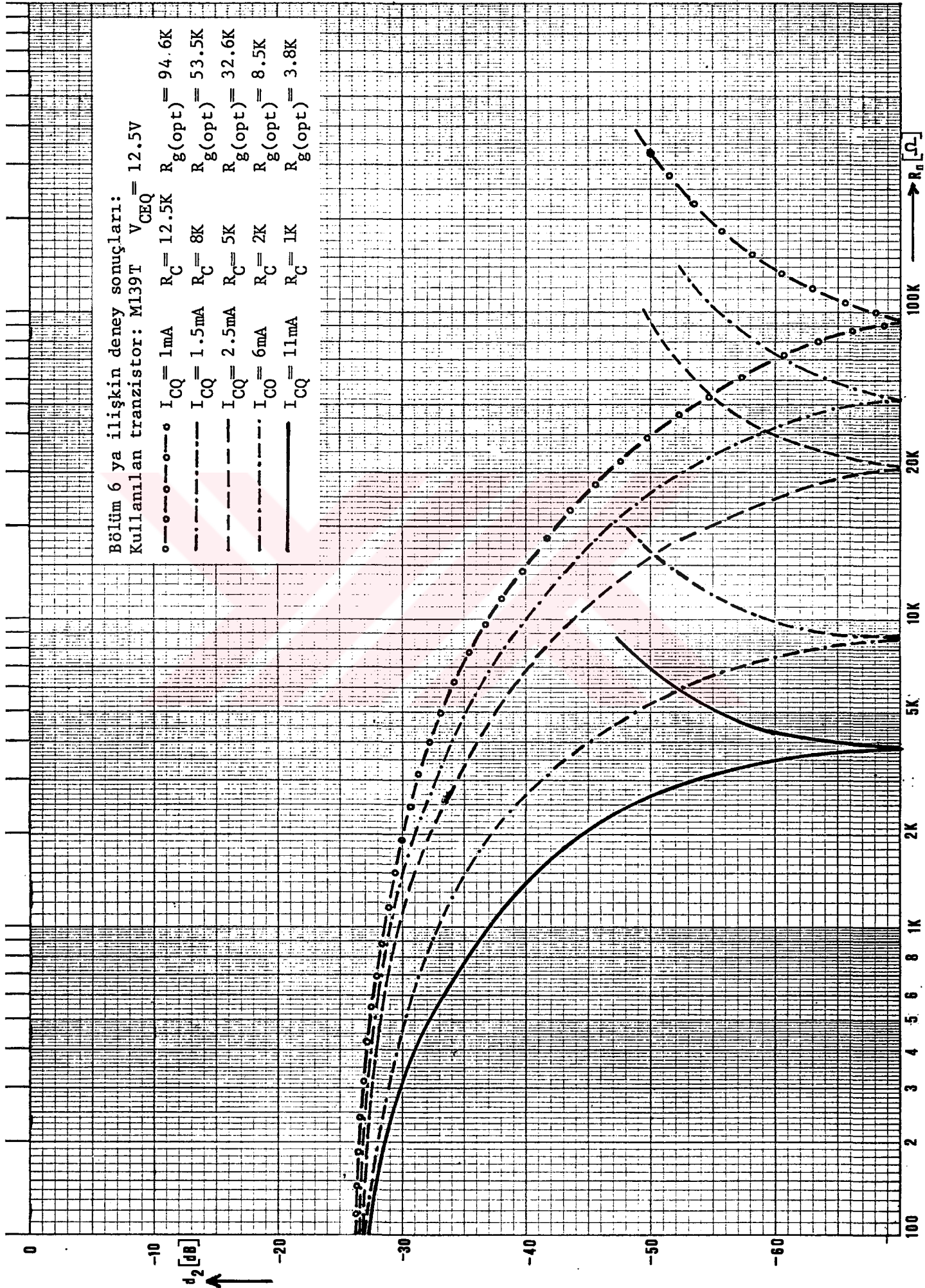
Harmonik distorsiyonu ile intermodülasyon distorsiyonu arasında sıkı bir ilişki olduğu gözönüne alınırsa, intermodülasyon distorsiyonunun aynı bağıntılardan yararlanılarak minimum yapılacağı açıktır.

Bu tezde kullanılan bağıntı ve sonuçlardan yararlanılarak uzun kuyruklu devrelerdeki distorsiyonun incelenmesinde yeni olanaklar elde edilmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] SPESCHA,G.A., STRUTT,M.J.O., Theoretische und Experimentelle Untersuchung der Verzerrungen in Niederfrequenz-Flachen-Tranzistor-Vierpolen, Arch.Elekt.Übertr, August, 1957
- [2] MEYER,N.I., Non-linear Distortion in Transistor Amplifiers at Low Signal Levels at Low Frequencies, Prog.Inst.Elect.Eng. March 1957
- [3] ABBE van H.H.,SLAGMAAT, Non-linear distortion of Transistorised Amplifiers, Electronic Applications, 1059-1960
- [4] LEBLEBİCİ,D.,Tranzistorlu gerilim kuvvetlendiricilerinde minimum distorsiyon şartı ve devre hesabına uygulanması,(Doçentlik Tezi) 1975, İ.T.Ü.Kütüphanesi, Sayı:1016
- [5] HONICKE,H., Verzerrungsverhalten von Gegenkoppelten Transistors-tufen bei tiefen Frequenzen, Feb.1964
- [6] MILLMAN,J., HALKIAS,C., Integrated Electronics: Analog and Digital Cirruits and Systems, McGraw-Hill Company, N.Y. 1972
- [7] SİMONS, Decibel Relationships Between Distortion Products, Proc.,IEEE, Vol.58, No.7, Page 1071-1075, July 1970
- [8] LEBLEBİCİ,D., Geliştirilmiş bir Ebers-Moll Modeli, Rapor 80-14 İ.T.Ü.Elektrik Fakültesi, Elektronik ve Yüksek Frekans Tekniği Kürsüsü, 1980
- [9] GRANWİLLE,W.A., SMITH,P.F., LONGLEY,W.R., Diferansiyel ve Integral Hesap, Çeviren: N.,İskender 1950
- [10] SCARBOROUGH,J.B., Numerical Mathematical Analysis, P. 96
- [11] MACDONALD,J.R., Nonlinear Distortion Reduction by Complementary Distortion, IRE Trans.on Audio, C.AU-7, No.5, P.128-133 Sept.-Oct. 1959
- [12] EARLY,J.M., Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Tranzistors Proc. IRE, Vol.40, P.1406, 1982
- [13] ÖZMEN,H., Düşük Distorsiyonlu Ses Frekansı Kuvvetlendiricisinin Bilgisayar Yardımıyla Tasarlanması, Bitirme Ödevi 1983-84 İ.T.Ü.Elektrik-Elektronik Fakültesi
- [14] ÇELİK,H., Geliştirilmiş Bir Lineer olmayan Devre Analizi Programı Bitirme Ödevi, 1985, İ.T.Ü.Elektrik-Elektronik Fakültesi

- [15] SAH,C.T., Effect of Surface Recombination and Channel on p-n Junction and Transistor Characteristics. IRE Trans.Elec. Devices, Vol.ED-9, p.94-108, Jan. 1962
- [16] BITTMAN,C.A., WILSON,G.H., WHITTIER, R.J., WAITS,R.K., Technology for the Design of Low Power Circuit, IEEE J. Solid-State Circuits, Vol,SC-5, p.29-37, Feb. 1970
- [17] WEBSTER,W.M., On the Variation of Junction-Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current, Proc. IRE, Vol. 42, p.914-920, June 1954
- [18] KUNTMAN,H., Ebers-Moll Modeli Üzerinde Yeni Bir Modifikasyon, Doktora çalışması, s.35, 1982, İ.T.Ü.Elektrik Fakültesi
- [19] GETREU,J., Modeling the Bipolar Transistors, Textronix Inc. Beaverton, Oregon 1976
- [20] KUNTMAN,H., ÇELİK,H., A nonlinear analysis and Simulation Program for Bipolar Transistor Circuits, Bull, Tech.Univ. Istanbul, Vol.39, p.89-107, 1986
- [21] KUNTMAN,H., Ebers-Moll Modeli üzerinde yeni bir modifikasyon Doktora çalışması, s.43, İ.T.Ü.Elektrik Fakültesi, 1982
- [22] ZIEL,D.V., Solid State Physical Electronics, Prentice Hall, 1976
- [23] LINDHOLM,F.A., HAMILTON,D.J., Incorporation of the Early Effect in the Ebers-Moll Model, Prof.IEEE, Vol.59, p.1377-1378 1971
- [24] KIRK,C.T., A Theory of Transistor Cutoff Frequency (f_T) Falloff at High Current Densities, IRE Trans.Elec.Devices, Vol. ED-9, p.164-174, March 1962
- [25] KUNTMAN,H., "Application of Modified Ebers-Moll Model to Nonlinear Distortion Analysis of Transistor Amplifiers", Electronic letters 17 th Feb.1983, Vol.19, No.4
- [26] MACHEK,J.FULOP,W., "Numerical Analysis of Harmonic Distortion in a Bipolar Transistor", Nascode II Conference, June, 1981
- [27] CHOMA,J., "Harmonic and Intermodulation Distortion in Current Feedback Bipolar Transistor Amplifiers", IEE.Proc. 128 Pt 6,5, October, 1981
- [28] MARTÍNEZ,P.A., LOZAND,M., "Nonlinear Distortion in Current-Feedback Amplifiers", Microelectronics Journal, Vol.16, No.5, 1985
- [29] MURRAY,R.S., Schaum's Outline of Theory and Problems of Complex Variables. Schaum Publishing Company, p.143,1964.



EK B : (4.11) BAĞINTISINA İLİŞKİN BİLGİSAYAR PROGRAMI

```
5 REM R
10 REM Bu Program Rg(opt) direncinin (4.11) analitik bağıntisi
    ile hesaplanmasında kullanılır. (not: SAH-NOYCE-SCHOCKLEY
    ve WEBSTER olayları bu bağıntıda temsil edilmemektedir.)
20 INPUT "M=";M
30 INPUT "N=";N
40 INPUT "BFO=";BFO
50 INPUT "VT=";VT
60 INPUT "ISO=";ISO
70 INPUT "VCC=";VCC
80 INPUT "RC=";RC
90 INPUT "ICQ=";ICQ
100 INPUT "VCEQ=";VCEQ
110 VCEK=VCC-ICQ*(RC+RE)
120 IBQ=ICQ/(BFO*(1+M*VCEQ^N))
130 R1=VT/IBQ
140 R2=1/IBQ
150 A=M*VCEQ^N*(1+N*RC*VCEQ^-1*ICQ)
160 B1=-M*N*VCEQ^(N-1)*RC
170 B2=(N-1)*RC*VCEQ^-1*ICQ
180 B3=BFO*(1+M*VCEQ^N)^2
190 B=B1*B2*B3
200 D1=2*BFO*M*N*RC*VCEQ^(N-1)*(1+M*VCEQ^N)
210 D2=1+M*VCEQ^N*(1+N*RC*VCEQ^-1*ICQ)
220 D=D1+D2
230 RG=R1*(R2*(1+A)^2/(B+D)-1)
240 RG=RG*.001
250 PRINT "RG(opt)=";RG;"Kohm"
260 STOP
```

EK C : (5.13) BAĞINTISINA İLİŞKİN BİLGİSAYAR PROGRAMI

```
10 REM RR
20 REM Bu Program Rg(opt)direncinin (5.13) analitik bagintisi
   ile hesaplanmasinda kullanilir.
   (not:SAH-NOYCE-SCHOCKLEY olayi bu bagintinin kapsamina
   alinmistir.)
30 INPUT "M=";M
40 INPUT "N=";N
50 INPUT "BFO=";BFO
60 INPUT "VT=";VT
70 INPUT "C2=";C2
80 INPUT "ISO=";ISO
90 INPUT "VCC=";VCC
100 INPUT "RC=";RC
110 INPUT "ICQ=";ICQ
120 INPUT "VCEQ=";VCEQ
130 IBQ=(ICQ*SQR(ICQ)+BFO*(1+M*VCEQ^N)*C2*SQR((ISO*
   (1+M/2*VCEQ^N))*ICQ)/(BFO*(1+M*VCEQ^N)*SQR(ICQ))
140 U1=(-C2*ISO+SQR((C2*ISO)^2+4*IBQ*ISO/BFO))/(2*ISO/BFO)
150 U=U1^2
160 VBEQ=VT*LOG(U)
170 S1=-VBEQ/(2*VT)
180 S2=VBEQ/VT
190 E=1/BFO+C2/2*EXP(S1)
200 D=1/BFO+C2/4*EXP(S1)
210 A=M*VCEQ^N*(1+N*RC*VCEQ^-1*ICQ)
220 A1=BFO*(1+M*VCEQ^N)^2*SQR((ISO*ICQ))
230 A2=-1/4*M*RC*VCEQ^(N-1)/SQR((1+M/2*VCEQ^N))*
   ICQ+1/2*SQR((1+M/2*VCEQ^N))
240 A3=A1*A2
250 B=BFO*(1+M*VCEQ^N)*ICQ^2*M*N*RC*VCEQ^(N-1)
260 B1=-RC*VCEQ^-1*ICQ*(N-1)*(1+M*VCEQ^N)
270 B2=2*(1+M*VCEQ^N*(1+RC*N*VCEQ^-1*ICQ))
280 B9=B*(B1+B2)
290 B3=BFO^2*(1+M*VCEQ^N)^4*SQR((ICQ*ISO))
300 B6=1/4*M*N*RC*VCEQ^(N-1)*ICQ/SQR(1+M/2*VCEQ^N)
310 B7=-(N-1)*VCEQ^-1*RC*ICQ+1/4*N*M*VCEQ^(N-1)*ICQ*
   RC/(1+M/2*VCEQ^N)+1/SQR((1+M/2*VCEQ^N))
320 B8=1/4*SQR((1+M/2*VCEQ^N))
330 B5=(B6*B7+B8)
340 B10=B3* B5
350 R5=VT/(EXP(S2)*ISO*E)
360 R6=1/(ISO*EXP(S2))
370 R7=D/E^2
380 RG2=R5*(R6*R7*(1+A)^2/(B5*BK)-1)
390 RG1=R1*(R2*(1+A)^2/(BK*BS)-1)
400 RG3=R5*(R6*R7*((1+A)*ICQ+C2*A3)^2/(B9-C2*B10)-1)
410 RG3=RG3*.001
420 PRINT "RG3=";RG3;"Kohm"
430 LPRINT "RG3=";RG3
440 PRINT "DEVAM MI?";" E/H?"
450 INPUT "A$=";A$
460 IF A$="E" THEN GOTO 100
470 IF A$="H" GOTO 500
480 PRINT " DIKKAT ! E YA DA H YAZINIZ!"
490 GOTO 450
500 STOP
```

EK D : (7.13) BAĞINTISINA İLİŞKİN BİLGİSAYAR PROGRAMI

```
10 REM RRR
20 REM Bu Program Rg(opt) direncinin (7.13) analitik bağıntısı
    ile hesaplanmasında kullanılır.
    (Not:WEBSTER olayı bu bağıntının kapsamına alınmıştır.)
30 INPUT "M=";M
40 INPUT "N=";N
50 INPUT "VT=";VT
60 INPUT "BFO=";BFO
70 INPUT "ISO=";ISO
80 INPUT "VCC=";VCC
90 INPUT "RC=";RC
100 INPUT "ICQ=";ICQ
110 INPUT "VCEQ=";VCEQ
120 INPUT "TETA=";TE
130 IBQ=(ICQ*ISO*(1+M/2*VCEQ^N)+TE^2*ICQ^2)/
    (BFO*(1+M*VCEQ^N)*ISO*(1+M/2*VCEQ^N))
140 R1=VT/IBQ
150 R2=1/IBQ
160 A1=ISO*(1+M/2*VCEQ^N)^2
170 A2=1+M*VCEQ^N*(1+RC*N*VCEQ^-1*ICQ)
180 A0=A1*A2
190 B1=3+RC*N*VCEQ^(-1)*3/2*ICQ
200 B2=M*VCEQ^N*(1+1/2*RC*N*VCEQ^-1*ICQ)
210 B0=2+M*VCEQ^N*(B1+B2)
220 D10=ISO^2*(1+M/2*VCEQ^N)^4*(1+M*VCEQ^N)*BFO
230 D20=-M*RC^2*N*(N-1)*VCEQ^(N-2)*ICQ*(1+M*VCEQ^N)
240 D30=2*M*N*RC*VCEQ^(N-1)*(1+M*VCEQ^N+RC*N*M*VCEQ^(N-1)*ICQ)
250 D0=D10*(D20+D30)
260 E10=BFO*ISO*(1+M*VCEQ^N)*(1+M/2*VCEQ^N)
270 E20=(1+M*VCEQ^N)*(1+M/2*VCEQ^N)
280 E30=2+M*VCEQ^N*(3+M*VCEQ^N)-N*RC^2*M*VCEQ^(N-2)*
    ICQ^2*(3/2*(N-1)+M*VCEQ^N*(2*N-1))
290 E40=M*RC*N*VCEQ^(N-1)*ICQ*(3+2*M*VCEQ^N)
300 E50=2+M*VCEQ^N*(3+M*VCEQ^N)+N*RC*VCEQ^-1*
    ICQ*(3/2+M*VCEQ^N)
310 E0=E10*(E20+E30+E40+E50)
320 RG=R1*(R2*(A+TE^2*ICQ*B)^2/(D+TE^2*E)-1)
330 RG= RG*.001
340 PRINT "RG=";RG "Kohm"
350 PRINT "DEVAM MI? "; "E/H?"
360 INPUT "A$=";A$
370 IF A$="E" THEN GOTO 120
380 IF A$="H" GOTO 410
390 PRINT "DIKKAT ! YA E YA DA H YAZINIZ"
400 GOTO 360
410 STOP
```


EK:E

Bu tezde serilerden geniş ölçüde yararlanılmıştır. Seriler bir veya birden fazla sayıda değişken cinsinden ifade edildiğine göre, bu değişkenlerin aldıkları değerlere göre yakınsamaları veya ıraksamaları sözkonusu olmaktadır. Bu yüzden bu ekte, tezde kullanılmış olan serilerin yakınsaklık koşulları incelenmiştir.

x bir değişken ve $a_1, a_2, a_3 \dots$ katsayıları x e bağlı olmayan katsayılar olmak üzere, x in kuvvetleri cinsinden bir kuvvet serisi

$$a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots + a_n x^n + \dots$$

biçiminde ifade edilir.

Bir fonksiyon bu biçimde yazılabilen ve yakınsak olmak koşulu ile bir kuvvet serisi ile gösterilebilir.

$f(x)$ ile gösterilen bir fonksiyon, x in yakınsaklık aralığında x in bütün değerlerinin bir fonksiyonu olan bir kuvvet serisi cinsinden

$$f(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots + a_n x^n + \dots \quad (E.1)$$

biçiminde yazılabilir. Buna $f(x)$ in $x=0$ civarında açılımı denir. Bir fonksiyon bu biçimde bir kuvvet serisi ile temsil edildiğine göre, $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n, \dots$ katsayılarının hesaplanması gerekmektedir. $f(x)$ fonksiyonunun sürekli ve bütün türevlerinin mevcut olması koşulu ile türevleri alınıp $x=0$ noktasına ilişkin $a_i (i=1 \dots n)$ katsayıları bulunabilir. Böylece x in küçük değerleri için fonksiyonunun değeri hesaplanabilir.

Yukarıdakine benzer şekilde, a bir sabit ve $b_1, b_2, \dots, b_n$ katsayılar olmak üzere, ele alınan bir $f(x)$ fonksiyonu

$$f(x) = b_0 + b_1(x-a) + b_2(x-a)^2 + \dots + b_n(x-a)^n + \dots \quad (E.2)$$

biçiminde de yazılabilir. Bu takdirde bu seriye $f(x)$ in $x = a$ noktası civarındaki açılımı adı verilir ve $f(x)$ fonksiyonunun türevleri alınıp $x = a$ noktasına ilişkin $b_i (i=1 \dots n)$ katsayıları bulunabilir.

İster $x = 0$ civarında olsun, ister $x = a$ civarında olsun katsayılar hesaplanıp yerlerine konulması ile elde edilen formüllere Taylor formülü veya serisi denilmektedir.

(3.5) Kuvvet serisinin yakınsaklık koşulu:

$(V_{CEQ} + v_{ce})^N$ ifadesi seriye açıldığında,

$$\begin{aligned} (V_{CEQ} + v_{ce})^N &= V_{CEQ}^N + N V_{CEQ}^{N-1} v_{ce} + \frac{N(N-1)}{2!} (V_{CEQ})^{N-2} v_{ce}^2 + \frac{N(N-1)(N-2)}{3!} V_{CEQ}^{N-3} v_{ce}^3 \\ &+ \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)}{4!} V_{CEQ}^{N-4} v_{ce}^4 + \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)(N-4)}{5!} V_{CEQ}^{N-5} v_{ce}^5 + \dots \\ &+ \dots + \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)(N-4) \dots [N-(n-1)]}{n!} V_{CEQ}^{N-n} v_{ce}^n + \dots \end{aligned}$$

şeklinde terimler bulunur. Diğer taraftan

$$x = \frac{v_{ce}}{V_{CEQ}}$$

denirse

$$(V_{CEQ} + v_{ce})^N = V_{CEQ}^N (1+x)^N$$

biçiminde yazılabilir. Eşitliğin sağ tarafındaki ikinci çarpan binom serisinden başka birşey değildir. Bu önemli seri, N pozitif bir sayı ve binom katsayısı

$$\binom{N}{n} = \frac{N(N-1)\dots(N-n+1)}{n!}$$

olmak üzere,

$$(1+x)^N = 1+Nx + \frac{N(N-1)}{2!} x^2 + \frac{N(N-1)(N-2)}{3!} x^3 + \dots + \binom{N}{n} x^n + \dots \quad (E.3)$$

den ibarettir.

Eğer N pozitif bir tamsayı ise (E.3) serisi, terimlerinin sayısı $n = N+1$ olan sonlu bir seridir, çünkü x^N yi ihtiva eden terimden sonra gelen bütün terimler paylarında $(N-N)$ çarpanını içerecekleri için sıfır olurlar. Diğer taraftan (E.3) serisi, $(1+x)$ in N nci kuvvete açılmasıyla elde edilir.

Eğer N tamsayı olmayan pozitif bir sayı ise seri sonsuz terimli bir seridir. O halde (E.3) serisinin yakınsaklığını araştırmak amacıyla n inci ve $(n+1)$ inci terimlerinin mutlak değerleri yazılırsa,

$$u_n = \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+2)}{1.2.3\dots(n-1)} x^{n-1} \right|$$

$$u_{n+1} = \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+2)(N-n+1)}{1.2.3\dots(n-1)n} x^n \right|$$

elde edilir. Önce n inci terimin $n \rightarrow \infty$ gittiğinde limitini bulalım. $N < 1$ olduğundan ve $|N-n| < |n|$ olduğu gözönüne alınıp B_n terimi teşkil edilirse, $|x| < 1$ olmak koşulu ile

$$\lim_{n \rightarrow \infty} B_n = \left| \frac{N(n-2)!}{(n-2)!(n-1)} x^{n-1} \right| = \lim_{n \rightarrow \infty} \left| N \frac{x^{n-1}}{(n-1)} \right| = 0$$

bulunur. $u_n < B_n$ olduğundan

$$\lim_{n \rightarrow \infty} u_n = 0$$

bulunur. $n \rightarrow \infty$ gittiğinde n inci terim sifıra gidiyorsa, serinin yakınsak olduğu söylenebilir. Yakınsaklık aralığını bulmak için Cauchy oran testi uygulanırsa,

$$\frac{u_{n+1}}{u_n} = \left| \frac{N-n+1}{n} x \right| = \left| \frac{N+1}{n} - 1 \right| |x|$$

bulunur.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{N+1}{n} - 1 \right| = 1$$

olduğundan

$$= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_{n+1}}{u_n} = |x|$$

elde edilir. x mutlak değerce 1 den küçük ise serinin yakınsak, 1 den büyükse ıraksak olduğu görülür. 0 halde serinin yakınsak olması için v_{ce} gerilimi

$$|v_{ce}| < |V_{CEQ}|$$

koşulunu sağlayacak biçimde seçilmelidir. Deneyde kullanılan kuvvetlendiricide $V_{CEQ} = 12,5$ V ve $v_{ce} = 2$ V değerlerinde alınarak bu koşul yerine getirilmiştir.

(3.22) serisinin yakınsaklık koşulu:

$$v_{be} = V_T \ln \left(1 + \frac{i_b}{I_{BQ}} \right)$$

olduğuna göre ve

$$x = \frac{i_b}{I_{BQ}}$$

ile gösterilecek olursa,

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} - \frac{x^4}{4!} + \dots - \frac{(-1)^{n-1} x^n}{n!} + \frac{(-1)^n x^{n+1}}{(n+1)!} + \dots$$

elde edilir. Genel terim yazılıp $n \rightarrow \infty$ gittiğinde değeri hesaplanırsa

$$u_n = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{x^n}{n!} = 0$$

elde edilir. Buna göre serinin yakınsak olduğu söylenebilir. Yakınsaklık koşulu bulmak için Cauchy oran testi uygulanırsa,

$$\frac{u_{n+1}}{u_n} = \left| \frac{n}{n+1} x \right|$$

elde edilir.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{n}{n+1} \right| = 1$$

olduğundan

$$\rho = \lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{u_{n+1}}{u_n} \right| = |x|$$

bulunur. O halde bu serinin yakınsak olması için i_b akımı

$$|i_b| < |I_{BQ}|$$

koşulunu sağlayacak biçimde seçilmiş olmalıdır.

(3.12) serisinin yakınsaklık koşulu:

(3.11) bağıntısı

$$f(i_C) = \frac{i_C}{\beta_{Fo}} \frac{1}{1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N} \quad (E.4)$$

biçimindedir. Bu bağıntı Q noktası civarında Taylor serisine açıldı-

ğında elde edilen katsayılar uzun olduklarından, yakınsaklık koşulu-
nun bulunmasında daha kısa bir yol izlenecektir:

Bu bağıntıda, birinci çarpan bir terimlik seri olarak düşünülürse, yakınsaklığa etkisi olmayacağı hemen söylenebilir. O halde ikinci çarpan seriye açılarak yakınsaklık şartı bulunacaktır. İkinci çarpan doğrudan Taylor serisine açılabilir, ancak katsayılar uzun çıktıklarından payındaki i_c değişkenine bağlı terimin Taylor serisine açılıp yakınsak olduğu gösterilirse, bu serinin 1 ile toplamının da yakınsak olacağı açıktır. Diğer deyişle incelenen fonksiyon,

$$f(x) = \frac{1}{1+F(x)}$$

biçimindedir. $F(x)$ fonksiyonu için bulunan yakınsaklık şartı, $f(x)$ için de aynıdır. Çünkü $F(x)$, x değişkenine göre sürekli bir fonksiyon olduğuna göre, $f(x)$ de x e göre süreklidir. O halde $F(x)$ in yakınsaklık koşulunu bulmak amacıyla Taylor serisinden yararlanılacaktır. Taylor serisinin bir başka şekli,

$$(x+h)^n = x^n + nx^{n-1}h + \frac{n(n-1)}{2!} x^{n-2}h^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{3!} x^{n-3}h^3 + \dots$$

olduğundan $F(x)$ in i_c değişkenine bağlı terimi için,

$$\begin{aligned} (v_{CC} - i_{CR_C})^N &= v_{CC}^N - N v_{CC}^{N-1} i_{CR_C} + \frac{N(N-1)}{2!} v_{CC}^{N-2} R_C^2 i_C^2 - \frac{N(N-1)(N-2)}{3!} v_{CC}^{N-3} R_C^3 i_C^3 \\ &+ \dots - \frac{N(N-1)(N-2) \dots (N-n+2)}{(n-1)!} v_{CC}^{N-n+1} R_C^{n-1} i_C^{n-1} + \frac{N(N-1)(N-2) \dots (N-n+1)}{n!} v_{CC}^{N-n} R_C^n i_C^n \\ &+ \frac{N(N-1)(N-2) \dots (N-n)}{(n+1)!} v_{CC}^{N-n+1} R_C^{n+1} i_C^{n+1} + \dots \end{aligned}$$

elde edilir. N pozitif ve 1 den küçük bir sayı olduğundan seri sonsuz terimlidir. N in pozitif bir tamsayı olması durumunda seri sonlu terimli olur, çünkü $N = n$ de paydaki çarpan sıfıra eşit olacağından terim sayısı $N+1$ kadar olur.

Yakınsaklık araştırılacak olursa, önce n inci terimi yazıp $n \rightarrow \infty$ için alacağı değerin bulunması gerekir.

$$\frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{n!} v_{CC}^{N-n} R_{C^iC}^{n,n} = \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{n!} v_{CC}^N \left(\frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} \right)^n$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \rho = \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{n!} v_{CC}^N \left(\frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} \right)^n \right|$$

dır. Diğer taraftan

$$0 < N < 1, v_{CC} > 0, v_{CC}^N > 0, R_{C^iC} > 0$$

ve daima

$$0 < \frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} < 1$$

olduğundan

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} \right)^n = 0$$

olur. Bunu ispatlıyabilmek amacıyla,

$$\frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} = 1$$

kabulu ile n inci terimin değeri büyütülecek olursa,

$$\left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{n!} v_{CC}^N \left(\frac{R_{C^iC}}{v_{CC}} \right)^n \right| < \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{n!} v_{CC}^N \right|$$

$$C = |N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)|$$

$$A = v_{CC}^N$$

olmak üzere eşitsizliğin sağ tarafı

$$= \frac{CA}{n!}$$

olur. $|N-n| < |n|$ olduğu gözönüne alınırsa,

$$B = \frac{N}{n}$$

olur ve $n \rightarrow \infty$ gittiğinde

$$\lim_{n \rightarrow \infty} B = \frac{N}{n} = 0$$

bulunur. O halde serinin yakınsak olduğu söylenebilir. Cauchy oran testi uygulanırsa,

$$u_n = \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+2)}{1.2.3\dots(n-1)} V_{CC}^{N-n+1} R_C^{n-1} i_C^{n-1} \right|$$

$$u_{n+1} = \left| \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+2)(N-n+1)}{1.2.3\dots(n-1)n} V_{CC}^{N-n} R_C^n i_C^n \right|$$

$$\frac{u_{n+1}}{u_n} = \left| \frac{N+1}{n} - 1 \right| \left| \frac{R_C i_C}{V_{CC}} \right|$$

elde edilir.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{N+1}{n} - 1 \right| = 1$$

olduğundan

$$\rho = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{u_{n+1}}{u_n} = \left| \frac{R_C i_C}{V_{CC}} \right|$$

bulunur. Bu durumda,

$$\left| \frac{R_C i_C}{V_{CC}} \right| < 1 \quad \text{veya} \quad i_C < \left| \frac{V_{CC}}{R_C} \right|$$

olduğu takdirde seri yakınsak olur.

Gerçekleştirilen devrede $i_C < \left| \frac{V_{CC}}{R_C} \right|$ koşulunun sağlanmasına dikkat edilmiştir. Devre ancak bu koşul altında çalıştırılmaktadır. Diğer taraftan $I_{CQ} = V_{CC}/2R_C$ ve $i_C = I_{CQ} + i_c$ olduğundan

$$i_C = I_{CQ} + i_c = \frac{V_{CC}}{2R_C} + i_c < \frac{V_{CC}}{R_C}$$

elde edilir. Buradan da

$$i_c < \frac{V_{CC}}{2R_C}$$

sonucu çıkarılır. Şu halde değişken işaret, çalışma noktasında $\frac{V_{CC}}{2R_C}$ küçük olmalıdır. Devrede $R_C = 5 \cdot 10^3 \Omega$, $V_{CC} = 25$ V değerlerinde olduğundan $i_c < 0,025$ A bulunmaktadır ki, çalışma noktasında i_c nin en büyük değeri $i_c = 0,8$ mA tutularak bu koşul sağlanmıştır.

O halde ikinci çarpanın paydasının tamamı alınırsa,

$$1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N$$

dır. Burada M sıfırdan çok çok küçük olduğundan ve parantez içindeki ifadenin seriye açılımı da yukarıda bulunan koşul altında yakınsak olduğundan, bu serinin M ile çarpılıp 1 ile toplanması ile elde edilen seri de yakınsaktır. Paydanın 1 e bölünmesi ile elde edilen seri de yakınsak olur. Sonuç olarak $i_B = f(i_C)$ nin Taylor açılımı yakınsak olur. Ayrı ayrı yakınsak olan iki serinin Cauchy çarpımı da yakınsaktır.

Aynı sonucu bir başka yoldan bulmak mümkündür:

$$i_B(i_C) = \frac{i_C}{\beta_{Fo} [1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N]} \quad (E.4)$$

ifadesinin $i_C = V_{CC}/2R_C$ noktası civarında Taylor serisine açıldığında yakınsaklık şartının ne olduğu araştırılacaktır.

$i_C = z$ denirse (E.4) bağıntısı

$$i_B(z) = \frac{z}{\beta_{Fo} [1 + M(V_{CC} - z R_C)^N]} \quad (E.5)$$

biçiminde yazılabilir. Diğer taraftan a ve a+h, C kapalı alanı içinde bulunan iki nokta olsun. Taylor teoremine göre [29],

$$f(a+h) = f(a) + hf'(a) + \frac{h^2}{2!} f''(a) + \dots + \frac{h^n}{n!} f^{(n)}(a) + \dots$$

veya

$$z = a+h, \quad h = z-a \text{ konarak}$$

$$f(z) = f(a) + f'(a)(z-a) + \frac{f''(a)}{2!}(z-a)^2 + \dots + \frac{f^{(n)}(a)}{n!}(z-a)^n + \dots \quad (E.6)$$

yazılabilir. (E.6) serisinin yakınsaklık şartı $|z-a| < R$ olarak verilir. Burada R yakınsaklık yarıçapıdır ve a çalışma noktasından, f(z) fonksiyonuna ilişkin en yakın tekil noktaya olan uzaklığı ifade eder.

0 halde (E.5) bağıntısının çalışma noktasına en yakın tekil noktasının saptanması lazımdır. Diğer taraftan bir fonksiyonun tekil noktaları aranırken, dallanma noktalarının olup olmadığına da bakılır. (E.5) ifadesinde N tamsayı olmadığından bir dallanma noktasının olduğu hemen görülebilir. Çünkü

$$f(z) = (z-z_d)^N \quad N \neq \text{tamsayı}$$

ise $z = z_d$ için bir dallanma noktası sözkonusudur. (E.5) ifadesinde

$$z_d = \frac{V_{CC}}{R_C}$$

için bir dallanma noktası vardır. Diğer taraftan aynı ifadenin kutupları aranacak olursa,

$$(V_{CC} - R_C z)^N = -\frac{1}{M} = \frac{1}{M} e^{j(\pi+2k\pi)} \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (E.7)$$

$$V_{CC} - R_C z_k = \frac{1}{M^{1/N}} e^{j \frac{(\pi+2k\pi)}{N}}$$

$$z_k = \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} e^{j \frac{(\pi+2k\pi)}{N}} \quad (E.8)$$

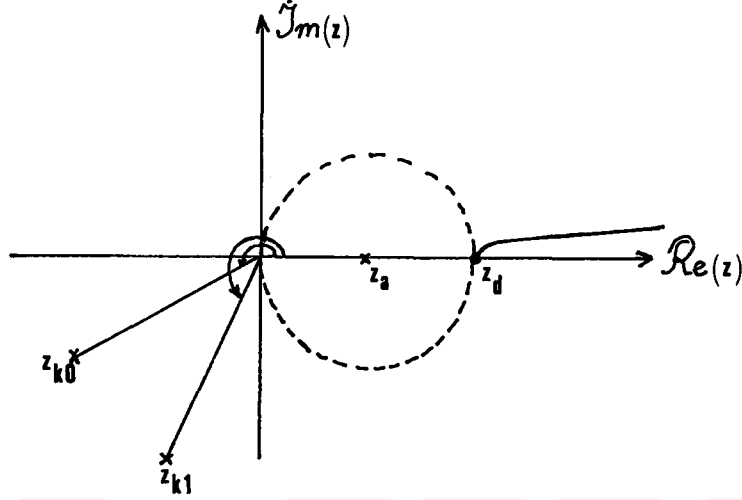
bulunur. Çalışma noktasında $V_{CC} = 25 \text{ V}$, $R_C = 5 \text{ k}\Omega$, $M = 0.03$, $N = 0.464$ olduğu gözönüne alınarak,

$$k = 0 \quad \text{için} \quad z_{k0} = 510^{-3} - 0.382 e^{j28+180} = 0.376 e^{j208}$$

$$k = 1 \quad \text{için} \quad z_{k1} = 510^{-3} - 0.382 e^{j84+180} = 0.38 e^{j264}$$

.

elde edilir. Kompleks düzlemde z_k lar, z_d ve z_a noktaları işaretlenirse, z_d noktasının sağ tarafında kalan kısmın yakınsaklık bölgesinin dışında kaldığı görülebilir (Şekil-E.1).



Şekil-E.1: Kutupların, dallanma ve çalışma noktalarının kompleks düzlemdeki yerleri

Bu tarzda her k değeri için bir kök bulunacaktır. Diğer taraftan payda köklerinin herbirinin a çalışma noktasına olan uzaklığını, z_d noktasının a çalışma noktasına olan R uzaklığından daha küçük yapan bir k değeri bulunmadığı gösterilirse, yakınsaklık koşulunu R yarıçapı belirleyecektir. Diğer deyişle paydanın kutupları içinde z_d den daha yakın bir tanesinin olup olmadığı araştırılacaktır.

$$z_k = \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} e^{j(2k+1)\pi/N}$$

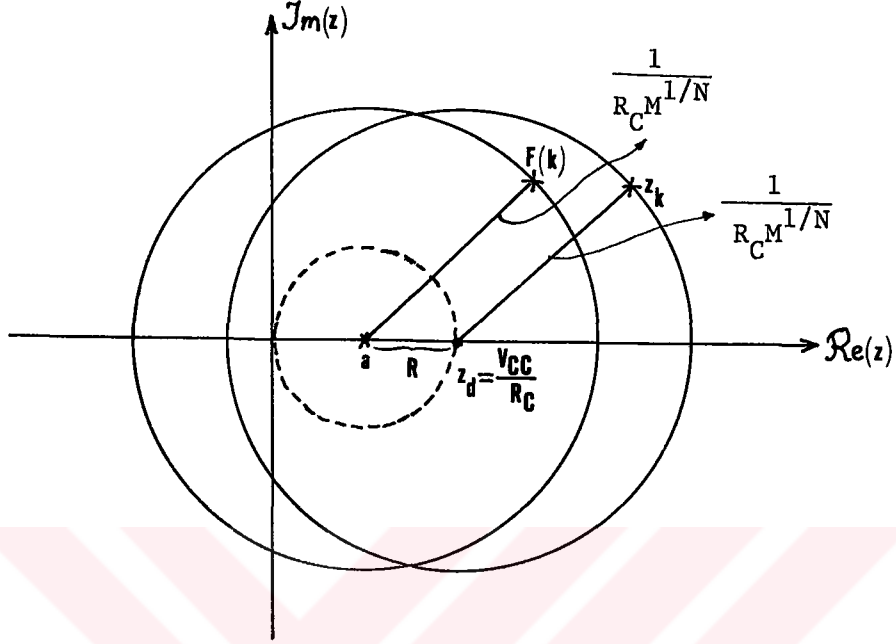
şeklindedir. Çalışma noktasının yeri $a = \frac{V_{CC}}{2R_C}$ olduğuna göre, kutuplara olan uzaklığı için

$$z_k - a = \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} e^{j(2k+1)\pi/N} - \frac{V_{CC}}{2R_C}$$

yazılır ve her iki tarafın mutlak değeri alınırsa,

$$F(k) = |z_k - a| = \left| \frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} e^{j(2k+1)\pi/N} \right| \quad (E.9)$$

elde edilir. Bu bağıntı merkezi $\frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C}$, yarıçapı $\frac{1}{R_C M^{1/N}}$ olan bir daire ifade etmektedir (Şekil-E.2).



Şekil-E.2: (E.9) bağıntısı ile elde edilen köklerin z düzleminde gösterilişi

$F(k)$ nın modülü hesaplanırsa,

$$F(k) = |z_k - a| = \left| \frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} \cos(2k+1)\frac{\pi}{N} - j \frac{1}{R_C M^{1/N}} \sin(2k+1)\frac{\pi}{N} \right|$$

$$F(k) = \sqrt{\left[\frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{R_C M^{1/N}} \cos(2k+1)\frac{\pi}{N} \right]^2 + \left[\frac{1}{R_C M^{1/N}} \sin(2k+1)\frac{\pi}{N} \right]^2}$$

bulunur. k ya değerler verilirse, $k = 6$ da $F(k)$ nın en küçük değeri elde edilir.

$$k = 6 \quad \text{için} \quad F(k) = 0.3804135$$

dır. Şu halde herbiri birer tekil nokta olan kökler için de z_{k6} nın a ya uzaklığı $z_{k6} = 0.3804135$ ve yine bir tekil nokta olan z_d nin a ya uzaklığı $z_d = 0.005$ olduğuna göre, bu durumda a ya en yakın tekil nokta z_d olmaktadır. Taylor teoremi yakınsaklık şartına göre R yarıçapı,

$$R = |z_d^{-a}| = \left| \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C} \right| = \frac{V_{CC}}{2R_C}$$

olarak bulunur. $V_{CC} = 25 \text{ V}$, $R_C = 5K\Omega$ konursa R yarıçapı 0.0025 A bulunur. Sonuç olarak söylenirse $R < 2,5 \text{ mA}$ olmak şartıyla (E.4) bağıntısının

$$a = \frac{1}{2} \frac{V_{CC}}{R_C}$$

civarında Taylor serisine açılımı yakınsak olmaktadır. Bu durum Şekil-(E.1) ve Şekil-(E.2) de kesik çizgili daire ile gösterilmiştir. Devrede $R = 0,8 \text{ mA}$ tutularak $R < 2,5 \text{ mA}$ şartı yerine getirilmiştir.

(3.25) serisinin yakınsaklık koşulu:

(3.25) serisinde genel terim

$$u_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{v_{be}}{V_T} \right)^n$$

dır. $n \rightarrow \infty$ gittinde limiti alınır,

$$\rho = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{v_{be}}{V_T} \right)^n$$

yazılır. Burada $x = v_{be}/V_T$ denirse

$$\rho = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{x^n}{n!} = 0$$

bulunur. Cauchy oran testi uygulanırsa,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n+1} = 0$$

olmak üzere,

$$\rho = \lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{1}{n+1} x \right| = 0$$

olduğundan seri v_{be} nin bütün değerleri için yakınsaktır.

(4.26 A) serisinin yakınsaklık koşulu:

Bu seri de (3.25) bağıntısında olduğu gibi, (4.25) bağıntısının Taylor serisine açılmasıyla elde edilmekte ve yakınsaklık koşulu yine aynı bulunmaktadır: Seri v_{be} nin bütün değerleri için yakınsaktır.

(5.7 A) serisinin yakınsaklık koşulu:

(5.7) bağıntısı Q noktası civarında Taylor serisine açılırsa yakınsaklık koşulu için (3.12) serisinde izlenen yol uygulanarak benzer tarzda bulunur.

(5.7) bağıntısı

$$i_B = \frac{i_C}{\beta_{Fo} [1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N]} + \frac{C_2 I_S^{1/2} i_C}{i_C^{1/2}}$$

şeklindedir. Birinci terimin Taylor serisine açılımından (3.12) serisi elde edilmektedir, bunun yakınsaklık şartı yukarıda verilmiştir. İkinci terim, $A = C_2 I_{so}$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} f(i_C) &= C_2 i_C^{1/2} I_{so} [1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N]^{1/2} \\ &= A i_C^{1/2} [1 + M(V_{CC} - i_C R_C)^N]^{1/2} \end{aligned}$$

biçiminde yazılabilir. Burada birinci çarpan tek elemandan oluşmuş bir seri olarak düşünülürse, yakınsaklığa etkisi olmayacaktır. İkinci çarpanın yakınsaklığı için yukarıdaki yol izlenerek,

$$i_C < \frac{V_{CC}}{R_C} \quad , \quad I_{CQ} + i_C < \frac{V_{CC}}{R} \quad , \quad i_C < \frac{V_{CC}}{2R_C}$$

bulunur. Veya $i_c = z$ denirse ikinci çarpan,

$$B = \left[1 + M(V_{CC} - zR_C)^N \right]^{1/2}$$

olarak elde edilir. Burada dallanma noktaları mevcuttur, bunlar

$$z_d = \frac{V_{CC}}{R_C}$$

$$z_{dk} = \frac{V_{CC}}{R_C} - \frac{1}{M^N} e^{j(1+2k)\frac{\pi}{N}}$$

dır. Taylor teoremine göre en yakın tekil nokta $z_d = \frac{V_{CC}}{R_C}$ olduğundan $R = |z_d - a|$ yarıçaplı daire yakınsaklık şartını vermektedir.

(4.4) Bağıntısının elde edilmesi:

(4.3) bağıntısından (4.4) bağıntısının elde edilebilmesi için bazı ihmallerin yapılması gerekmektedir. Bu amaçla (4.3) bağıntısının pay ve paydasındaki terimlerin herbirinin bir sonrakine göre çok küçük kalması için sağlanması gereken koşullar çıkarılmıştır.

(3.28) kuvvet serisi,

$$i_b = a_1 v_g + a_2 v_g^2 + a_3 v_g^3 + \dots + a_n v_g^n + \dots$$

biçimindedir ve katsayılar $n = 1, 2, 3, \dots$ olmak üzere

$$a_n = \frac{1}{n!} \frac{I_{BQ}}{V_T^n}$$

şeklinde çalışma noktası cinsinden bulunmaktadır. (3.28) serisinde $v_g = V_{gm} \cos \omega t$ biçiminde değişen sinüzoidal bir işaret uygulandığında

$$A_o = \frac{1}{2} a_2 V_{gm}^2 + \frac{3}{8} a_4 V_{gm}^4 + \frac{5}{16} a_6 V_{gm}^6 + \dots$$

$$A_1 = (a_1 V_{gm} + \frac{3}{4} a_3 V_{gm}^3 + \frac{5}{8} a_5 V_{gm}^5 + \frac{25}{32} a_7 V_{gm}^7 + \dots) \cos \omega t$$

$$A_2 = (\frac{a_2}{2} V_{gm}^2 + \frac{1}{2} a_4 V_{gm}^4 + \frac{15}{32} a_6 V_{gm}^6 + \dots) \cos 2\omega t$$

$$A_3 = (\frac{1}{4} a_3 V_{gm}^3 + \frac{5}{16} a_5 V_{gm}^5 + \frac{9}{16} a_7 V_{gm}^7 + \dots) \cos 3\omega t$$

$$A_4 = (\frac{1}{8} a_4 V_{gm}^4 + \frac{3}{16} a_6 V_{gm}^6 + \dots) \cos 4\omega t$$

$$A_5 = (\frac{1}{16} a_5 V_{gm}^5 + \frac{7}{64} a_7 V_{gm}^7 + \dots) \cos 5\omega t$$

⋮

olmak üzere

$$i_b = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + A_4 \cos 4\omega t + A_5 \cos 5\omega t + \dots$$

elde edilir. Tanım gereğince ikinci harmonik distorsiyonu,

$$d_2 \triangleq \frac{A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \dots}}$$

dır. Paydada bulunan harmonik katsayılarının birbirlerine göre ihmal edilebilmesi için sağlanması gereken koşulun bulunması gerekmektedir. Harmonik katsayıları ele alınıp işlemler yapılırsa,

$$A_1 = \frac{I_{BQ}}{V_T} V_{gm} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{1}{2!} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \frac{5}{8} \frac{1}{5!} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^4 + \frac{25}{32} \frac{1}{7!} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^6 + \dots \right]$$

bulunur. Köşeli parantez içindeki terimlerin herbirinin bir sonrakine göre büyük sayılabilmesi için,

$$\frac{V_{gm}}{V_T} < 1$$

koşulunun olması gerekeceği kolayca görülebilir. Diğer harmonik kat-

sayıları sırasıyla,

$$A_2 = \frac{1}{4} I_{BQ} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \frac{15}{480} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^4 + \dots \right]$$

$$A_3 = \frac{1}{24} I_{BQ} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^3 \left[1 + \frac{5}{80} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \dots \right]$$

$$A_4 = \frac{1}{192} I_{BQ} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^4 \left[1 + \frac{1}{60} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \dots \right]$$

$$A_5 = \frac{1}{1920} I_{BQ} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^5 \left[1 + \frac{7}{168} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \dots \right]$$

·
·
·

Katsayılar birbirleriyle terim terime karşılaştırıldıklarında, bir kat-sayının bir öncekine göre küçük olduğu, diğer deyişle

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > A_5 \dots$$

olduğu, ayrı ayrı kareleri alınıp karşılaştırıldıklarında ise

$$A_1^2 \gg A_2^2 \gg A_3^2 \gg A_4^2 \gg A_5^2$$

olduğu kolayca görülür. Karelerinin toplamı teşkil edilirse,

$$\sum_{i=1}^n A_i^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + A_5^2 + \dots$$

$$= I_{BQ}^2 \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{4^2} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^2 + \frac{1}{24^2} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^4 + \frac{1}{192^2} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^6 + \frac{1}{1920^2} \left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^8 + \dots \right]$$

elde edilir. $\frac{V_{gm}}{V_T} < 1$ koşulu altında köşeli parantez içindeki $\left(\frac{V_{gm}}{V_T} \right)^{li}$ terimlerin toplamı 1 in yanında ihmal edilebilir mertebede olduğu görü-lür. O halde sonuç olarak

$$\sum_{i=1}^n \sqrt{A_i^2} \approx A_1$$

olduğundan ikinci harmonik distorsiyonu için

$$d_2 \approx \frac{A_2}{A_1}$$

yazılır. A_1 ve A_2 nin eşitlikleri yerine konur ve paranteze alınır

$$d_2 \approx \frac{1}{2} \frac{(a_2 + a_4 V_{gm}^2 + \frac{15}{16} a_6 V_{gm}^4 + \dots)}{(a_1 + a_3 V_{gm}^3 + \frac{5}{8} a_5 V_{gm}^4 + \frac{25}{32} a_7 V_{gm}^7 + \dots)} V_{gm} \quad (E.10)$$

elde edilir. Burada a_n ($n=1,2,3,\dots$) katsayıları çalışma noktasına bağlı olarak

$$a_n = \frac{1}{n!} \frac{I_{BQ}}{V_T^n}$$

biçiminde hesaplanır. (E.10) ifadesinin pay ve paydasındaki terimlerin herbirinin bir öncekine göre ihmal edilebilecek kadar küçük olması için V_{gm} nin alması gereken değer bulunabilir, öyle ki bu bulunan değer aynı zamanda yukarıda elde edilen $V_{gm}/V_T < 1$ koşulunu da sağlamalıdır. O halde pay ve paydadaki terimlerle,

$$|a_2| >> |a_4 V_{gm}^2| >> |\frac{15}{16} a_6 V_{gm}^4| \dots$$

$$|a_1| >> |\frac{3}{4} a_3 V_{gm}^2| >> |\frac{5}{8} a_5 V_{gm}^4| >> |\frac{25}{32} a_7 V_{gm}^7| \dots$$

eşitsizlikleri yazılıp herbir eşitsizliğe ilişkin V_{gm} değerleri hesaplanırsa,

$$|a_1| >> |\frac{3}{4} a_3 V_{gm}^2| \quad \text{den} \quad V_{gm} << |\sqrt{8} V_T| \quad V_{gm} << 75.54 \text{ mV} \quad V_{gm} = 7,5 \text{ mV} \quad (a)$$

$$|a_2| >> |a_4 V_{gm}^2| \quad \text{den} \quad V_{gm} << |\sqrt{12} V_T| \quad V_{gm} << 90.06 \text{ mV} \quad V_{gm} = 9 \text{ mV} \quad (b)$$

$$|\frac{3}{4} a_3 V_{gm}^3| >> |\frac{5}{8} a_5 V_{gm}^5| \quad V_{gm} << |\sqrt{24} V_T| \quad V_{gm} << 127,37 \text{ mV} \quad V_{gm} = 13 \text{ mV} \quad (c)$$

$$|a_4 V_{gm}^2| >> |\frac{15}{16} a_6 V_{gm}^4| \quad V_{gm} << |\sqrt{32} V_T| \quad V_{gm} << 147 \text{ mV} \quad V_{gm} = 14 \text{ mV} \quad (d)$$

$$|\frac{5}{8} a_5 V_{gm}^4| >> |\frac{25}{32} a_7 V_{gm}^6| \quad V_{gm} << |\sqrt{33.6} V_T| \quad V_{gm} << 150 \text{ mV} \quad V_{gm} = 15 \text{ mV} \quad (e)$$

·
·
·

elde edilir. Bu değerler incelenirse eşitsizlik takımının ortak çözümü (a) eşitsizliğine ilişkin $V_{gm} = 7,5 \text{ mV}$ olduğu görülür. Çünkü bu değer diğer eşitsizliklerin sağlanması gereken en küçük değerlerin hepsinden daha küçüktür ve (a) eşitsizliğine ilişkin koşul olan $V_{gm} << \sqrt{8} V_T$ yanında 10 misli küçük olmasına karşılık diğer eşitsizlikler için ise çok daha küçük olacağından dolayısıyla (E.10) ifadesinde herbir terim bir öncesine göre rahatlıkla ihmal edilerek

$$d_2 \approx \frac{1}{2} \frac{a_2}{a_1}$$

bulunur. V_{gm} ye verilen bu değer $V_{gm}/V_T < 1$ koşulunu da sağlamaktadır. Tezde kullanılan devrede ise $V_{gm} = 6,1 \text{ mV}$ da sabit tutulmak suretiyle yukarıdaki koşullar sağlanmıştır.

Öte yandan (3.13) kuvvet serisinde $i_c = I_m \cos \omega t$ konduğunda benzer şekilde hareket edilerek çıkışta oluşan harmonikler arasında yazılan

$$|k_2| >> |k_4 I_m^2|$$

$$|k_1| >> |\frac{3}{4} k_3 I_m^2| >> |\frac{5}{8} k_5 I_m^4|$$

eşitsizliklerinden

$$I_m << |\sqrt{\frac{4}{3} \frac{k_1}{k_3}}| \quad (f)$$

$$I_m << |\sqrt{\frac{k_2}{k_4}}| \quad (g)$$

$$I_m < \left| \sqrt{\frac{6}{5} \frac{k_3}{k_5}} \right| \quad (h)$$

⋮

elde edilir. (f) eşitsizliğinde k_1 ve k_3 katsayılarının değerleri yerine konup gerekli hesaplamalar yapılırsa $I_m < 27$ mA bulunur. Benzer düşünceyle $I_m = 2,7$ mA değerinin eşitsizlik takımının ortak çözümü olduğu görülür. Deneyde ise $I_m = 0,8$ mA de sabit tutulmuştur.

Diğer taraftan (4.3) bağıntısı

$$d_2 \approx \frac{1}{2} \frac{(c_2 + c_4 V_{gm}^2 + \dots)}{(c_1 + \frac{3}{4} c_3 V_{gm}^2 + \dots)} V_{gm}$$

biçimindedir. Yukarıda çıkarılan koşullar, aynı devre kullanıldığından bu bağıntı için de geçerlidir. Diğer deyişle $V_{gm} (< \sqrt{8} V_T) = 7.5$ mV ve $V_{gm}/V_T < 1$ koşulları altında,

$$|c_2| >> |c_4 V_{gm}^2| >> |c_6 V_{gm}^4| \dots$$

ve

$$|c_1| >> |\frac{3}{4} c_3 V_{gm}^2| >> |\frac{5}{8} c_5 V_{gm}^4| \dots$$

eşitsizlik takımları sağlandığından gerekli ihmalleri yapılır ve böylece (4.4) bağıntısı olan

$$d_2 \approx \frac{1}{2} \frac{c_2}{c_1} V_{gm}$$

elde edilir. O halde tezde kullanılmış olan bu formülün doğru sonuç vermesi için yine $V_{gm} < V_T$ koşulu sağlanmalıdır.

ÖZGEÇMİŞ

Sadri ÖZCAN 1949 yılında İstanbul'da doğdu. İlk ve Orta öğrenimlerini İstanbul Rami Ortaokulunda, Lise öğrenimini İstanbul Pertevniyal Lisesinde yaptı.

1968 yılında girdiği İstanbul Teknik Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Elektrik bölümünü, 1971 yılında "İyi" derece ile bitirdiğinden aynı yıl aynı Üniversitenin Elektrik Fakültesinin Zayıf Akım bölümüne girmeğe hak kazandı. 1973 yılında İ.T.Ü.Elektrik Fakültesi Yüksek Frekans Tekniği Kürsüsü Yardımcı Asistanlığına atandı. 1974 yılında Zayıf Akım kolundan mezun oldu ve aynı yıl Mühendislik-Mimarlık Fakültesine Asistan olarak atandı. 1976 yılında askerlik hizmetini kısa dönem olarak Ankara'da Muhabere Okulunda yerine getirmek amacıyla izin aldı. 1980 yılında her iki fakültenin birleşmesi sonucu Elektrik Fakültesine Araştırma Görevlisi olarak atandı. Halen aynı yerde görevine devam etmektedir.

"Tranzistorlu Kuvvetlendiricilerde Distorsiyonun Azaltılması" ve "Mikroişlemciler" çalışma konuları arasındadır.