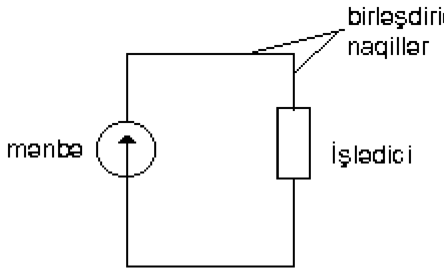
***Elektrik dövrələri nəzəriyyəsi fənnindən kollokvium suallarının cavabları***

# 1. ELEKTRİK DÖVRƏSİ CƏRƏYAN VƏ GƏRGİNLİYİN MÜSBƏT İSTİQAMƏTLƏRİ

Elektrik dövrəsi dedikdə cərəyanın keçməsini təmin edən elementlər toplusu nəzərdə tutulur. Elektrik dövrəsi üç hissədən ibarətdir.

1. Enerji mənbəyi (gərginlik və cərəyan mənbələri).
2. İşlədici və ya qəbuledicilər.
3. Mənbə və işlədiciləri birləşdirən naqillər.

Şəkil 1-də sadə elektrik dövrəsi göstərilmişdir:




Şəkil 1.

Enerji mənbələrində müxtəlif növ enerjilər (mexaniki, kimyəvi, istilik və s.) elektrik enerjisinə çevrilir. Mənbələrə misal olaraq generatorları, akkumulyatorları və s. göstərmək olar. İşlədicilərdə isə elektrik enerjisi müxtəlif növ enerjilərə çevrilir. İşlədicilərə misal olaraq elektrik qızdırıcılarını, elektrik mühərriklərini, radioqəbulediciləri və s. göstərmək olar.

Dövrədə mənbələri və işlədiciləri birləşdirən naqillər əsasən aliminium və misdən olur.

Elektrik sxemində dövrə elementi dedikdə, hər hansı fiziki mövcud olan qurğunu deyil, onun ideallaşdırılmış modeli başa düşülür. Bu elementlər aktiv və passiv olmaqla iki yerə bölünür. Aktiv elementlərə misal enerji mənbələrini göstərmək olar.

Dövrənin passiv elementləri isə müqavimət, induktivlik və tutumdur. Passiv elementlər xətti və qeyri-xətti olmaqla da iki cür olur.

Volt-amper xarakteristikası düz xətt olan element xətti element, əks halda isə qeyri-xətti element adlanır. Volt-amper xarakteristikası dedikdə, elementin sıxaclarındakı gərginliklə ondan axan cərəyan arasındakı asılılıq və ya əks asılılıq başa düşülür.

Elektrik cərəyanı elektrik yüklərinin istiqamətlənmiş hərəkətindən ibarətdir. Metallarda cərəyan elektronların istiqamətlənmiş hərəkətindən ibarətdir. Elektrolit və qazlarda isə cərəyan müsbət və mənfi yüklü hissəciklərin (ionların) istiqamətlənmiş hərəkətidir.

Göründüyü kimi, cərəyanı həm müsbət, həm də mənfi yüklü hissəciklər yaradır.

Şərti olaraq cərəyanın istiqaməti kimi müsbət yüklü hissəciklərin hərəkət istiqaməti götürülür, başqa sözlə, cərəyanın istiqaməti olaraq elektronların hərəkəti istiqamətinin əksi götürülür. Bilirik ki, cərəyan keçən yükün həmin yükün keçməsi üçün sərf olunan zamana nisbətinin, zaman sıfıra yaxınlaşdıqda limiti ilə müəyyən olunur.

$$i = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt}$$

Yə'ni cərəyan yükün zamana görə törəməsi ilə müəyyən olunur. Burada

$$q = q_+ + q_-$$

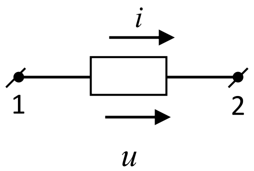
olub müsbət və mənfi yüklərin cəmidir. Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS sistemində) yükün vahidi Kulon, zaman vahidi saniyə, cərəyan vahidi isə Amperdir.

Cərəyanın istiqamətini onun işarəsi müəyyən edir. Başqa sözlə, müsbət və ya mənfi cərəyan anlayışlarının o vaxt mə’nası olur ki, cərəyanının istiqaməti əvvəldən seçilmiş hər hansı bir istiqamətlə müqayisə edilsin. Əvvəlcədən ixtiyari götürülmüş həmin istiqamət müsbət istiqamət adlanır. Jərəyanın müsbət istiqaməti dedikdə, biz naqildə yüklərin hərəkət istiqaməti deyil, əvvəldən götürülmüş ixtiyari istiqaməti başa düşürük. Başqa sözlə, cərəyanların müsbət istiqaməti naqildə cərəyanın əsil istiqaməti deyil.

Dövrənin həllindən sonra cərəyanın qiyməti müsbət alınarsa, bu cərəyanın istiqamətinin götürülmüş istiqamətlə eyni olduğunu, mənfi alınarsa, götürülmüş müsbət istiqamətin əksinə olunduğunu göstərir.

Dövrədə cərəyan $i$ hərfi ilə, istiqaməti isə oxla və ya indekslərlə göstərilir.

Gərginlik isə iki nöqtə arasında potensiallar fərqidir. Hər hansı ixtiyari 1 və 2 nöqtələri arasındakı potensiallar fərqi, müsbət vahid yükü 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə gətirmək üçün görülən işə bərabərdir. (şəkil 2)




Şəkil 2

Gərginliyin istiqaməti də oxla və ya indekslərlə göstərilir. Məsələn, $u_{1,2}$ dedikdə istiqaməti 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə doğru olan gərginlik başa düşülür.

Aydındır ki, $u_{1,2} = -u_{2,1}$ olar. Gərginlik üçün də müsbət istiqamət seçilir. Ümumiyyətlə, gərginliyin müsbət istiqaməti cərəyanın müsbət istiqamətində götürülür.

Əgər 1 nöqtəsinin potensialı 2-nin potensialından böyük olarsa, alınan cərəyanın qiyməti müsbətdir, yə’ni onun istiqaməti götürdüyümüz müsbət istiqamətlə eynidir.

Əgər 2-nin potensialı 1 nöqtəsinin potensialından böyük olarsa, əksinə olar.

## 2. ANİ GÜC VƏ ENERJİ. MÜQAVİMƏT

Fərz edək ki, hər hansı dövrə hissəsinə tətbiq edilmiş $u$ gərginliyinin tə’siri altında $dq$ yükü keçir. Bu zaman dövrəyə qəbul edilən elementar enerji

$$dw = udq \qquad (1) \qquad \text{olar.}$$

$$dq = idt$$

Olduğundan, bunu (1) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$dw = uidt \qquad (2) \qquad \text{olar.}$$

Enerjinin dəyişmə sür’əti və ya onun zamana görə birinci tərtib törəməsi güc olduğundan (2)-dən alırıq:

$$p = \frac{dw}{dt} = ui$$

Yə’ni ani güc cərəyanın və gərginliyin ani qiymətləri hasilindən ibarətdir.

Əgər dövrədən keçən yük hər hansı $t_1$ və $t_2$ vaxtı ərzində olmuşdursa, onda həmin müddətdə dövrəyə daxil olan enerji (2)-dən göründüyü kimi

$$W = \int_{t_1}^{t_2} uidt = \int_{t_1}^{t_2} pdt$$

Müqavimət dövrənin elə bir elementidir ki, orada dönməyən proses, elektrik enerjisinin istilik enerjisinə çevrilməsi prosesi gedir.

Müqavimət $r$ hərfi ilə işarə edilir. $r$ -dövrədə həm müqaviməti işarə edir, həm də onun qiymətini müəyyən edir. Belə ki,

$$r = \frac{u}{i} \qquad (1)$$

(1) ifadəsi Om qanununun ifadəsidir.

Müqavimətin tərsi olan kəmiyyət keçiricilikdir.

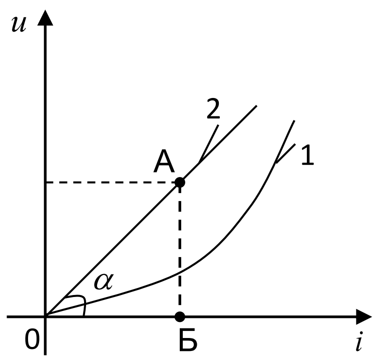
$$g = \frac{1}{r}$$

BS sistemində gərginlik vahidi volt (V) cərəyan vahidi amper (A) olduğundan, müqavimət vahidi Om, keçiricilik vahidi isə Simensdir (Sim).

$$Sim = \frac{1}{Om}$$

Müqavimətlər xətti və qeyri-xətti olmaqla iki cür olurlar.

Şəkil 3-də xətti və qeyri-xətti müqavimətin volt-amper xarakteristikası göstərilmişdir.




Şəkil 3.

Şəkil 3-də 1 əyrisi qeyri-xətti müqavimətə, 2 düz xətti isə xətti müqavimətə aiddir.

Müqavimət xətti olduqda onun qiymətini volt-amper xarakteristikasının absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi kimi tapmaq olar:

$$r = \frac{m_u AB}{m_i OB} = \frac{m_u}{m_i} tg\alpha$$

$m_u$ - gərginlik, $m_i$ isə cərəyan miqyasıdır.

Göstərdiyimiz $r$ müqaviməti sabit cərəyan dövrəsində omik müqavimət, dəyişən cərəyan dövrəsində isə aktiv müqavimət adlanır.

Həmişə $r_{\text{om}} < r_{\text{акт}}$ olur. Buna səbəb səth effekti və digər effektlərdir. Müqavimətdə sərf edilən güc

$$P_r = ui = i^2 r = u^2 g \qquad \text{olar.}$$

Hər hansı t müddətində həmin müqavimətə verilən enerji isə

$$W_r = \int_0^t P_r dt = \int_0^t r i^2 dt \qquad (2)$$

kimi tapıla bilər. Əgər cərəyan sabit cərəyan olarsa,

$$i = I = const$$

olduğundan (2)-dən

$$W_r = I^2 rt \qquad (3)$$

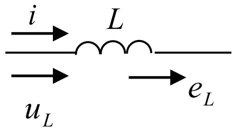
alınır.

(3) bildiyimiz Coul-Lens qanunudur ki, bu da cərəyanın istilik effektini xarakterizə edir, yə'ni naqildən cərəyan axarkən, həmin naqilin $r$ müqavimətində t müddəti əpzində $I^2rt$ qədər istilik enerjisi ayrılır.

## 3. İNDUKTİVLİK

İnduktivlik dövrənin elə ideallaşdırılmış elementidir ki, o õañsÿcə induktiv sarğaca yaxın olub ondan cərəyan keçdikdə enerjiyə malik olan maqnit sahəsi yaradır və L èëÿ èøàðÿ edilir (şəkil.4.) İnduktivlik elektrik sxemlərində aşağıdakı kimi işarə edilir.

Şəkii 4.




İnduktivlik qiymətcə maqnit ilişmə selinin həmin seli yaradan cərəyana olan nisbətinə bərabərdir.

$$L = \frac{\psi}{i}$$

Sarğacın bütün sarğılarını kəsən maqnit seli eynidirsə, onda maqnit ilişmə seli ψ maqnit selinin (F), sarğılar sayına (W) olan hasilinə bərabərdir:

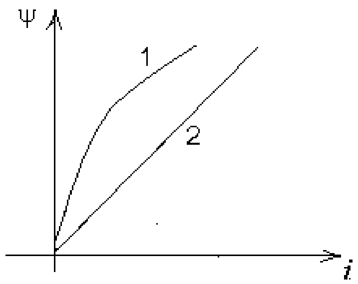
$$\psi = W\Phi$$

Əgər bütün sarğıları kəsən maqnit seli eyni deyilsə, bu halda maqnit ilişmə seli bütün sarğıları kəsən maqnit sellərinin cəmi kimi tə'yin edilir.

BS-də maqnit ilişmə selinin vahidi Veberdir (Vb). Onda induktivliyin vahidi

$$[L] = \frac{Vb}{A} = Hn \quad \text{(Henri)} \qquad \text{olar.}$$

İnduktilik də xətti və qeyri-xətti ola bilər. Əgər onda yaranan maqnit ilişmə selinin cərəyandan asılılığı xəttidirsə, belə induktivlik xətti, əks halda isə qeyri-xətti adlanır. Odur ki, induktivlik $\psi(i)$ (veber-amper) asılılığı ilə xarakterizə olunur (şəkil 5). Şəkildə 1 əyrisi qeyri-xətti, 2 düz xətti isə xətti induktivliyə aiddir.




Şəkil 5.

Maksvel-Faradey qanununa görə bilirik ki, maqnit ilişmə selinin dəyişməsi zamanı induktivlikdə yaranan elektrik hərəkət qüvvəsi (*e*.h.q) belə tə'yin edilir:

$$e_L = -\frac{d\Psi}{dt}$$

Əgər dəyişən maqnit seli həmin seli yaradan cərəyanlı naqili kəsirsə, bu halda həmin naqildə yaranan *e*.h.q-si özünə induksiya *e*.h.q-si adlanır ($e_L$).

Lens qanununa görə burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, yaranan induksiya *e*.h.q-si onu yaradan səbəbə, yə'ni maqnit ilişmə selinin dəyişməsinə əks tə'sir göstərir.

Bu halda induksiya *e*.h.q-nin müsbət istiqaməti cərəyanın müsbət istiqaməti ilə eyni götürülmüşdür. $\psi = Li$ olduğunu nəzərə alaraq yaza bilərik ki,

$$e_L = -L\frac{di}{dt}$$

İnduktivliyin sıxaclarındakı gərginlik $u_L$ istiqamətcə onda yaranan *e*.h.q-nin əksinədir. Yə'ni

$$u_L = -e_L$$

Onda

$$u_L = L\frac{di}{dt}$$

buradan

$$i = \frac{1}{L}\int_{-\infty}^{t} u_L dt$$

alınar. İnteqralın aşağı sərhəddinin mənfi sonsuzluq götürülməsi onu göstərir ki, induktivlikdə baxılan ana qədər cərəyan ola bilərdi. Bu cərəyanı $i(0)$ ilə göstərsək,

$$i(0) = \frac{1}{L}\int_{-\infty}^{0} u_L dt$$

$$i = i(0) + \frac{1}{L}\int_{0}^{t} u_L dt$$

Əgər $i(0) = 0$ olarsa, induktivlikdən axan cərəyan

$$i = \frac{1}{L}\int_{0}^{t} u_L dt$$

kimi tə'yin edilər.

İnduktivlikdəki güc

$$P_L = u_L i = iL\frac{di}{dt}$$

Hər hansı $t$ anında induktivliyin maqnit sahəsində toplanan enerji isə

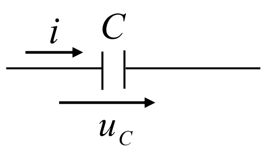
$$W_L = \int_{-\infty}^{t} P_L dt = \int_{0}^{i} Lidi = L\frac{i^2}{2} = \frac{\Psi^2}{2L}$$

olar.

# 4. TUTUM

Tutum dövrənin elə ideallaşdırılmış elementidir ki, o xassəcə kondensatora yaxın olub ona gərginlik tə'sir edərkən özündə elektrik sahəsininin enerjisini toplayır. Sxemlərdə C ilə işarə edilir və aşağıdakı kimi göstərilir (şəkil 6).

Şəkil 6.

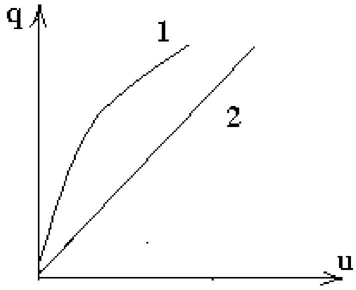



Elektrik tutumu kimi kondensatorlardan istifadə edilir. (Sadə halda kondensator aralarında dielektrik olan 2 lövhədir). Tutumun qiyməti onda yığılan elektrik yükünün ona tə'sir edən gərginliyə olan nisbəti kimi tə'yin edilir. Yə'ni

$$C = \frac{q}{u_c} \qquad (1)$$

BS sistemində tutumun vahidi Faraddır. ([C]= $\frac{K}{V}$ =F). 1 F çox böyük kəmiyyətdir. Odur ki, istehsalatda işlədilən kondensatorların tutumları mkF, nF və pF-larla (1mkF=$10^{-6}$ F; 1nF=$10^{-9}$ F; 1pF=$10^{-12}$ F) ölçülür. Tutum Kulon-volt asılılığı (elektrik yükünün gərginlikdən asılılığı) ilə xarakterizə olunur.

Ümumi halda yükün gərginlikdən asılılığı qeyri-xəttidir, ona görə tutum da gərginlikdən asılıdır. Bu səbəbdən kondensatorların tutumu xətti və qeyri-xətti olur. Əgər q(u) asılılığı (şəkil 7) xəttidirsə, tutum xətti, əks halda isə qeyri-xəttidir. Şəkildə 1 əyrisi qeyri-xətti, 2 düz xətti isə xətti tutuma aiddir.




**Şəkil 7**

Tutumdan axan cərəyan bilirik ki,

$$i = \frac{dq}{dt} = C\frac{du_C}{dt} \qquad (2)$$

kimi tə'yin edilir, yə'ni cərəyan tutumda gərginliyin zamana görə dəyişmə sür'əti ilə müəyyən olunur.

Hər hansı tutuma müəyyən gərginlik tətbiq edilmişsə onda, potensialı yüksək olan lövhəyə müsbət yüklər, alçaq olan lövhəyə isə mənfi yüklər toplanır. Gərginlik dəyişdikdə hansı lövhənin potensialı artırsa, ora əlavə olaraq müsbət yük, potensialı kiçilən lövhəyə isə bir elə mənfi yük daxil olur. Beləliklə, yüklərin yerdəyişməsi yaranır ki, bu da cərəyan deməkdir. Kondensatorun lövhələri arasındakı dielektrik, dövrənin qapanmasında iştirak edir. Bunu keçiricilik cərəyanın, yerdəyişmə cərəyanı ilə əvəz olunması kimi başa düşmək olar. Yerdəyişmə cərəyanı isə elektrik sahə gərginliyinin dəyişməsi hesabına yaranır. Tutum sabit cərəyanı buraxmır. (çünki, sabit cərəyanda elektrik sahə gərginliyinin zamana görə törəməsi sıfırdır, yəni o dəyişmir). Başqa sözlə tutumun sabit cərəyana qarşı müqaviməti sonsuzluğa bərabərdir.
(2) ifadəsindən alınır ki,

$$u_C = \frac{1}{C}\int_{-\infty}^{t} idt \qquad (3)$$

İnteqralın aşağı sərhəddinin mənfi sonsuzluq götürülməsi tutuma gərginlik tətbiq edilənə qədər onda gərginlik ola biləcəyini göstərir. Bu gərginlik

$$u_C(0) = \frac{1}{C}\int_{-\infty}^{0} idt$$

Onda (3-dən) alınar ki, $u_C = u_C(0) + \frac{1}{C}\int_{0}^{t} idt$

Əgər $u_C(0) = 0$ olarsa,

$$u_C = \frac{1}{C}\int_{0}^{t} idt$$ alınar.

Tutumda ani güc

$$P_C = u_C i = Cu_C\frac{du_C}{dt}$$

olduğundan hər hansı $t$ anında tutumda toplanan elektrik sahəsinin enerjisi

$$W_C = \int_{-\infty}^{t} P_C dt = \int_{0}^{u_C} C u_C du_C = C\frac{u_C^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

olar. Burada $u_C(0) = 0$ qəbul edilmişdir.

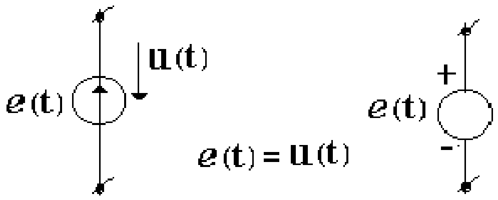
# 5. ENERJİ MƏNBƏLƏRİ

Elektrotexnikada iki növ enerji mənbəyi anlayışından istifadə edilir:

1. Gərginlik mənbəyi
2. Cərəyan mənbəyi

Gərginlik mənbələri elə mənbələrdir ki, onların sıxaclarındakı gərginlik ondan axan cərəyandan asılı deyil. Belə mənbələrin daxili müqaviməti sıfırdır, yəni gərginlik mənbəyinin daxilində passiv elementlər (R,L,C) olmur.

Sxemlərdə gərginlik mənbələri şəkil 8-də verildiyi kimi göstərilir:

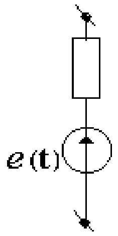



**İdeal mənbələr**

**Şəkil 8**

Belə mənbəni qısa qapadıqda ondan axan cərəyan sonsuzluğa bərabər olar. Başqa sözlə, belə mənbə sonsuz gücə malik olan mənbədir. Həyatda sonsuz gücə malik olan mənbə yoxdur, yə'ni bütün real mənbələri qısa qapadıqda, ondan axan cərəyan sonlu qiymət alır və onun gücü də sonlu olur. Yəni baxılan mənbə ideal mənbədir. Real mənbələr isə sxemdə ideal gərginlik mənbəyi və ona ardıcıl qoşulmuş müqavimət kimi göstərilir (şəkil 9).

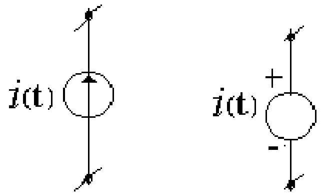
Mənbədə müsbət vahid yükü mənfi qütbdən müsbət qütbə aparmaq üçün xarici qüvvələrin gördüyü iş mənbəyin *e*.h.q adlanır.

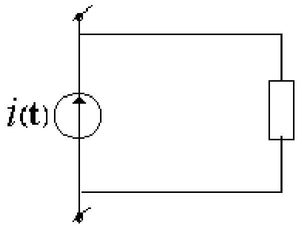



Real mənbə

Şəkil 9

Cərəyan mənbəyi elə aktiv elementdir ki, ondan axan cərəyan onun sıxaclarındakı gərginlikdən asılı deyil. Jərəyan mənbəyinin daxili müqaviməti sonsuzluğa bərabər olur ki, bunun hesabına dövrənin xarici parametrlərinin ondan axan cərəyana tə'siri olmur. Dövrlərdə real cərəyan mənbəyi şəkil 10-da verildiyi kimi göstərilir. Belə mənbəyin sıxaclarına qoşulmuş yükün müqavimətini artırdıqca, onun sıxaclarındakı gərginliyin qiyməti artacaq. Yükün müqavimətini sonsuz artırarıqsa, bu mənbəyin sıxaclarındakı gərginlik sonsuzluğa bərabər olar. Beləliklə, bu ideal cərəyan mənbəyi də sonsuz güc mənbəyidir. Real mənbələrin isə gücləri sonludur, çünki real mənbələrdə daxili müqavimət böyük olsa da, sonsuz deyil, ona görə onun sıxaclarındakı gərginlik sonsuz olmur. Bu səbəbdən real mənbələr sonlu güc mənbələridir. Real cərəyan mənbəyi ideal mənbə və ona paralel qoşulmuş müqavimət kimi göstərilir (şəkil 11).

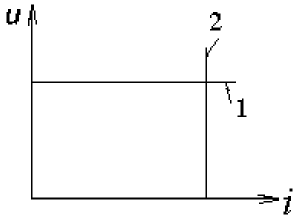


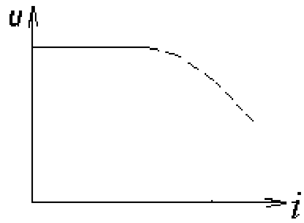




İdeal mənbələr

Şəkil 10 Şəkil 11

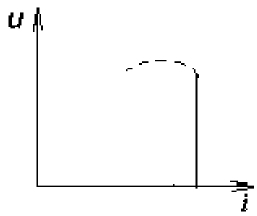
Æÿðÿéàí ìÿíáÿéèíÿ ìèñàë îëàðàã áþéöê ãèéìÿòèè àðãûæûë ìöãàvimət qoşulmuş akkumlyatoru göstərmək olar. İdeal cərəyan və gərginlik mənbələrinin volt-amper xarakteristikası cərəyan və gərginlik oxuna paralel olan düz xətdir. (şəkil 12).




Şəkil 12 Şəkil 13

Şəkil 12-də 1 düz xətti gərginlik mənbəyinə, 2 isə cərəyan mənbəyinə aiddir.




Şəkil 14

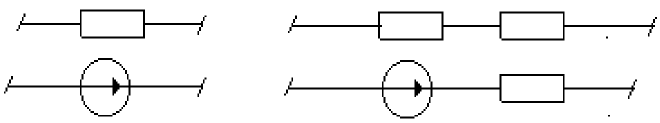
Gərginlik mənbəyi kimi götürülə bilən müstəqil tə'sirlənən və cərəyan mənbəyi kimi ardıcıl tə'sirlənən sabit cərəyan generatorunun volt-amper xarakteristikaları isə (real mənbələrin volt-amper xarakteristikası) şəkil 13 və 14-də göstərilmişdir.

Əgər mənbələr sabit olarlarsa, onda e.h.q. mənbəyi $e(t) = E = const$, cərəyan mənbəyi isə $i(t) = I = const$ kimi göstərilir.

## 6. ELEKTRİK SXEMİNİN ELEMENTLƏRİ

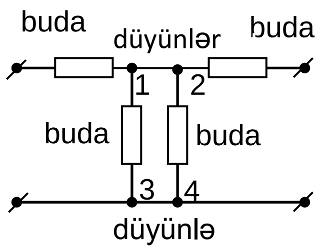
Elektrik sxemi elektrik dövrəsinin qrafiki təsviridir. Elektrik dövrəsinin elementləri olduğu kimi, elektrik sxeminin də özünə məxsus elementləri vardır.

Elektrik sxeminin elementləri budaq (qol), düyün və konturdur. Budaq bir və ya bir neçə elementdən ibarət ardıcıl dövrə hissəsidir. Budaqda bütün elementlərdə cərəyan eynidir. Şəkil 15-də müxtəlif budaqlar göstərilmişdir.

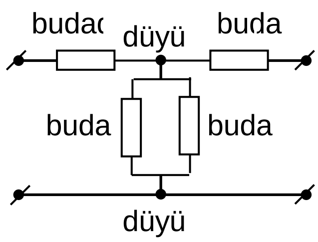


Şəkil 15

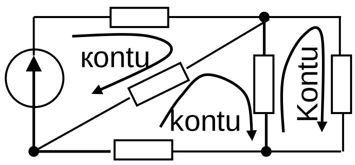
Üç və üçdən artıq budağın birləşdiyi nöqtəyə düyün deyilir.




Şəkil 16




Şəkil 17



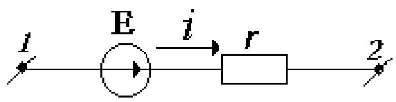

Şəkil 18

Şəkil 16 və 17-də düyünlərin sayı müxtəlif görünsə də, əslində onlar arasında fərq yoxdur. Çünki iki düyün arasında element yoxdursa, (şəkil 16-da 1 düyünü ilə 2 düyünü və 3 düyünü ilə 4 düyünü) onda onların potensialları bir-birinə bərabərdir. Eyni potensiallı nöqtələri isə bir-biri ilə birləşdirmək mümkün olduğundan (şəkil 16-da 1 düyünü ilə 2 düyününü və 3 düyünü ilə 4 düyününü birləşdirmək olar ki, bu halda (şəkil 17 alınır) iki düyünü bir düyün kimi təsəvvür etmək olar.

Bir neçə budaqdan ibarət qapalı dövrə kontur adlanır. Şəkil 18-də üç müxtəlif kontur göstərilmişdir.

## 7. E.H.Q.-si DAXİL OLAN DÖVRƏ HİSSƏSİ ÜÇÜN VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKASI

Verilmiş dövrə hissəsində (şəkil 19) cərəyanın qiyməti təkcə dövrdəki mənbəyin qiymətindən asılı olmayıb, (burada mənbə kimi qiyməti $E$ olan sabit mənbə götürülmüşdür), həm də 1 və 2 nöqtələrinə qoşulmuş gərginliyin də qiymətindən asılıdır.




Şəkil 19

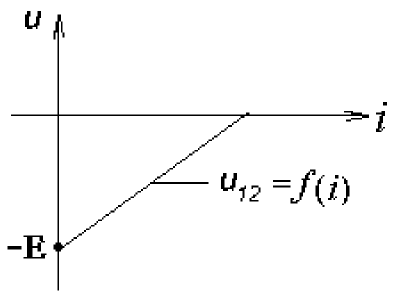
Şəkil 19-da e.h.q. və cərəyanın göstərilmiş istiqamətlərində 1 nöqtəsinin potensialı 2 nöqtəsinin potensialından e.h.q. $E$ çıxılsın $r$ müqavimətindəki gərginlik düşgüsü qədər kiçikdir. Yəni yaza bilərik ki,

$$\varphi_1 = \varphi_2 - E + ir$$

və ya

$$u_{12} = -E + ir$$

Bu ifadəyə əsasən şəkil 19-da verilən dövrənin volt-amper xarakteristikası aşağıdakı kimi olar ( şəkil 20).

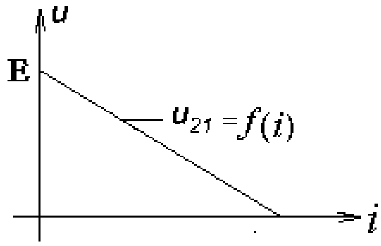



Şəkil 20

Həmin dövrədə $u_{21} = -u_{12}$ olduğundan

$$u_{21} = E - ir \qquad \text{olar.}$$

Bu ifadəyə görə volt-amper xarakteristikası isə şəkil 21-də göstərilmişdir.



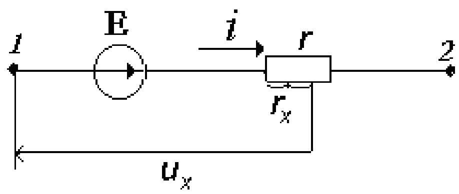

Şəkil 21

## 8. POTENSİALIN DÖVRƏDƏ MÜQAVİMƏTDƏN ASILI OLARAQ PAYLANMASI (POTENSİAL DİAQRAMI)

Fərz edək ki, şəkil 22-də verilmiş dövrə hissəsində cərəyan $i = I = const$ verilmişdir (yəni cərəyan sabitdir). $r$ müqavimətinin müəyyən hissəsini $r_x$ və 1 nöqtəsinə nəzərən o hissədəki gərginliyi $u_x$ ilə işarə etsək

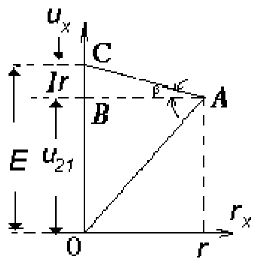
$$u_x = E - Ir_x \qquad (1)$$

yaza bilərik.




Şəkil 22

Göründüyü kimi, bu halda gərginliyin qiyməti müqavimətin qiymətindən asılı olacaqdır. (1) ifadəsinə uyğun gərginliyin müqavimətdən asılılığını çəksək, şəkil 23-də göstərilən diaqramı alarıq.




Şəkil 23.

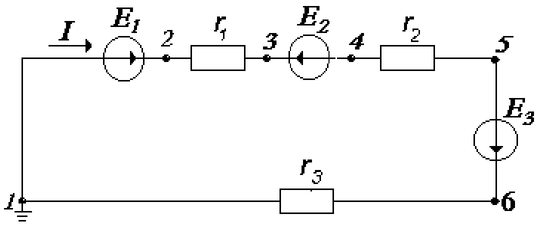
Şəkildən göründüyü kimi, bu asıllıq düz xəttdir (CA xətti) və bu düz xəttin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tanqensi cərəyana mütənasibdir.

$$tg\beta = \frac{BC}{AB} = \frac{rI}{r} \cdot \frac{m_u}{m_r} = I\frac{m_u}{m_r}$$

Burada $m_u$ və $m_r$ uyğun olaraq gərginlik və müqavimət miqyaslarıdır.

Deməli potensialın (gərginliyin) dəyişdiyi xəttin (SA xətti) müqavimət oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tanqensi dövrədən axan cərəyanla müəyyən olunur.

Qeyd edək ki, dövrədə mənbə istiqamətində hərəkət etdikdə mənbənin sonunun potensialı onun başlanğıcının potensialına nəzərən E qədər artır. (S nöqtəsi). (Mənbənin əksi istiqamətində hərəkət etdikdə isə potensial E qədər azalır). Dövrədə bir nöqtədən digərinə keçdikdə (cərəyan istiqamətində hərəkət ediriksə) əgər arada müqavimət vardırsa bu halda sonrakı nöqtənin potensialı əvvəlkinin potensialından müqavimətdəki gərginlik düşküsü qədər az olur (A nöqtəsi). Əgər müqaviməti mənbənin daxili müqaviməti kimi qəbul edib onu mənbənin daxilində bərabər paylanmış hesab etsək, onda potensialın dəyişmə qrafiki OA xətti üzrə gedər. Yuxarıda dediklərimizə əsaslanaraq şəkil 24-də verilmiş dövrənin potensial diaqramının qurulmasına baxaq.




Şəkil 24.

Potensial diaqramı potensialın dövrədə müqavimətdən asılılıq qrafikidir.

Potensial diaqramını qurmaq üçün əvvəlcə sxemin hər hansı nöqtəsi yerlə birləşdirilir, yə'ni potensialı «0» qəbul edilir və digər nöqtələrin potensialları həmin nöqtəyə nəzərən tə'yin edilir.

Şərti olaraq 1 nöqtəsinin potensialını «0» qəbul edək. Yəni $\varphi_1$=0 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə keçdikdə arada $E_1$ mənbəyi var və biz mənbə istiqamətində hərəkət etdiyimizdən 2 nöqtəsinin potensialı 1 nöqtəsininkindən $E_1$ qədər böyük olar. Yəni $\varphi_2=\varphi_1+E_1=E_1$ (çünki $\varphi_1=0$). 2 nöqtəsindən 3 nöqtəsinə keçdikdə isə arada müqavimət olduğundan və cərəyan istiqamətində hərəkət etdiyimizdən 3 nöqtəsinin potensialı 2 nöqtəsinə nəzərən $Ir_1$ gərginlik düşküsü qədər azalır, yəni $\varphi_3 = \varphi_2 - Ir_1$ olur. Beləliklə digər nöqtələr üçün də eyni üsulla alarıq ki;

$$\varphi_4 = \varphi_3 - E_2$$

$$\varphi_5 = \varphi_4 - Ir_2$$

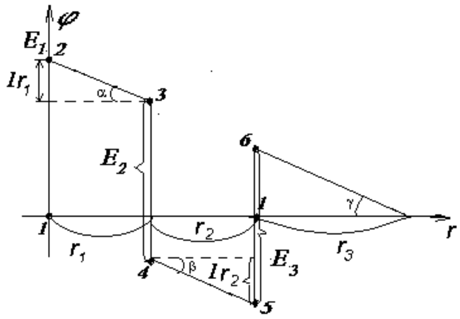
$$\varphi_6 = \varphi_5 + E_3$$

$$\varphi_1 = \varphi_6 - Ir_3 = 0$$

olar.

Göründüyü kimi, 1 nöqtəsindən başlayaraq kontur üzrə dolanaraq yenidən 1 nöqtəsinə qayıdırıq (bu halda 1 nöqtəsinin potensialı 0 alınmalıdır).

Potensialların bu qiymətlərinə əsasən qurulmuş potensial diaqramı şəkil 25-də göstərilmişdir. Göründüyü kimi, iki nöqtə arasında müqavimət vardırsa, (2 və 3 nöqtələri, 4 və 5 nöqtələri, 6 və 1 nöqtələri) həmin müqavimətlər absis oxu üzərində qeyd olunur.



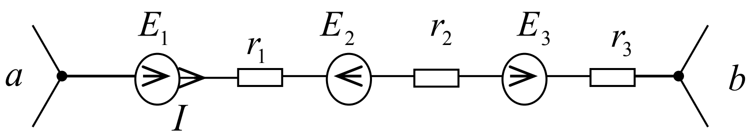

Şəkil 25

Ardıcıl dövrədə cərəyan hər yerdə eyni olduğundan α, β və γ bucaqları bir-birinə bərabərdir, çünki hər üç bucaq eyni cərəyanla müəyyən olunur. Diaqramdan da göründüyü kimi ardıcıl dövrənin potensial diaqramı bir-birinə paralel düz xətlərdir.

## 9. EHQ İŞTİRAK EDƏN DÖVRƏ HİSSƏSİ ÜÇÜN OM QANUNU

E.h.q. iştirak edən dövrə hissəsi üçün Om qanunu, həmin dövrə hissəsinin sıxaclarındakı potensiallara və e.h.q.-nə görə cərəyanı tapmağa imkan verir.

Fərz edək ki, şəkil 26-da göstərilən dövrə hissəsi veilmişdir.




**Şəkil 26**

Məlumdur ki, e.h.q. mənbəyinin sonunun (oxun daxil olduğu nöqtə) potensialı əvvəlinin potensialından həmin e.h.q-nin qiyməti qədər böyükdür. Müqavimətdə isə cərəyan böyük potensiallı nöqtədən kiçik potensiallı nöqtəyə doğru axdığından, onun cərəyanın daxil olduğu sıxacının potensialı çıxdığı sıxacının potensialından həmin müqavimətdəki gərginlik düşgüsü qədər böyük olacaqdır. Bu dediklərimizə əsasən şəkil 26-dan yaza bilərik ki,

$$\varphi_b = \varphi_a + E_1 - Ir_1 - E_2 - Ir_2 + E_3 - Ir_3 \qquad (1)$$

(1) ifadəsindən cərəyanı təyin edək.

$$I = \frac{\varphi_a - \varphi_b + E_1 - E_2 + E_3}{r_1 + r_2 + r_3} = \frac{u_{ab} + \sum E}{\sum r} \qquad (2)$$

(2) ifadəsi e.h.q. iştirak edən dövrə hissəsi üçün Om qanunudur. Bu ifadədə $\sum E$ verilmiş budaqdakı e.h.q.-lərin cəbri cəmidir. Burada cərəyanla eyni istiqamətli e.h.q müsbət, cərəyanın əksinə olan e.h.q. isə mənfi götürülür. $\sum r$ isə budaqdakı müqavimətlərin cəmidir.

$u_{ab} = \varphi_a - \varphi_b$ olub $a$ və $b$ nöqtələri arasındakı gərginlikdir.

Əgər budaqda e.h.q. iştirak etməzsə $\left(\sum E = 0\right)$, onda (2) ifadəsindən alarıq ki,

$$I = \frac{\varphi_a - \varphi_b}{\sum r} = \frac{u_{ab}}{\sum r} \qquad (3)$$

(3) ifadəsi isə bildiyimiz dövrə hissəsi üçün Om qanununun ifadəsidir.

## 10. KİRXHOFUN I QANUNU

Kirxhofun iki qanunu vardır. Bu qanunlar Om qanunu ilə yanaşı elektrik dövrələrinin hesablanması üçün əsas qanunlardır. Elektrik dövrələrində cərəyanların və gərginliklərin paylanması bu qanunlara tabedir.

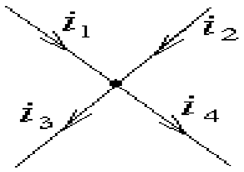
Birinci qanun düyünlərdə yüklərin yığılmaması və sərf edilməməsi prinsipinə əsaslanır.

**Kirxhofun I qanunu**: Düyünlərdə cərəyanların cəbri cəmi sıfıra bərabərdir.

Bu qanunu riyazi şəkildə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\sum_{k=1}^{n} i_K = 0 \qquad (1)$$

Fərz edək ki, hər hansı düyünə (şəkil 27) müəyyən cərəyanlar gəlir və müəyyən cərəyanlar isə ondan çıxır.




**Şəkil 27**

Düyünə gələn cərəyana əks işarə ilə düyündən çıxan cərəyan kimi baxmaq mümkün olduğundan gələn və ya çıxan cərəyanın hansının müsbət götürülməsinin əhəmiyyəti yoxdur. Şərti olaraq düyünə gələn cərəyanlar müsbət, çıxanlar isə mənfi qəbul olunur. Kirxhofun birinci qanununu, yəni (1) ifadəsini şəkil 27-də verilən düyün üçün tətbiq etsək alarıq:

$$i_1 + i_2 - i_3 - i_4 = 0 \qquad (2)$$

Burada $i_1$ və $i_2$ düyünə gəldikləri üçün müsbət, $i_3$ və $i_4$ isə düyündən çıxdıqları üçün mənfi götürülür.

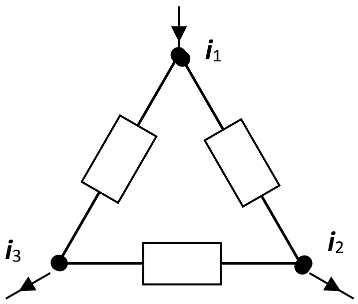
(2) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$i_1 + i_2 = i_3 + i_4 \qquad (3)$$

(3) ifadəsinə əsasən Kirxhofun I qanununu aşağıdakı kimi də demək olar:

Düyünə gələn cərəyanların cəmi düyündən çıxan cərəyanların cəminə bərabərdir.

Kirxhofun I qanunu təkcə düyünə deyil, hər hansı elektrik dövrəsinin müəyyən hissəsini əhatə edən qapalı səthə də tətbiq oluna bilər (şəkil 28).




Şəkil 28

Şəkil 28-də verilmiş qapalı səth üçün $i_1 = i_2 + i_3$ yazıla bilər

## 11. KİRXHOFUN II QANUNU

**Kirxhofun II qanunu:** Hər hansı konturda tə’sir edən elektrik hərəkət qüvvələrinin cəbri cəmi həmin konturdakı gərginlik düşkülərinin cəbri cəminə bərabərdir. Yəni

$$\sum_{k=1}^{n} e_k = \sum_{k=1}^{n} u_k \qquad (4)$$

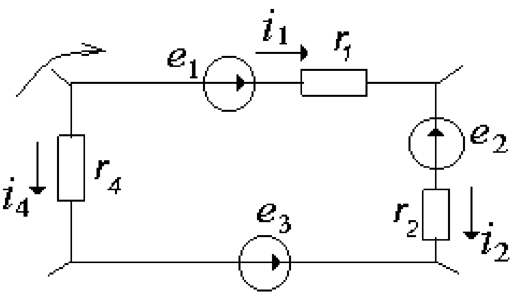
(4) ifadəsi həm sabit, həm də dəyişən cərəyan dövrələri üçün doğrudur.
Sabit cərəyan dövrəsi üçün (4) ifadəsi daha sadə

$$\sum_{k=1}^{n} E_k = \sum_{k=1}^{n} I_k r_k \qquad (5)$$

şəkilində yazılır və bu halda dövrənin yalnız rezistorlardan ibarət olduğu qəbul olunur. (sabit cərəyan dövrəsində $i = I = const$ və $e = E = const$)

(5) ifadəsindəki $I_k r_k$ hasili müqavimətlərdəki gərginlik düşküləridir.

Kirxhofun II qanununun şəkil 29-da verilmiş kontur üçün tətbiqinə baxaq:




Şəkil 29

Kirxhofun II qanununu yazmaq üçün ixtiyari dolanma istiqaməti seçilir. Həmin istiqamətlə eyni olan e.h.q-ri və gərginlik düşgüləri müsbət, onun əksinə olanlar isə mənfi götürülür. Verilmiş sxem üçün Kirxhofun II qanununu yazaq: (dolanma istiqaməti saat əqrəbi istiqamətində götürülmüşdür)

$$e_1 - e_2 - e_3 = i_1 r_1 + i_2 r_2 - i_4 r_4 \qquad (6)$$

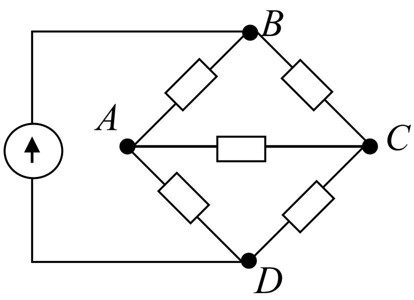
(6) ifadəsində $e_1$ dolanma istiqaməti ilə eyni olduğundan
müsbət, $e_2$ vÿ $e_3$ isə onun əksinə olduğundan mənfi götürülmüşdür. Eynilə $i_1 r_1$ və $i_2 r_2$ gərginlik düşküləri dolanma istiqaməti ilə eyni olduğundan müsbət, $i_4 r_4$ isə onun əksi olduğundan mənfi götürülmüşdür.

## 12. ÜÇBUCAQ ELEKTRİK DÖVRƏSİNDƏN EKVİVALENT ULDUZ DÖVRƏSİNƏ KEÇİD

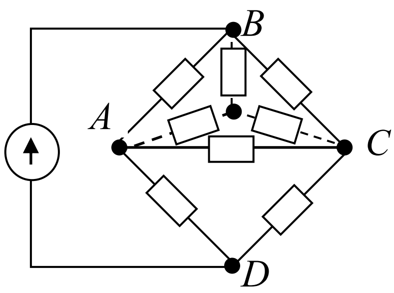
Bə’zən dövrələr sadə olsa da, onlar müqavimətlərin ardıcıl, paralel və ya qarışıq toplanması hesabına bir konturlu dövrəyə gətirilə bilmir və bu səbəbdən onların hesablanmasını sadə dövrələrin həlli kimi aparılması mümkün olmur[1].

Belə dövrələrdə müqavimətlər bir-biri ilə nə ardıcıl, nə də paralel birləşmiş olurlar. Bu hal dövrələrdə ulduz və ya üçbucaq birləşmə olduqda alınır. Bu dövrələri sadələşdirib bir konturlu dövrəyə gətirmək üçün üçbucaqdan ekvivalent ulduza və ya əksinə keçmək üsulundan istifadə etmək olar. Məsələn, şəkil 30-da verilən dövrə sadə olsa da, müqavimətlərin ardıcıl və ya paralel birləşməsi görünmədiyindən o sadələşdirilə bilmir.

Bu dövrədə ABS və ya ASD üçbucaqını ulduzla əvəz etdikdə dövrə sadələşərək, bir konturlu dövrəyə çevrilir. ABS üçbucağını ulduzla əvəz etsək, dövrə




Şəkil 30

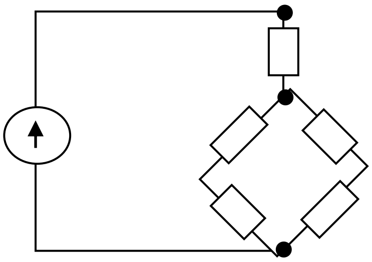



Şəkil 31

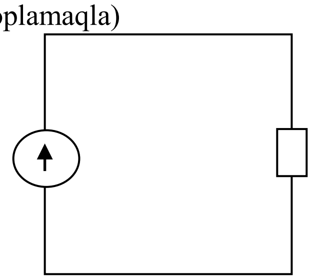
[1]Ardıcıl və paralel birləşmə fizika kursunda baxıldığından biz onu öyrənilmiş hesab edəcəyik.

şəkil 32-də göstərildiyi kimi ardıcıl və paralel birləşmədən ibarət dövrəyə gətirilir. (ÀBÑ üçbucaqının ulduzla əvəz edilməsi şəkil 31-də punktir xəttlərlə göstərilmişdir).

Şəkil 32-də göstərilən dövrəni isə asanlıqla şəkil 33-də göstərilən bir konturlu dövrə ilə əvəz etmək olar. (Müqavimətləri ardıcıl və paralel toplamaqla)



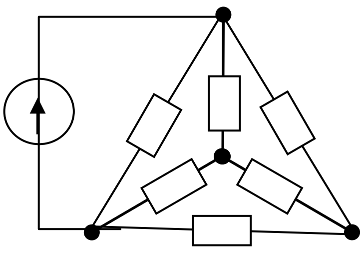
***Şəkil 32***



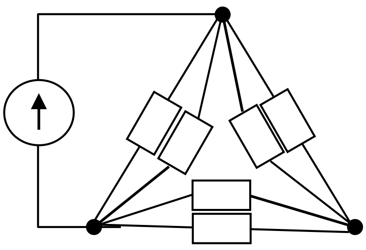
***Şəkil 33***

Şəkil 34-də verilmiş dövrəni isə ulduzdan üçbucaqa keçməklə sadələşdirib bir konturlu dövrə ilə əvəz etmək olar.

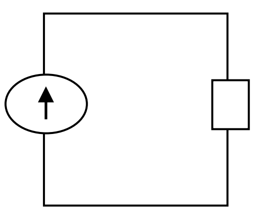
Bu keçid ardıcıl olaraq şəkil 34,35 və 36-da göstərilmişdir.



Şəkil 34



Şəkil 35



Şəkil 36

Yalnız qeyd etmək lazımdır ki, bu keçidlər ekvivalent olmalıdır.

Ekvivalent keçid elə keçiddir ki, bu halda hər iki sxemin eyni düyünləri arasındakı gərginliklər və həmin düyünlərə gələn cərəyanlar bir-birinə bərabərdir, başqa sözlə, hər iki sxemdə güclər bir-birinə bərabərdir.

Üçbucaqdan (şəkil 37) ekvivalent ulduza (şəkil 38) keçdikdə ulduzun müqavimətlərinin necə tə'yin olacağına baxaq.

Kirxhofun ikinci qanununa görə şəkil 37-dən yaza bilərik:

$$i_{12}r_{12}+i_{23}r_{23}+i_{31}r_{31}=0 \qquad (1)$$

Kirxhofun birinci qanununa görə isə «2» və «1» düyünləri üçün yazmaq olar ki:

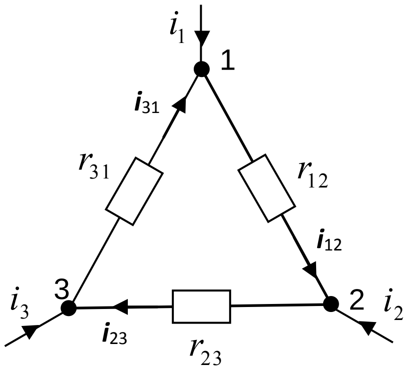
$$i_{23} = i_2 + i_{12} \qquad (2)$$

$$i_{31} = i_{12} - i_1 \qquad (3)$$

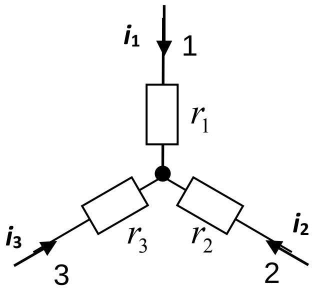
(2) və (3) ifadələrini (1)-də nəzərə alsaq alarıq:

$$i_{12}r_{12} + i_2 r_{23} + i_{12}r_{23} + i_{12}r_{31} - i_1 r_{31} = 0$$

$$i_{12} = \frac{i_1 r_{31} - i_2 r_{23}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} \qquad (4)$$




Şəkil 37




Şəkil 38

(4) nəzərə alınmaqla (1) və (2) düyünləri arasındakı gərginlik Om qanununa görə aşağıdakı kimi təyin edilə bilər.

$$u_{12} = i_{12}r_{12} = \frac{i_1 r_{12} r_{31} - i_2 r_{12} r_{23}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} = \frac{r_{12}r_{31}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} i_1 - \qquad (5)$$

$$- \frac{r_{12}r_{23}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} i_2$$

Eynilə şəkil 38-ə əsasən yazmaq olar ki (1) və (2) düyünləri arasındakı gərginlik

$$u_{12} = i_1 r_1 - i_2 r_2 \qquad (6)$$

Ekvivalentlik şərtinə əsasən hər iki sxemdə eyni adlı düyünlər arasındakı gərginliklər bir-birinə bərabər olmalıdır. Onda (5) və (6) ifadələrinin müqayisəsindən alarıq:

$$r_1 = \frac{r_{12} \cdot r_{31}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} \qquad (7)$$

$$r_2 = \frac{r_{12} r_{23}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} \qquad (8)$$

$r_1$ və $r_2$-yə analoji olaraq (indeksləri dövrü dəyişməklə)

$$r_3 = \frac{r_{23} \cdot r_{31}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}} \qquad (9)$$

alınır.

(7), (8) və (9) ifadələri üçbucaqdan ekvivalent ulduza keçid dusturlarıdır.

(4) ifadəsinə uyğun olaraq indekslərin yerini dövri dəyişməklə $i_{23}$ və $i_{31}$ cərəyanlarını tapmaq olar.

$$i_{23} = \frac{i_2 r_{12} - i_3 r_{31}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}}$$

$$i_{31} = \frac{i_3 r_{23} - i_1 r_{12}}{r_{12} + r_{23} + r_{31}}$$

(7), (8) və (9) ifadələrinə əsasən demək olar ki, üçbucaqdan ekvivalent ulduza keçdikdə müqavimətlər aşağıdakı kimi tapılır: üçbucaqın hər hansı iki tərəfinin arasındakı ulduzun muqavimətinin qiyməti həmin iki tərəfin müqavimətlərinin hasilinin üçbücaqın bütün tərəflərindəki müqavimətlərinin cəminə nisbətinə bərabərdir (ulduzu üçbucağın daxilində təsvir edərək).

## 13. ULDUZ ELEKTRİK DÖVRƏSİNDƏN EKVİVALENT ÜÇBUCAQ DÖVRƏSİNƏ KEÇİD

Yuxarıda çəkdiyimiz sxemlərdən aydındır ki, bə’zən dövrələrdə ulduzun üçbucaqla əvəz edilməsi dövrəni sadələşdirir. Ulduzdan üçbucaqa keçid dusturunu almaq üçün (7), (8) və (9) ifadələrini birlikdə $r_{12}, r_{23}, r_{31}$-ə nəzərən həll edək. Bu halda alırıq:

$$r_{12} = r_1 + r_2 + \frac{r_1 r_2}{r_3} \qquad (10)$$

$$r_{23} = r_2 + r_3 + \frac{r_2 r_3}{r_1} \qquad (11)$$

$$r_{31} = r_3 + r_1 + \frac{r_3 r_1}{r_2} \qquad (12)$$

Beləliklə ulduzdan ekvivalent üçbucağa keçdikdə üçbucağın qollarının müqavimətlərini (10), (11) və (12) dusturlarına əsasən təyin etmək olar.

## 14. EKVİVALENT GƏRGİNLİK VƏ CƏRƏYAN MƏNBƏLƏRİ

Gərginlik və cərəyan mənbələri ekvivalent olaraq bir-biri ilə əvəz edilə bilər[1]. Onların ekvivalent olması üçün hər ikisində xarici dövrəyə verilən cərəyan və onların sıxaclarındakı gərginliklər bir-birinə bərabər olmalıdır[2].

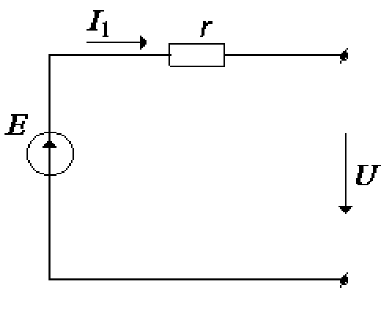
---

[1]Sadəlik üçün mənbələr sabit qəbul edilir.

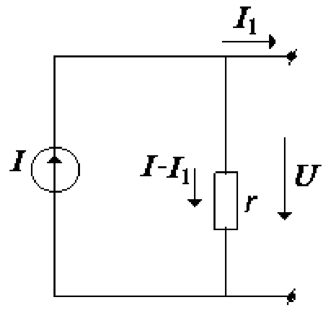
---

[2]Sabit cərəyanda $u = U = const, \quad i = I = const$.

Fərz edək ki, şəkil 39-da verilən gərginlik mənbəyi ona ekvivalent olan cərəyan mənbəyi (şəkil 40) ilə əvəz edilir.




Şəkil 39




Şəkil 40

Bu mənbələr ekvivalentdirsə hər ikisində xarici dövrəyə verilən $I_1$ cərəyanı və onların sıxaclarındakı *U* gərginlikləri bir-birinə bərabərdir. Bunun üçün

$$E = Ir \quad (1) \qquad \text{və ya} \qquad I = \frac{E}{r} \quad (2)$$

şərti ödənməlidir. Burada $E$ gərginlik mənbəyinin e.h.q., $I$ isə cərəyan mənbəyinin cərəyanıdır.

Hər iki halda cərəyan və gərginlik mənbəyinin daxili müqaviməti eyni olub, $r$-dir.

(1) və ya (2) şərti ödəndikdə mənbələrin ekvivalent olduğunu sübut edək.

Şəkil 39-dan yaza bilərik:

$$U = E - I_1 r \qquad (3)$$

(1)-i (3)-də nəzərə alsaq,

$$U = Ir - I_1 r \qquad (4)$$

Şəkil 40-a əsasən isə yazmaq olar ki,

$$U = (I - I_1)r = Ir - I_1 r \qquad (5)$$

Deməli (1) şərti ödənirsə, hər iki şəkildəki gərginliklər bərabər alınır. Bu isə, yəni (4) və (5)-in bərabərliyi göstərir ki, bu halda mənbələr ekvivalentdir. İfadələrdən görünür ki, xarici dövrəyə verilən cərəyan sıfır $(I_1 = 0)$ olarsa, onda hər iki mənbənin sıxaclarındakı gərginlik

$$U = E$$

olar.

Mənbələrin ekvivalentliyi, eyni zamanda xarici dövrəyə verilən güclərin bərabərliyidir. Bu zaman mənbələrin daxilindəki güclər bir-birindən fərqlənə bilər, doğrudan da şəkil 39-dan görünür ki,

$$P = I_1^2 r$$

Şəkil 40-da isə

$$P = (I - I_1)^2 r$$

alınar.

Hər iki mənbə açıq olarsa, yə'ni $I_1 = 0$ olarsa, bu halda şəkil 39-dakı mənbənin daxilində güc $P = 0$, şəkil 40-dakı mənbəyin daxilində isə güc

$$P = I^2 r$$

olur.

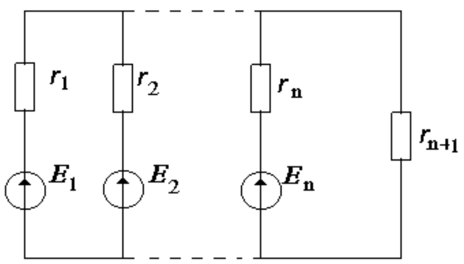
Yə'ni gərginlik mənbəyində dövrə açıq olduqda güc sərf olunmur, cərəyan mənbəyində isə bu halda $I^2 r$ qədər güc sərf olunur.

Mənbələrin bu cür qarşılıqlı ekvivalent əvəz edilməsi bə'zən dövrələrin həllini sadələşdirir.

Əgər gərginlik mənbəyi idealdırsa, yə'ni onun daxili müqaviməti sıfırdırsa, bu halda birbaşa (1) ifadəsindən istifadə etmək olmaz. Bu zaman mənbə ilə ardıcıl qoşulmuş xarici dövrənin müqavimətini mənbəyin daxili müqaviməti hesab etməklə ekvivalent əvəzləmə mümkündür.

## 15. İKİ DÜYÜNƏ MALİK DÖVRƏLƏRİN ÇEVRİLMƏSİ (SADƏLƏŞMƏSİ)

Fərz edək ki, aşağıdakı kimi (şəkil 41) iki düyünə malik dövrə verilmişdir.

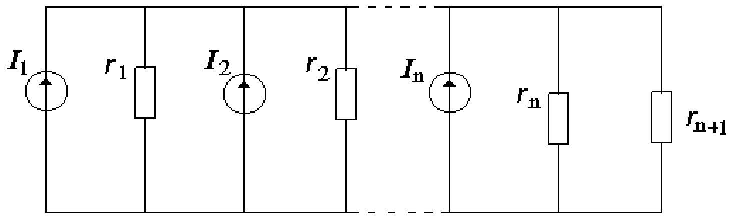



Şəkil 41

Gərginlik mənbəyindən ona ekvivalent olan cərəyan mənbəyinə keçmək bu dövrəni sadələşdirir. Bu zaman ekvivalent cərəyan mənbələrinin cərəyanları göstərdiyimiz kimi

$I_1 = \dfrac{E_1}{r_1}$ (1) $\quad I_2 = \dfrac{E_2}{r_2}$ (2) ........ $I_n = \dfrac{E_n}{r_n}$ (n) ifadələri ilə tə'yin edilir.

Gərginlik mənbələrini (1), (2) və (n) ifadələri ilə tapılmış cərəyan mənbələri ilə əvəz etdikdə şəkil 42-də verilən sxemi alırıq.




Şəkil 42

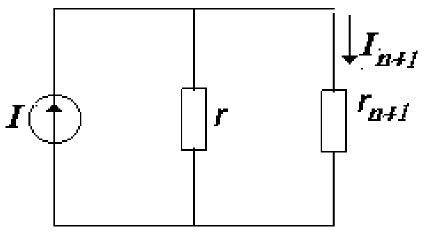
Şəkil 42-də olan cərəyan mənbələrini bir ekvivalent cərəyan mənbəyi ilə əvəz etsək şəkil 43-də verilən sxemi alarıq. Bu zaman ekvivalent cərəyan mənbəyinin cərəyanı aşağıdakı kimi tə'yin edilir.

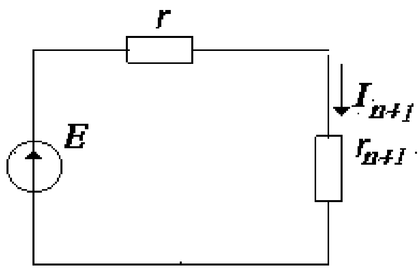
$$I = I_1 + I_2 + \ldots + I_n = \frac{E_1}{r_1} + \frac{E_2}{r_2} + \ldots + \frac{E_n}{r_n} = \sum_{k=1}^{n} E_k g_k$$

$$g_k = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{r_k}$$

Bu ifadələrdən istifadə etməklə, şəkil 43 (a)-da göstərilən dövrədə isə cərəyan mənbəyini gərginlik mənbəyi ilə əvəz etməklə dövrəni şəkil 43 (b)-də göstərildiyi kimi bir konturlu sadə dövrəyə gətirmək olar. Bu zaman gərginlik mənbəyinin *e*.h.q. isə

$$E = rI = \frac{\sum_{k=1}^{n} g_k E_k}{\sum_{k=1}^{n} g_k}$$




kimi tə'yin edilir.

Şəkil 43, a

Şəkil 43, b

Bu dövrələrdə işlədiciyə verilən cərəyan

$$I_{n+1} = I\frac{r}{r + r_{n+1}} = \frac{E}{r + r_{n+1}}$$

İki düyün arasındakı gərginlik isə

$$U = \frac{\sum_{k=1}^{n} g_k E_k}{\sum_{k=1}^{n} g_k}$$

kimi tə'yin edilir.

Göründüyü kimi mənbələri ekvivalent qarşılıqlı əvəz etməklə dövrə sadələşdirilir.

# 16. MÜRƏKKƏB DÖVRƏLƏRİN HESABLANMASI ÜÇÜN KİRXHOF QANUNLARI METODU

Biz indiyə kimi sadə dövrələrə baxırdıq. Yə'ni elə dövrələrə baxırdıq ki, onlar Om qanunu vasitəsilə bir başa həll edilə bilər və ya müxtəlif çevrilmələrdən sonra (müqavimətlərin ardıcıl və paralel toplanması, üçbucaqdan ulduza və əksinə keçid) həll edilməsi mümkündür. Mürəkkəb dövrələr isə Om qanunu vasitəsiilə həll edilə bilmir.

Mürəkkəb dövrələr elə dövrələrdir ki, onlarda iki və ikidən artıq mənbə iştirak edir və onlar bir konturlu dövrəyə gətirilə bilmir.

Mürəkkəb dövrələrin həlli üçün bir neçə metod vardır. Bu metodlar aşağıdakılardır:

1)Kirxhof qanunları metodu
2)Kontur cərəyanları metodu
3)Düyün potensialları metodu
4) Qondarma metodu
5)Ekvivalent generator (mənbə) metodu.

Kirxhof qanunları metodu sadədir, amma bu metoda görə dövrənin həlli zamanı tənliklərin sayı çox alındığından praktiki cəhətdən əlverişli deyil. Fərz edək ki, hər hansı mürəkkəb elektirik dövrəsində düyünlərin sayı q-dür. Kirxhof qanunları metoduna əsasən dövrə həll edilərkən Kirxhofun birinci qanununa əsasən dövrədəki düyünlərin sayından bir əskik tənlik tərtib edilir. Yə'ni birinci qanuna əsasən q-1 qədər tənlik tərtib edilməlidir. Dövrədəki budaqların sayı isə p olarsa, bu halda Kirxhofun ikinci qanununa görə tərtib ediləcək tənliklərin sayı

$$p-(q-1)=p-q+1$$

qədər olmalıdır.

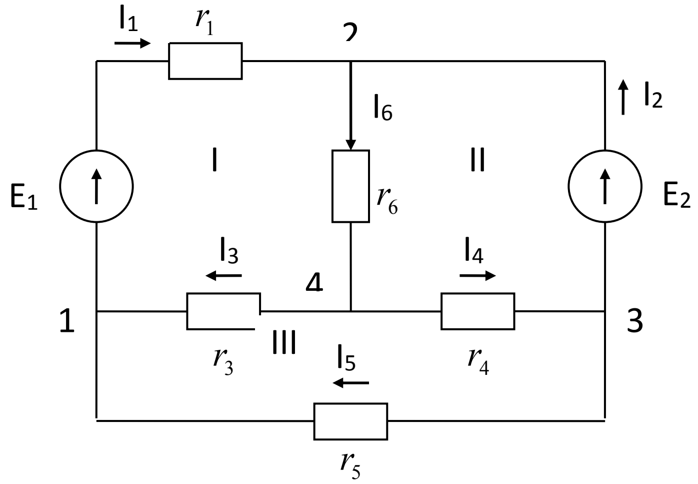
Deməli, dövrəni həll etmək üçün cəmisi birinci və ikinci qanuna görə birlikdə tərtib edilmiş tənliklərin cəmi qədər tənlik yazılır, yə'ni

$$q-1+p-q+1=p$$

qədər tənlik tərtib edilməlidir. Başqa sözlə, Kirxhof qanunları metoduna görə dövrə həll edilərkən tərtib ediləcək tənliklərin sayı budaqların sayı qədər olmalıdır.

Şəkil 44-də verilmiş dövrə üçün birinci və ikinci qanuna əsasən yazılacaq tənliklərin sayını tə'yin edək.

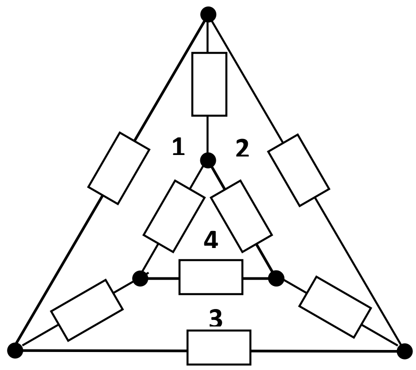
Dövrədə q=4 olduğundan birinci qanuna görə $q-1=4-1=3$ tənlik yazılacaqdır. Budaqların sayı $p=6$ olduğuna görə isə ikinci qanuna görə $p-(q-1)=6-(4-1)=3$ tənlik yazılmalıdır. Jəmi isə 3+3=6 tənlik yazılmalıdır. İkinci qanuna görə tərtib edilmiş tənliklərin sayı sərbəst konturların sayına bərabərdir.




Şəkil 44.

Sərbəst kontur elə konturdur ki, ona özündən əvvəlki konturlara daxil olmayan heç olmazsa bir dənə yeni element daxil olmuş olsun. Bəzən sərbəst kontura yeni element daxil olmaya da bilər.

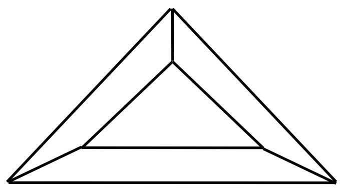
Bu hal şəkil 45-də verilmiş dövrədə dördüncü kontura aiddir.




Şəkil 45.

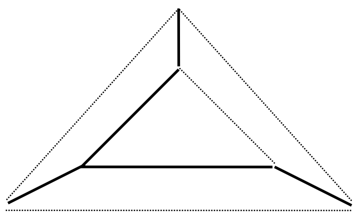
Sərbəst konturlar dövrənin qrafı ilə asanlıqla tə'yin edilir. Qraf dövrənin düyünləri saxlanılmaqla, budaqları müxtəlif uzunluqlu xətt parçası ilə əvəz edildikdə alınan topoloji struktur sxemdir. Başqa sözlə, qraf elementlərin birləşmə sxeminin strukturunu göstərir. Şəkil 45-də verilən dövrənin qrafı şəkil 46-kı kimi çəkilə bilər. (Qraf istiqamətlənmiş topoloji qraf və istiqamətlənmiş siqnal qrafı olmaqla iki cür olur. İstiqamətlənmiş topoloji qrafı sadəcə olaraq qraf adlandıracayıq. Əgər topoloji qraf dövrənin sturukturunu, elementlərin birləşmə sxemini müəyyən edirsə, istiqamətlənmiş siqnal qrafı isə dövrə üçün tərtib edilmiş tənliklərin qrafiki təsviridir).

Şəkil 46



Düyünləri birləşdirən xətt qrafın budağı və ya qolu adlanır. Qrafın düyünləri isə eyni zamanda onun zirvəsi də adlanır. Budaqlardan ibarət qapalı xətt isə qrafın konturu adlanır. Düyünlərin hamısının iştirak etdiyi və bir dənə də qapalı kontura malik olmayan qraf hissəsi qrafın ağacı və ya ağac adlanır.

Şəkil 47-də verilmiş qrafın bir ağacı göstərilmişdir.



Şəkil 47

Ağacı qrafa tamamlayan çatışmayan budaqlar əsas budaqlar və ya vətərlər adlanır. Vətərləri ağaca əlavə etdikdə alınan konturlar sərbəst konturlar olur. Beləliklə, vətərləri ağaca əlavə etməklə tam qraf qurulur. Bu zaman hər bir vətər əlavə edildikdə bir kontur alınır. Bu alınmış konturların sayı sərbəst konturların sayına bərabərdir.

Misal: şəkil 44-də verilmiş sxem üçün Kirxhof qanunları əsasında dövrənin həlli üçün kafi olan tənlikləri tərtib etməli:

Kirxhofun I qanununa görə

I düyün üçün $I_3 + I_5 - I_1 = 0$

II düyün üçün $I_1 - I_6 + I_2 = 0$

III düyün üçün $I_4 - I_5 - I_2 = 0$

Kirxhofun II qanuna görə isə uyğun konturlar üçün

I kontur üçün $I_1 r_1 + I_6 r_6 + I_3 r_3 = E_1$

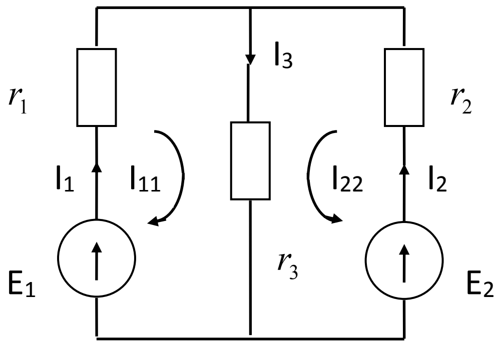
II kontur üçün $I_6 r_6 + I_4 r_4 = E_2$

III kontur üçün $I_5 r_5 - I_3 r_3 + I_4 r_4 = 0$ alarıq.

Bu 6 tənlik sistemi birlikdə həll edilərək dövrənin cərəyanları tə’yin edilə bilər.

## 17. MÜRƏKKƏB DÖVRƏLƏRİN HESABLANMASI ÜÇÜN KONTUR CƏRƏYANLARI METODU

Bu metod mürəkkəb dövrələrin hesablanması üçün ən çox işlədilən metodlardan biridir. Bu metoda görə tərtib edilən tənliklərin sayı sərbəst konturların sayına bərabərdir. Göründüyü kimi bu metodla dövrəni həll etdikdə tərtib ediləcək tənliklərin sayı azalır. Bu da onun Kirxhof qanunları metoduna nəzərən üstünlüyünü göstərir. Bu metodla dövrəni həll etdikdə Kirxhofun II qanunu əsasında yazılacaq tənliklər ixtiyari istiqamətli götürülmüş şərti kontur cərəyanları vasitəsilə aparılır. Kontur cərəyanları elə cərəyandır ki, o götürülmüş konturun bütün elementlərindən keçir. Şəkil 48-də verilmiş dövrədə kontur cərəyanları ilə tənliklərin tərtib edilməsinə baxaq.




Şəkil 48

Kirxhofun II qanununu götürülmüş $I_{11}$ və $I_{22}$ kontur cərəyanları ilə yazaq:

$$I_{11}(r_1 + r_3) + I_{22} r_3 = E_1 \quad (1)$$

$$I_{11} r_3 + I_{22}(r_2 + r_3) = E_2 \quad (2)$$

1-ci konturun $r_3$-müqavimətindən $I_{22}$-cərəyanı da axdığından o da 1-ci konturda $I_{22} r_3$ gərginlik düşküsü yaradır. Eyni ilə də 2-ci konturda $I_{11}$-kontur cərəyanı $I_{11} r_3$ gərginlik düşgüsü yaradır.

(1) və (2)-də $r_1 + r_3 = r_{11}$ ilə işarə edilir və 1-ci konturun məxsusi müqaviməti adlanır ki, o da həmin konturdakı bütün müqavimətlərin cəminə bərabərdir. Eyni ilə $r_2 + r_3 = r_{22}$ ilə işarə edilir və 2-ci konturun müqavimətlərinin cəmidir. $r_3 = r_{12} = r_{21}$ kimi işarə edilir, özü də 1-æè êîíòóðëà 2-æè êîíòóð âÿ éà 2-æè konturla 1-ci kontur arasındakı ortaq müqavimətdir. $E_1 = E_{11}$ və $E_2 = E_{22}$ kimi işarə edib onları uyğun olaraq 1-ci və 2-ci konturun elektrik hərəkət qüvvələrinin cəbri cəmi adlandıraq. Bunları (1) və (2)-də nəzərə alsaq

$$I_{11}r_{11} + I_{22}r_{12} = E_{11} \quad (3)$$

$$I_{11}r_{21} + I_{22}r_{22} = E_{22} \quad (4)$$

ifadələri kimi konturlar üçün ümumi tənlikləri alarıq.

Tənliklər yazılarkən ortaq müqavimətlərdəki gərginlik düşgünlərinin işarəsi onlardan axan kontur cərəyanlarının istiqaməti ilə müəyyən edilir. Əgər ortaq müqavimətlərdə onlardan keçən kontur cərəyanlarının istiqamətləri eynidirsə və bu istiqamət dolanma istiqaməti ilə üst-üstə düşürsə , onlarda yaranan gərginlik düşgüsü müsbət, əks halda mənfi olur. Dolanma istiqaməti bir qayda olaraq kontur cərəyanı istiqamətində götürülür. Əgər dövrə üç konturlu olarsa, aydındır ki, tənliklərin sayı üç dənə olacaqdır. Dövrə n-konturlu olduqda isə n-dənə tənlik tərtib ediləcəkdir. (3) və (4) tənliklərinin birlikdə həlli ilə $I_{11}$ və $I_{22}$ kontur cərəyanları tapıla bilər ki, onların vasitəsilə qollardan axan cərəyanlar tə'yin edilir. Belə ki,

$$I_1 = I_{11}; \quad I_2 = I_{22}; \quad I_3 = I_{11} + I_{22}$$

Göründüyü kimi, hansı qoldan bir kontur cərəyanı axırsa, həmin qolun cərəyanı o kontur cərəyanının özünə bərabərdir. Qolun cərəyanı ilə kontur cərəyanının istiqaməti eyni olduqda kontur cərəyanı müsbət işarə ilə, əks olduqda isə mənfi işarə ilə götürülür. İki və daha çox kontur cərəyanı axan qolun cərəyanı isə həmin kontur cərəyanlarının cəbri cəmi kimi tapılır. Bu halda da qolun cərəyanı ilə eyni olan kontur cərəyanı müsbət, əksinə olan isə mənfi götürülür. (3) və (4)-ə analoji olaraq üç konturlu dövrə üçün tənlikləri aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$I_{11}r_{11} + I_{22}r_{12} + I_{33}r_{13} = E_{11}$$
$$I_{11}r_{21} + I_{22}r_{22} + I_{33}r_{23} = E_{22}$$
$$I_{11}r_{31} + I_{22}r_{32} + I_{33}r_{33} = E_{33}$$

burada $r_{33}$ və $E_{33}$ uyğun olaraq 3-cü konturun müqavimətlərinin cəmi və e.h.q-nin cəbri cəmidir. $r_{13} = r_{31}$, $r_{23} = r_{32}$ uyğun olaraq 1-ci konturla 3-cü kontur və 2-ci konturla 3-cü kontur arasındakı ortaq müqavimətdir. Bu tənliklərin birlikdə həlli $I_{11}$, $I_{22}$, $I_{33}$ kontur cərəyanlarını verir. Determinant üsulu ilə yuxarıdakı tənliklərin həllindən cərəyanları tapsaq

$$I_{11} = \frac{\Delta_1}{\Delta_r}; \quad I_{22} = \frac{\Delta_2}{\Delta_r}; \quad I_{33} = \frac{\Delta_3}{\Delta_r}$$

alırıq.

Burada $\Delta_r$-tənliklər sisteminin baş determinantı olub cərəyanların əmsallarından düzəlir.

$$\Delta_r = \begin{vmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{vmatrix}$$

Burada $\Delta_1$, $\Delta_2$, $\Delta_3$ uyğun olaraq 1-ci, 2-ci və 3-cü sütun tənliklər sisteminin sağ tərəfi ilə əvəz edildikdə alınan determinantlardır.

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} E_{11} & r_{12} & r_{13} \\ E_{22} & r_{22} & r_{23} \\ E_{33} & r_{32} & r_{33} \end{vmatrix}; \quad \Delta_2 = \begin{vmatrix} r_{11} & E_{11} & r_{13} \\ r_{21} & E_{22} & r_{23} \\ r_{31} & E_{33} & r_{33} \end{vmatrix}; \quad \Delta_3 = \begin{vmatrix} r_{11} & r_{12} & E_{11} \\ r_{21} & r_{22} & E_{22} \\ r_{31} & r_{32} & E_{33} \end{vmatrix}$$

Əgər konturların sayı n dənə olarsa, tənliklər sistemi aşağıdakı kimi yazılar.

$$I_{11}r_{11}+I_{22}r_{12}+...+I_{nn}r_{1n}=E_{11}$$
$$I_{11}r_{21}+I_{22}r_{22}+...+I_{nn}r_{2n}=E_{22}$$
$$.\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .$$
$$I_{11}r_{n1}+I_{22}r_{n2}+...+I_{nn}r_{nn}=E_{nn}$$

bu halda da kontur cərəyanları yuxarıdakı qayda ilə tapılır.

Determinantları onların cəbri tamamlayıcıları ilə ifadə etməklə cərəyanları aşağıdakı kimi də tapmaq olar.

$$I_{11}=E_{11}\frac{\Delta_{11}}{\Delta_r}+E_{22}\frac{\Delta_{21}}{\Delta_r}+...+E_{nn}\frac{\Delta_{n1}}{\Delta_r}$$
$$I_{22}=E_{11}\frac{\Delta_{12}}{\Delta_r}+E_{22}\frac{\Delta_{22}}{\Delta_r}+...+E_{nn}\frac{\Delta_{n2}}{\Delta_r}$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$I_{nn}=E_{11}\frac{\Delta_{1n}}{\Delta_r}+E_{22}\frac{\Delta_{2n}}{\Delta_r}+...+E_{nn}\frac{\Delta_{nn}}{\Delta_r}$$

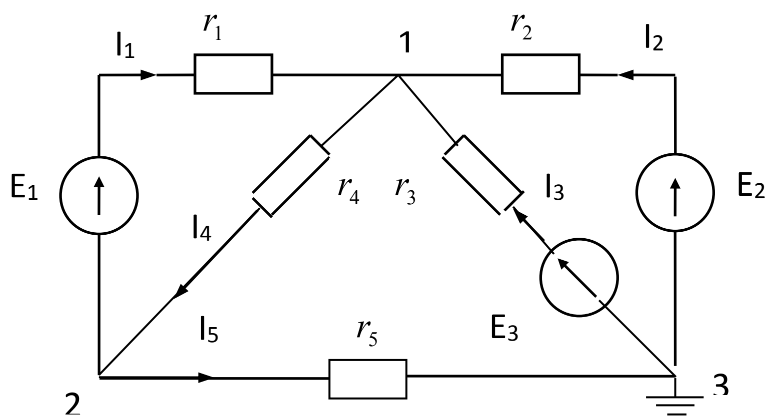
Burada $\Delta_{ik}$ baş determinantda $i$ sətiri və $k$ sütunu silindikdə alınan aşağı tərtibli determinantın (minorun) $(-1)^{i+k}$ -ya hasilindən alınan cəbri tamamlayıcıdır.

Qısa olaraq yuxarıdakı tənliklər sistemi aşağıdakı kimi də yazıla bilər.

$$I_{kk}=\frac{1}{\Delta_r}\sum_{i=1}^{n}E_{ii}\Delta_{ik}$$

## 18. MÜRƏKKƏB DÖVRƏLƏRİN HESABLANMASI ÜÇÜN DÜYÜN POTENSİALLARI METODU

Bu metod da mürəkkəb dövrələrin hesablanması üçün ən çox işlədilən metodlardan biridir. Əgər dövrədəki düyünlərin sayı sərbəst konturların sayından az olarsa, bu halda düyün potensialları metodu kontur cərəyanları metoduna nəzərən daha əlverişlidir. Şəkil 49-da verilmiş dövrənin düyün potensiallar metodu ilə həllinə baxaq.




**Şəkil 49**

Bu metodla məsələni həll etdikdə dövrənin düyünlərindən hər hansı biri (şəkildə 3 düyünü) yerlə birləşdirilib və onun potensialı «0» qəbul edilir. Ona görə $\varphi_3=0$. Beləliklə, potensiallardan birinin qiyməti mə’lum olduğundan düyünlərin sayından bir əskik tənlik tərtib edilir.

Sxemə əsasən Kirxhofun birinci qanununa görə yaza bilərik ki,

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 = 0 \qquad (1)$$

$$I_4 - I_5 - I_1 = 0 \qquad (2)$$

Tənlikdə iştirak edən cərəyanları Om qanunu ilə ifadə edək:

$$I_1 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1 + E_1}{r_1} = (\varphi_2 - \varphi_1 + E_1)g_1 \qquad (3) \qquad g_1 = \frac{1}{r_1}$$

$$I_2 = \frac{\varphi_3 - \varphi_1 + E_2}{r_2} = (E_2 - \varphi_1)g_2 \qquad (4) \qquad g_2 = \frac{1}{r_2}$$

$$I_3 = \frac{\varphi_3 - \varphi_1 + E_3}{r_3} = (E_3 - \varphi_1)g_3 \qquad (5) \qquad g_3 = \frac{1}{r_3}$$

$$I_4 = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{r_4} = (\varphi_1 - \varphi_2)g_4 \qquad (6) \qquad g_4 = \frac{1}{r_4}$$

Burada $g_1$, $g_2$ , $g_3$, âÿ $g_4$ uyğun keçiriciliklərdir. (3), (4), (5) və (6)-nı (I)-də nəzərə alsaq

$$(\varphi_2 - \varphi_1 + E_1)g_1 + (E_2 - \varphi_1)g_2 + (E_3 - \varphi_1)g_3 - (\varphi_1 - \varphi_2)g_4 = 0$$

Buradan

$$\varphi_1(g_1 + g_2 + g_3 + g_4) - \varphi_2(g_1 + g_4) = E_1 g_1 + E_2 g_2 + E_3 g_3 \qquad (7)$$

eyni ilə digər cərəyanların qiymətini də tapıb (2)-də nəzərə alsaq,

$$-\varphi_1(g_1 + g_4) + \varphi_2(g_1 + g_4 + g_5) = -E_1 g_1 \qquad (8)$$

alarıq.

(7) və (8)-də aşağıdakı kimi əvəzləmə edək:

$$g_1 + g_2 + g_3 + g_4 = g_{11}$$

$$g_1 + g_4 = g_{12} = g_{21}$$

$$g_1 + g_4 + g_5 = g_{22}$$

$$E_1 g_1 + E_2 g_2 + E_3 g_3 = \sum_1 Eg$$

$$-E_1 g_1 = \sum_2 Eg$$

Bunları (7) və (8)-də nəzərə alsaq

$$\varphi_1 g_{11} - \varphi_2 g_{12} = \sum_1 Eg \qquad (9)$$

$$-\varphi_1 g_{21} + \varphi_2 g_{22} = \sum_2 Eg \qquad (10)$$ alarıq.

Burada $g_{11}$ və $g_{22}$ uyğun olaraq (1) və (2) düyünlərinə qoşulmuş qolların keçiriciliklərinin cəmi, $g_{12}$ və $g_{21}$ isə (1) və (2) düyünü arasındakı qolun keçiriciliyidir.

Uyğun olaraq $\sum_1 Eg$ və $\sum_2 Eg$ isə (1) və (2) düyünlərinə qoşulmuş qolların e.h.q-lərinin keçiricilərinə hasillərinin cəbri cəmidir. Əgər e.h.q-si düyünə gəlirsə, bu halda həmin hasil «+», çıxdıqda isə «-»götürülür. Əgər dövrədə cərəyan mənbələri də iştirak edərsə, onda (9) və (10)-nun sağ tərəfinə

uyğun olaraq $\sum_1 J$ və $\sum_2 J$ əlavə edilir. $\sum_1 J$ və $\sum_2 J$ uyğun olaraq 1 və 2 düyünlərinə qoşulmuş qollardakı cərəyan mənbələridir. Bu halda da əgər cərəyan mənbəyi düyünə yönəlibsə o, «+», düyündən çıxdıqda isə «-» götürülür. (9) və (10) iki məchul potensiallı dövrə üçün ümumi şəkildə tənliklərdir. (9) və (10) tənliyinin birlikdə həllindən $\varphi_1$ və $\varphi_2$ potensialları tapılır ki, bunları da bilərək (3), (4), (5) və (6)-ya əsasən cərəyanları tə'yin edirik.
Əgər dövrədə (3) məchul potensial olarsa, o halda tənliklər aşağıdakı kimi yazılır:

$$\varphi_1 g_{11} - \varphi_2 g_{12} - \varphi_3 g_{13} = \sum_1 Eg + \sum_1 J$$
$$-\varphi_1 g_{21} + \varphi_2 g_{22} - \varphi_3 g_{23} = \sum_2 Eg + \sum_2 J$$
$$-\varphi_1 g_{31} - \varphi_2 g_{32} + \varphi_3 g_{33} = \sum_3 Eg + \sum_3 J$$

Bu tənliklər dövrədəki cərəyanların istiqamətindən asılı olmayaraq göstərilən kimi alınır. Yəni birinci tənlikdə birinci hədd müsbət, qalanları mənfi, ikinci tənlikdə ikinci hədd müsbət, qalanları mənfi və.s. alınır

Tənlikləri birlikdə həll etməklə məchul $\varphi_1$, $\varphi_2$ və $\varphi_3$ tapılır.
Îíëàðûí birlikdə determinant üsulu ilə həllindən alarıq:

$$\varphi_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta_g}; \quad \varphi_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta_g}; \quad \varphi_3 = \frac{\Delta_3}{\Delta_g}$$

$$\Delta_g = \begin{vmatrix} g_{11} & -g_{12} & -g_{13} \\ -g_{21} & g_{22} & -g_{23} \\ -g_{31} & -g_{32} & g_{33} \end{vmatrix}$$

Burada $\Delta_1$, $\Delta_2$, $\Delta_3$ isə bu determinatda uyğun olaraq 1-ci, 2-ci və 3-cü sütun tənliklər sisteminin sağ tərəfi ilə əvəz edildikdə alınan determinantlardır.

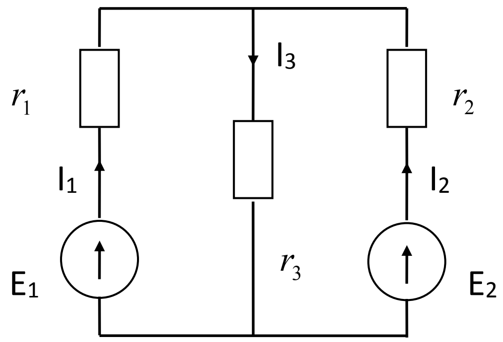
Əgər dövrədə n sayda məchül potensial olarsa, tənliklərin də sayı n olar.

## 19. MÜRƏKKƏB DÖVRƏLƏRİN HESABLANMASI ÜÇÜN QONDARMA METODU.

Xətti dövrələrdə hər hansı konturun (budaqın) cərəyanı konturlardakı e.h.q-lərindən asılı xətti funksiyalardır. Ona görə hər hansı K-konturunun (budağının) cərəyanı məlum olduğu kimi, riyazi olaraq aşağıdakı kimi tə'yin edilə bilər.

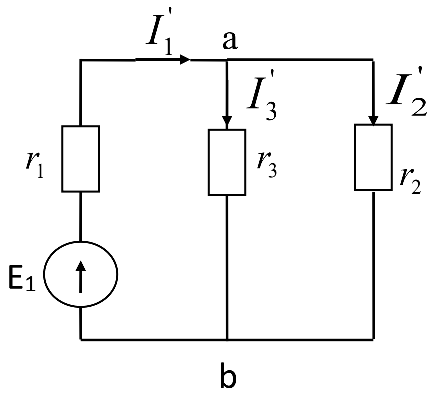
$$I_{kk} = \frac{1}{\Delta}\sum_{i=1}^{n} E_{ii}\Delta_{ik} \qquad (1)$$

(1) ifadəsinə əsasən deyə bilərik ki, hər hansı konturun cərəyanı dövrədəki bütün e.h.q-rinin həmin konturda (budaqda) ayrı-ayrılıqda yaratdıqları cərəyanların cəbri cəminə bərabərdir. Mənbələrin ayrı-ayrılıqda tə'siri ilə cərəyanların tapılmasına əsaslanan metod qondarma metodu adlanır. Göründüyü kimi bu metodla cərəyanlar tapıldıqda dövrədə neçə mənbə varsa hər birinin tə'sirinə ayrılıqda baxılır. Yə'ni ardıcıl olaraq əvvəlcə 1-ci saxlanılıb digərləri «0» qə'bul edilməklə cərəyanlar tə'yin edilir. Sonra 2-ci mənbə saxlanılıb digərləri «0» qəbul edilməklə cərəyanlar tə'yin edilir. Beləliklə bütün mənbələrin tə'sirindən alınan cərəyanları uyğun qollarda cəbri cəmləyərək əsil cərəyanlar tə'yin edilir. Bu zaman qiymətləri «0» götürülən e.h.q-nin və cərəyan mənbələrinin daxili müqavimətləri saxlanılır. Şəkil 50-də verilmiş dövrəni qondarma metodu ilə həll edək:




Şəkil 50.

Əvvəlcə ikinci mənbəni qısa qapayaraq onu sıfır qəbul edək. Yə’ni $E_2=0$ götürək. (şəkil 51).



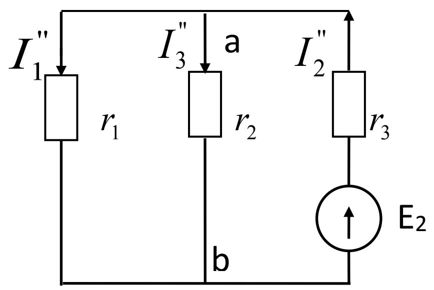

Şəkil 51

Bu halda $E_1$-in tə’sirilə yaranan cərəyanlar aşağıdakı ifadələrlə tə’yin edilər.

$$I_1' = \frac{E_1}{r_1 + \dfrac{r_2 r_3}{r_2 + r_3}} \qquad I_2' = \frac{U_{ab}}{r_2} = I_1' \frac{r_3}{r_2 + r_3}$$

$$U_{ab} = I_1' \cdot \frac{r_2 r_3}{r_2 + r_3} \qquad I_3' = \frac{U_{ab}}{r_3} = I_1' \frac{r_2}{r_2 + r_3}$$

İndi isə $E_1$ mənbəyini qısa qapayaraq onun qiymətini 0 götürək. Yə’ni $E_1=0$ (şəkil 52). Bu halda $E_2$-nin tə’sirilə yaranan cərəyanlar isə aşağıda göstərilən kimi təyin edilər.




Şəkil 52

$$I_2'' = \frac{E_2}{r_2 + \dfrac{r_1 r_3}{r_1 + r_3}} \qquad U_{ab} = I_2'' \cdot \frac{r_1 r_3}{r_1 + r_3}$$

$$I_1^{//} = \frac{U_{ab}}{r_1} = I_2^{//}\frac{r_3}{r_1+r_3} \qquad I_3^{//} = \frac{U_{ab}}{r_3} = I_2^{//}\frac{r_1}{r_1+r_3}$$

Mənbələrin ayrı-ayrılıqda yaratdığı cərəyanları bilərək hər iki mənbə təsir etdiyi zaman qollardan axan cərəyanları aşağıdakı kimi taparıq.

$$I_1 = I_1^{'} - I_1^{"}$$

$$I_2 = I_2^{"} - I_2^{'}$$

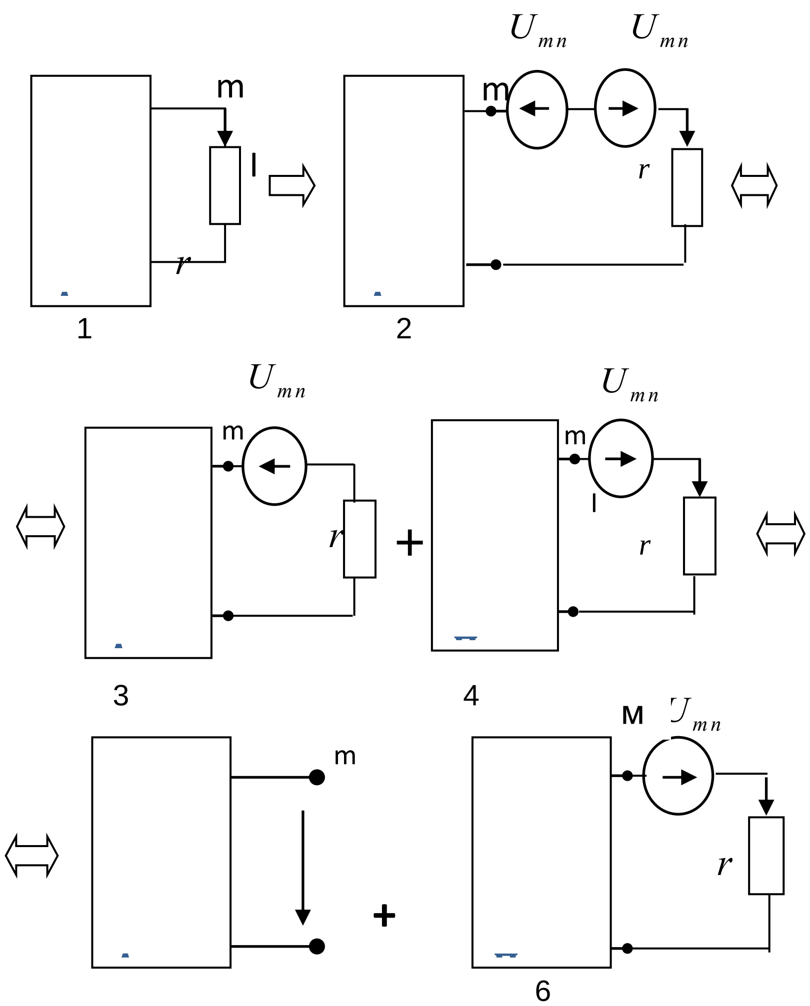
$$I_3 = I_3^{'} + I_3^{"}$$

Göründüyü kimi, bu ifadələrlə dövrənin cərəyanlarını tapdıqda hansı mənbəyin yaratdığı cərəyan dövrənin cərəyanı ilə (yəni şəkil 50-də verilən cərəyanların istiqamətilə) üst-üstə düşürsə, «+», əksinə olan isə «-» götürülür.

## 20. MÜRƏKKƏB DÖVRƏLƏRİN HESABLANMASI ÜÇÜN EKVİVALENT MƏNBƏ (GENERATOR) METODU

Bu metod ekvivalent mənbə teoreminə əsaslanır. Bu teoremə əsasən aktiv dövrənin hər hansı mn qoluna nəzərən qalan hissəsini bir ekvivalent mənbə ilə əvəz etsək (belə ki, həmin mənbəyin e.h.q-si, mn qolu açıq olduqda həmin sıxaclar arasındakı gərginliyə, daxili müqaviməti isə mn sıxaclarına nəzərən qalan passiv dövrənin ekvivalent müqavimətinə bərabər olsun) mn qolundakı cərəyan dəyişməz. Bu prinsipə əsasən də cərəyan tapılacaq. Dediklərimizi aşağıdakı sxemlər üzərində sübut edək. Fərz edək ki, hər hansı aktiv ikiqütblü verilir (şəkil 53). (İki sıxaca nəzərən baxıla bilən dövrə ikiqütblüdür. Əgər dövrənin daxilində mənbələr varsa o, aktiv, yoxdursa. passiv hesab edilir).

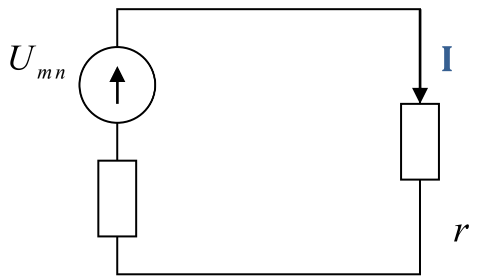
Bu verilmiş ikiqütblünü aşağıdakı kimi ekvivalent sxemlərin cəmi ilə əvəz edək. Əvvəlcə mn qoluna qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olan iki $E_{mn}$ mənbəyi daxil edək. Qeyd edək ki, bu mənbənin e.h.q-si mn qolu açıq olduqda mn sıxacları arasındakı gərginliyə bərabərdir. ($E_{mn}=U_{mn}$)




Şəkil 53

Qondarma metodunu əsas tutaraq 2-ci sxemi 3-cü və 4-cü sxemlərin cəmi ilə əvəz edək. 3-cü sxemdəki $E_{mn}$ mənbəyi tamamilə mn sıxaclarındakı gərginlik $U_{mn}$ –i kompensasiya etdiyindən mn qolundakı cərəyan sıfıra bərabər olar. Yə'ni o qoldan cərəyan axmaz. Ona görə o qolu qırıq hesab etmək olar. Bu səbəbdən də 5-ci sxemdə mn qolu açıq çəkilmişdir. Beləliklə verilən aktiv ikiqütbülü 5 və 6-cı sxemlərin cəmi kimi təsəvvür edilə bilər. 5-ci sxemdə cərəyan «0» olduğundan 1-ci sxemdə verilən dövrənin mn qolundan axan cərəyan eynilə 6-cı sxemdəki dövrənin mn qolundan axan cərəyana bərabər olacaqdır. Bu sxemdə isə passiv dövrənin müqavimətini $r_0$ ilə işarə etsək, onda həmin sxemdən mn qolunun cərəyanı üçün alarıq:

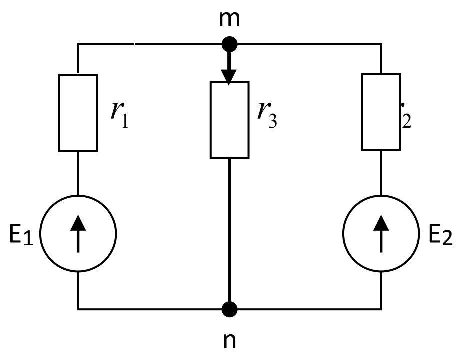
$$I = \frac{U_{mn}}{r + r_0} \quad (1)$$




Şəkil 54

Yəni 6-cı sxem şəkil 54-də göstərilən kimi təsəvvür edilir. Beləliklə ekvivalent mənbə metodu ilə hər hansı qolun cərəyanı (1) ifadəsi ilə tə'yin edilir. Burada $U_{mn}$ ekvivalent mənbənin e.h.q-si $r_0$ onun daxili müqaviməti, $r$ isə cərəyanı axtarılan qolun müqavimətidir. Ekvivalent mənbənin daxili müqaviməti mn sıxaclarına nəzərən passiv dövrənin (mn açıq olduqda) ekvivalent müqaviməti kimi tə'yin edilir.

Misal: şəkil 55-də verilən dövrənin $r_3$ qolundan axan cərəyanını ekvivalent mənbə metodu ilə tə'yin etməli.



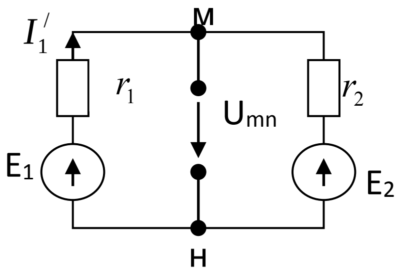

Şəkil 55.

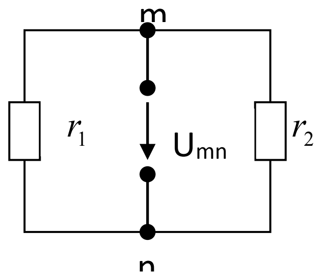
(1) ifadəsinə əsasən $r_3$ qolundan axan cərəyan

$$I_3 = \frac{U_{mn}}{r_3 + r_{ekv.}}$$

Burada $r_3$ cərəyanı axtarılan qolun müqaviməti, $r_{ekv}$ isə mn sıxaclarına nəzərən (mn qolu açıq olduqda) passiv dövrənin ($E_1$=0 və $E_2$=0 olan halda) ekvivalent müqavimətidir (şəkil 57). $U_{mn}$ isə $mn$ qolu açıq olduqda həmin sıxaclar arasındakı gərginlikdir. (şəkil 56)

Dövrənin həlli aşağıdakı ardıcıllıqla aparılır. Əvvəlcə mn qolu ($r_3$ müqaviməti olan qol) qırılır (şəkil 56) və qırılmış halda mn sıxacları arasındakı gərginlik tə'yin edilir.




Şəkil 56. Şəkil 57.

Şəkil 56-dan yaza bilərik:

$$I_1^{/} = \frac{E_1 - E_2}{r_1 + r_2}$$

$I_1^{/}$ cərəyanını bilərək Kirxhofun II qanununa görə isə mn sıxacları arasındakı gərginlik

$$U_{mn} = E - I_1^{/} r_1 \qquad \text{və ya} \qquad U_{mn} = E_2 + I_1^{/} r_2$$

ifadələri ilə təyin edilər. ( Tə'yin edilən $U_{mn}$=$E_{mn}$).

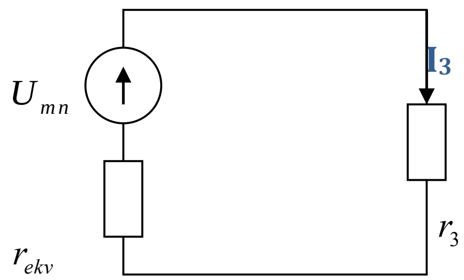
İndi mn sıxaclarına görə dövrənin ekvivalent müqaviməti $r_{ekv}$-i tə'yin edək. Bunun üçün şəkil 57-dən istifadə edək.

$r_1$ və $r_2$ mn sıxaclarına nəzərən paralel birləşdiklərindən

$$r_{ekv} = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

alınar. (Şəkil 58-də dövrənin mn ($r_3$) qoluna nəzərən qalan hissəsinin bir ekvivalent mənbə ilə əvəz edilməsi göstərilmişdir).

Şəkil 58




$U_{mn}$ və $r_{ekv}$ -i bilərək $r_3$ qolundan axan cərəyan

$$I_3 = \frac{U_{mn}}{r_3 + r_{ekv}}$$

kimi təyin edilər.

Cərəyanı axtarılan qolda (mn qolunda) e.h.q. mənbəyi də olarsa, (1) ifadəsində həmin mənbə nəzərə alınmalıdır. Əgər mənbə həmin qoldakı cərəyanla eyni istiqamətlidirsə, (1) ifadəsində həmin mənbə ifadənin surətinə müsbət işarə ilə, cərəyanın əksinə olduqda isə mənfi işarə ilə əlavə olunur.

# 21. SİNUSOİDAL ELEKTRİK KƏMİYYƏTLƏRİ. SİNUSOİDAL CƏRƏYANIN ALINMASI

Gərginlik və cərəyanının ani qiymətləri müəyyən zaman fasilələrindən sonra təkrarlanan elektiromaqnit proses periodik proses adlanır. Hər hansı ani qiymətin təkrarlanması üçün keçən ən kiçik vaxt periodik prosesin periodu adlanır və T ilə işarə edilir. Vahidi saniyədir. Hər hansı periodik funksiya üçün

$$f(t) = f(t \pm T)$$

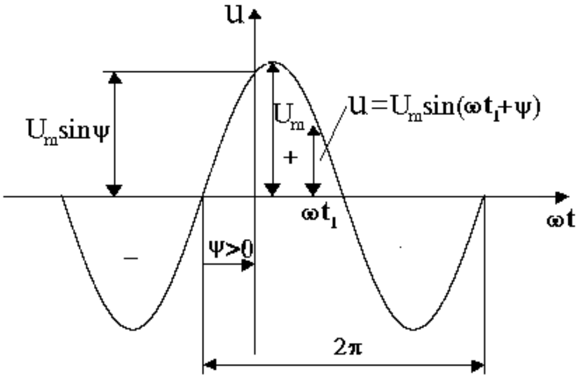
şərti ödənir. Periodun tərsi olan kəmiyyət tezlik adlanır və $f$ ilə işarə edilir.

$$f = \frac{1}{T}$$

Tezlik vahidi hersdir. Periodu 1 san olan siqnalın tezliyi 1 Hersdir. Ən sadə periodik funksiya sinusoidal funksiya olduğundan əvvəlcə periodik cərəyan dövrəsi kimi sinusoidal dəyişən cərəyan dövrəsini öyrənəncəyik. Bilirik ki, hər hansı periodik funksiya Furye sırası ilə çoxlu sayda (əslində sonsuz sayda) müxtəlif tezlikli sinusoidal funksiyalar cəminə ayrıla bilər. Digər tərəfdən sinusoidal funksiyanın həm törəməsi, həm də inteqralı sinusoidal funksiya verdiyindən (kosinusoidal funksiyaya $90^0$ sürüşdürülmüş sinusoidal funksiya kimi baxmaq olar) dövrənin bütün qollarındakı cərəyanlar və gərginliklər sinusoidal olur ki, bu da dövrənin həllini sadələşdirir. Fərz edək ki, aşağıdakı kimi

$$u = U_m \sin(\omega t + \psi) \quad (1)$$

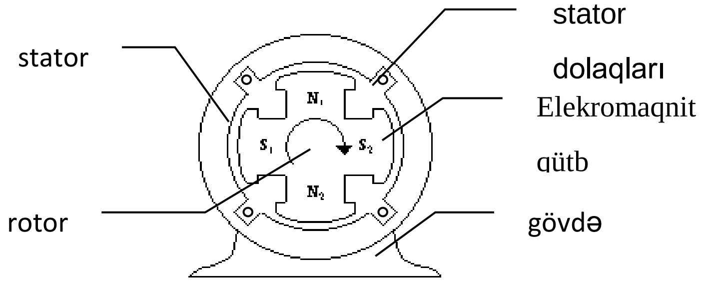
sinusoidal gərginliyi verilmişdir (şəkil 73).




Burada $U_m$ -gərginliyin maksimal (amplitud) qiyməti, $u$ -isə ani qiymətidir. $\omega = 2\pi f$ olub bucaq tezliyi adlanır. $\psi$ -gərginliyin başlanğıc fazasıdır. Başlanğıc faza sinusoidanın mənfi yarımdalğasının müsbət yarımdalğaya keçdiyi anda absis oxundan ayırdığı parçadır. Əgər bu parça ordinat oxundan soldadırsa, başlanğıc faza müsbət, sağda olduqda isə mənfi qəbul edilir. Başlanğıc faza müsbət olduqda onun işarəsini müəyyən edən oxun istiqaməti soldan sağa, mənfi olduqda isə sağdan sola götürülür.

$(\omega t + \psi)$ isə gərginliyin fazası adlanır. Bu faza zamandan asılı olub, 0-la $2\pi$ arasında dəyişir.

Sənayedə sinusoidal dəyişən e.h.q-si (gərginlik) əsasən sinxron generatorlar (şəkil 74) vasitəsilə alınır. Bu generatorlarlar istilik, qaz, hidravlik və s. mühərriklərlə hərəkətə gətirilir. Generator sadə halda stator və rotordan ibarətdir. Rotorda əsasən elektromaqnit qütblər, (bunlar sabit cərəyanla qidalanır), statorda isə e.h.q-si induksiyalanacaq dolaqlar yerləşdirilir.




Şəkil 74

Generatorun işləmə prinsipi elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsaslanır. Belə ki, rotorda yaranan dəyişən maqnit sahəsi stator dolaqlarını kəsərək (rotor fırlandığından dolaqları kəsən maqnit sahəsi dəyişən olacaqdır) onlarda induksiya e.h.q-si yaradır. Faradey qanununa görə hər bir naqildə yaranan e.h.q-si

$$e = Bl\upsilon$$

ifadəsi ilə tə'yin olunur. Burada B-maqnit sahəsinin induksiyası, $l$-naqilin uzunluğu, $\upsilon$- maqnit sahəsinin fırlanma sür'ətidir. Burada $l$ və $\upsilon$ sabit olduğundan alınan e.h.q-nin forması, statorla rotor arasındakı hava aralığında maqnit sahəsinin induksiyasının paylanma qanunauyğunluğundan asılı olacaqdır. Əgər bu induksiya sinusoidaldırsa, alınan e.h.q-si də sinusoidal olacaqdır. İnduksiyanın sinusoidal olması üçün qütb başlıqlarına xüsusi formalar verilir. Alınan e.h.q-nin tezliyi

$$f = \frac{pn}{60}$$

ifadəsi ilə tə'yin edilir. $p$-generatorun cüt qütblərinin sayı, $n$-isə rotorun bir dəqiqədəki dövrlərinin sayıdır. Müstəqil dövlətlər birliyidə və Avropa ölkələrində alınan sinusoidal cərəyanın tezliyi, yə'ni sənaye tezliyi 50 Hs-dir. ABŞ-da isə sənaye tezliyi 60 Hs-dir. Yuxarıdakı ifadədən göründüyü kimi tezliyi artırmaq üçün ya dövrlər sayı, ya da cüt qütbülərin sayı artırılmalıdır. (Aydındır ki, bunlar sonsuz artırıla bilməz) Ona görə böyük tezliklər almaq üçün elektron generatorlardan istifadə edilir.

## 22. SİNUSOİDAL CƏRƏYANIN ORTA VƏ TƏ'SİREDİCİ QİYMƏTİ

Riyaziyyatdan bilirik ki, hər hansı periodik f(t) funksiyajının bir perioddakı orta qiyməti:

$$F_{or} = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt \qquad (1)$$

Sinusondal funksiyanın bir perioddakı orta qiyməti «0»-a bərabər olduğundan sinusoidal cərəyanın orta qiymətini tapmaq üçün ya (1) düsturu ilə onu hesablayarkən f(t) funksiyası mütləq qiymətcə götürülür, ya da yarım perioddakı orta qiymət müəyyən edilir. Yə'ni

$$F_{or} = \frac{2}{T}\int_0^{T/2} f(t)dt \qquad (2)$$

f (t) funksiyası kimi

$$i\,(\mathrm{t}) = \mathrm{I_m} \sin \omega \mathrm{t} \qquad (3)$$

sinusoidal cərəyanı götürsək və bunu (2) ifadəsində nəzərə alsaq

$$I_{\text{op}} = \frac{2}{T}\int_0^{T/2} i\,(\mathrm{t})\ \mathrm{dt} = \frac{2}{T}\int_0^{T/2} I_m \sin \omega t dt = \frac{2}{T}\cdot\frac{1}{\omega} I_m(-\cos \omega t)\Big|_0^{\frac{T}{2}} = \frac{2}{\pi} I_m \approx 0{,}637 I_m \qquad (4)$$

(4)-dən göründüyü kimi sinusoidal cərəyanın orta qiyməti onun amplitud qiymətinin iki mislindən π-dəfə kiçikdir. (4)-ə uyğun olaraq gərginlik və e.h.q-si üçün yaza bilərik ki,

$$U_{\text{op}} = \frac{2}{\pi} U_m; \qquad E_{\text{op}} = \frac{2}{\pi} E_m$$

Maqnitoelektrik sistemi cihazlar cərəyanın orta qiymətini ölçür.

Bilirik ki, dəyişən cərəyanın istilik və mexaniki tə'siri onun orta qiyməti ilə əlaqədar olmayıb onun effektiv, yə'ni tə'siredici qiyməti ilə əlaqədərdir. Riyaziyyatdan bilirik ki, hər hansı $f(t)$ funksiyasının orta kvadratik qiyməti

$$F = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T f^2(t)dt} \qquad (5)$$

$f(t)$ funksiyası kimi cərəyan götürürsək,

$$I = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt} \qquad (6) \qquad \text{alırıq.}$$

(6) ifadəsinin hər tərəfini kvadrata yüksəldib $rT$ -yə vursaq:

$$I^2 rT = \int_O^T ri^2 dt \qquad (7) \qquad \text{alınar.}$$

(7)-dən görünür ki, sinusoidal cərəyanın tə'siredici qiyməti elə bir sabit cərəyana bərabərdir ki, onun $r$ -müqavimətində $T$ -müddəti ərzində ayırdığı istilik miqdarı həmin müddətdə $r$ -müqavimətində dəyişən cərəyanın ayırdığı istiliyə bərabərdir. (3) ifadəsini (6)-da yerinə yazsaq:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T I_m^2 \sin^2 \omega t dt} = \sqrt{\frac{1}{T} I_m^2 \int_0^T \frac{1-\cos 2\omega t}{2} dt} = \sqrt{\frac{1}{T} I_m^2 . \frac{1}{2} .T} = = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \approx 0{,}707 I_m \qquad (8)$$

(8)-dən göründüyü kimi sinusoidal cərəyanın tə'siredici qiyməti onun amplitud qiymətindən $\sqrt{2}$ dəfə kiçikdir. Eyni ilə yaza bilərik ki,

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}; \quad E = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$$

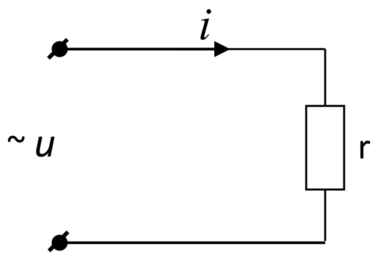
Elektromaqnit, elektrodinamik sistemli cihazlar cərəyanın tə'siredici qiymətini ölçür.

## 23. AKTİV MÜQAVİMƏT SİNUSOİDAL CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ

Tutaq ki, hər hansı $r$ müqaviməti

$$u = U_m \sin(\omega t + \psi) \qquad (1)$$

sinusoidal gərginliyinə qoşulmuşdur (şəkil 75).




Şəkil 75

*Om qanununa görə bu müqavimətdən axan cərəyan*

$$i = \frac{u}{r} = \frac{U_m \sin(\omega t + \psi)}{r} = \frac{U_m}{r}\sin(\omega t + \psi) = \qquad (2)$$
$$= \mathrm{I_m} \sin(\omega\, \mathrm{t} + \psi)$$

Burada

$$I_m = \frac{U_m}{r} \qquad (3)$$

olub cərəyanın maksimal qiymətidir.

(3)-ün hər tərəfini $\sqrt{2}$ -yə bölsək

$$I = \frac{U}{r} \quad (4)$$ alınar.

$\frac{1}{r} = g$ olduğundan (3) və (4) aşağıdakı kimi də yazıla bilər.

$$I_m = gU_m \quad (5)$$

$$I = gU \quad (6)$$

(3), (4), (5) və (6) aktiv müqavimətdə maksimal və tə'siredici qiymətlər üçün Om qanununun ifadələridir. Yə'ni aktiv müqavimətdə Om qanunu, həm ani qiymətlər üçün, həm də maksimal və təsiredici qiymətlər üçün ödənir.

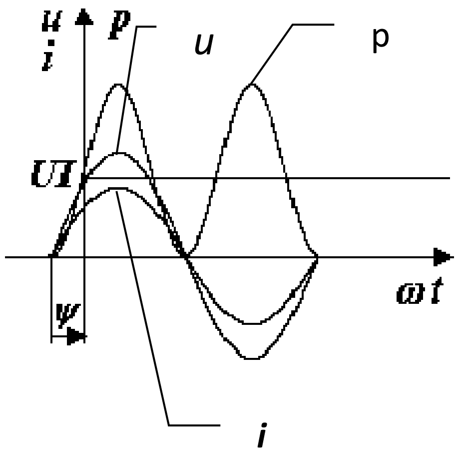
Gərginliyin başlanğıc fazası ilə cərəyanın başlanğıc fazasının fərqi faza sürüşmə bucağı və ya fazalar fərqi adlanır, φ ilə işarə olunur.

(1) və (2)-nin müqayisəsindən alınır ki,

$$\psi = \psi_u - \psi_i = \psi - \psi = 0 \quad (7)$$

Burada $\psi_u$ gərginliyin, $\psi_i$ isə cərəyanın başlanğıc fazasıdır. (7)-dən görünür ki, müqavimətdə faza sürüşmə bucağı sıfırdır. Bu o deməkdir ki, müqavimətdə gərginlik, cərəyanla eyni fazalıdır. Yə'ni gərginlik maksimal qiymət aldıqda cərəyan maksimal qiymət alır. Eynilə gərginlik sıfır olduqda cərəyan da sıfır olur.

Şəkil 76-da (1) və (2)-yə əsasən gərginlik və cərəyanın zamandan asılılıq qrafikiləri çəkilmişdir.




**Şəkil 76**

Gərginlik və cərəyan məlum olarsa, müqavimətə daxil olan güc (1) və (2) nəzərə alınmaqla aşağıdakı kimi tə'yin edilir.

$$P = ui = U_m I_m \sin^2(\omega t + \psi) = \frac{U_m I_m}{2}[1 - \cos 2(\omega t + \psi)] = UI[1 - \cos 2(\omega t + \psi)] \quad (8)$$

(8)-dən görünür ki, müqavimətdə ani güc iki hissədən, sabit zamandan asılı olmayan $UI$ -dən və ikiqat tezliklə kosinusoidal qanunla dəyişən hissədən ibarətdir. Şəkil 76-da (8)-ə əsasən gücün qrafiki də çəkilmişdir. Bu gücün bir perioddakı orta qiyməti olan aktiv güc

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T ui dt = \frac{1}{T}\int_0^T UI(1 - \cos 2(\omega t + \psi) dt = UI \quad (9)$$

(9)-dan görünür ki, müqavimətdə aktiv güc gərginlik və cərəyanın tə'siredici qiymətləri hasilinə bərabərdir. (4) və (6)-nı (9)-da nəzərə alsaq uyğun olaraq,

$$P = UI = I^2 r \qquad (10)$$

$$P = UI = U^2 g \qquad (11)$$

ifadələrini alırıq.

(10)-dan göründüyü kimi aktiv müqavimət

$$r = \frac{P}{I^2} \qquad (12)$$

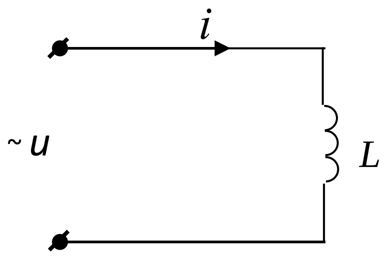
(12)-dən göründüyü kimi, aktiv müqavimət aktiv gücün cərəyanın kvadratına nisbəti kimi də tə'yin edilə bilər.

## 24. İNDUKTİVLİK SİNUSOİDAL CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ

Fərz edək ki, hər hansı $L$ induktivliyindən

$$i = I_m \sin(\omega t + \psi) \qquad (1)$$

sinusoidal dəyişən cərəyan keçir. (şəkil 77)




Şəkil 77

Bilirik ki, induktivlikdə yaranan özünə induksiya e.h.q.

$$e_L = -L\frac{di}{dt} \qquad (2)$$

kimi tə'yin edilir.

(1)-i (2)-də nəzərə alsaq

$$e_L = -L\frac{d[I_m \sin(\omega t + \psi)]}{dt} = -\omega L I_m \cos(\omega t + \psi)$$

alınar.

Digər tərəfdən $u_L = -e_L$ olduğundan

$$u_L = -e_L = \omega L I_m \cos(\omega t + \psi) =$$
$$= U_m \sin(\omega t + \psi + \frac{\pi}{2}) \qquad (3)$$

alarıq.

Burada $U_m = \omega L I_m$ və ya $I_m = \dfrac{U_m}{\omega L} = \dfrac{U_m}{X_L}$ (4)

(4)-ün hər tərəfini $\sqrt{2}$ -yə bölsək

$$I = \frac{U}{\omega L} = \frac{U}{X_L} \qquad (5)$$

alarıq.

$X_L$ -induktiv müqavimət adlanır və vahidi Omdur.

$$X_L = \omega L$$

kimi tə’yin olunur.

İnduktiv müqavimət hesabi kəmiyyət olub özünə induksiyanı nəzərə alır. İnduktiv müqavimətin tərsi olan kəmiyyət $b_L$ ilə işarə edilir və induktiv keçiricilik adlanır.

$$b_L = \frac{1}{X_L} = \frac{1}{\omega L} \qquad (6)$$

(6) nəzərə alınmaqla, (4) və (5) ifadələri aşağıdakı kimi də yazıla bilər.

$$I_m = b_L U_m \qquad (7)$$

$$I = b_L U \qquad (8)$$

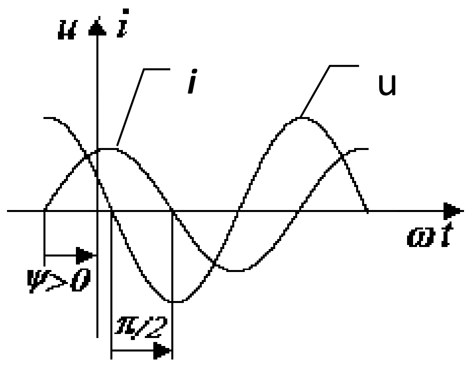
(4), (5), (7) və (8) induktivlikdə maksimal və tə’siredici qiymətlərə görə Om qanununun ifadələridir. Göründüyü kimi induktivlikdə Om qanunu ani qiymətlər üçün ödənməyib yalnız maksimal və tə’siredici qiymətlər üçün ödənir.

(1) və (3)–ün müqayisəsindən görürük ki, induktivlikdə faza sürüşmə bucağı

$$\varphi = \psi_u - \psi_i = \psi + \frac{\pi}{2} - \psi = \frac{\pi}{2} \qquad (9)$$

($\psi_u$ - gərginliyin başlanğıc fazası olub, $\psi + \frac{\pi}{2}$ -yə, $\psi_i$ isə cərəyanın başlanğıc fazası olub, $\psi$ -dir ). (9)-dan görünür ki, induktivlikdə fazalar fərqi (faza sürüşmə bucağı) $\frac{\pi}{2}$ -dir. Bu o deməkdir ki, induktivlikdə gərginlik cərəyandan $90^0$ irəli gedir və ya cərəyan gərginlikdən $90^0$ geri qalır. Bu səbəbdən cərəyan maksimal qiymət aldıqda induktivlikdə gərginlik «0» olur və əksinə, cərəyan sıfır olduqda gərginlik maksimal qiymət alır. Buna səbəb induktivlikdə gərginliyin cərəyanın törəməsi ilə müəyyən olunmasıdır. $(U_L = L\frac{di}{dt})$ . Yəni cərəyan maksimal qiymət alan anda cərəyanın zamandan asılılıq qrafikinə çəkilən toxunanın absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucaq sıfırdır. (Törəmənin həndəsi mə’nasından isə bilirik ki, o, əyriyə çəkilən toxunanın absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangelsi ilə müəyyən olunur).

Şəkil 78-də (1) və (3)-ə əsasən cərəyan və gərginliyin zamandan asılılıq qrafikləri çəkilmişdir.




Gərginlik və cərəyan məlum olarsa. induktivliyə daxil olan güc (1) və (3) nəzərə alınmaqla aşağıdakı kimi tə’yin edilər.

$$P = ui = U_m I_m \sin(\omega\,\mathrm{t} + \psi)\sin(\omega\,\mathrm{t} + \psi + \frac{\pi}{2}) =$$

$$\frac{U_m I_m}{2}\sin 2(\omega\,\mathrm{t} + \psi) = UI\sin 2(\omega\,\mathrm{t} + \psi) \qquad (10)$$

(10)- dan görünür ki, induktivlikdə ani güc ikiqat tezliklə sinusoidal qanunla dəyişir. Bu gücün bir perioddakı orta qiyməti olan aktiv güc

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T ui dt = \frac{1}{T}\int_0^T UI\sin 2(\omega\,\mathrm{t} + \psi)\mathrm{dt} = 0$$

Yəni induktivlikdə aktiv güc «0»-dır. (İnduktivlik reaktiv element olduğundan aktiv güc tələb etmir). Digər tərəfdən ani güc induktivliyin maqnit sahəsinə toplanmış enerjinin dəyişmə sür’əti ilə tə’yin edilir. Bu enerji

$$W_L = L\frac{i^2}{2} = L\frac{I_m{}^2}{2}\sin^2(\omega\,\mathrm{t} + \psi) = \qquad (11)$$
$$\mathrm{L}\frac{\mathrm{I}^2}{2}\left[1 - \cos 2(\omega\,\mathrm{t} + \psi)\right]$$

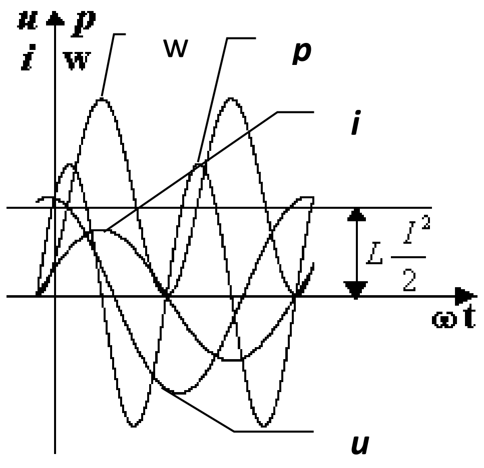
(11)-dən göründüyü kimi bu enerji iki hissədən sabit, zamandan asılı olmayan $\frac{LI^2}{2}$ -dən və ikiqat tezliklə kosinusoidal qanunla dəyişən hissədən ibarətdir.

Mənbədən verilən enerji müvəqqəti olaraq induktivliyin maqnit sahəsinə toplanır, sonra isə cərəyan sıfıra düşdükdə yenidən mənbəyə qaytarılır. Jərəyan maksimal qiymət aldıqda bu enerji də maksimal olur. Beləliklə, mənbə ilə induktivlik arasında enerji mübadiləsi gedir.

Şəkil 79-da (10) və (11)-ə əsasən gücün və enerjinin qrafikləri çəkilmişdir.

(11)-dən aydın görünür ki, enerjinin ən böyük qiyməti $LI^2$-na bərabər olar.

Yə’ni $$W_{L\max} = LI^2 \qquad (12)$$




**Şəkil 79**

Enerjinin maksimal qiymətinə əsasən isə induktiv müqavimət tə’yin edilə bilər. Belə ki, (12)-in hər tərəfini $\omega$-yə vursaq və $X_L = \omega L$ olduğunu qəbul etsək

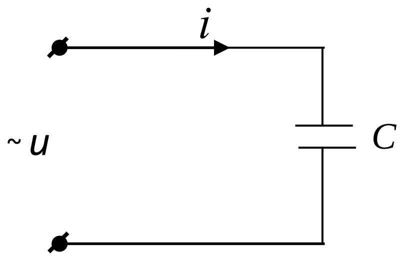
$$X_L = \frac{\omega W_{L\max}}{I^2}$$ alarıq.

## 25. TUTUM SİNUSOİDAL CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ

**Fərz edək ki, hər hansı S tutumuna**

$$u = U_m \sin(\omega t + \psi) \qquad \textbf{(1)}$$

**sinusoidal dəyişən gərginlik tətbiq edilmişdir. (şəkil 80). Bilirik ki, tutumdan axan cərəyan**




Şəkil 80

$$i = C\frac{du}{dt} \qquad (2)$$ kimi tə'yin edilir.

(1)-i (2) də nəzərə alsaq

$$i = C\frac{d[U_m \sin(\omega t + \psi)]}{dt} = \omega CU_m \cos(\omega t + \psi) =$$

$$= I_m \sin(\omega t + \psi + \frac{\pi}{2}) \quad (3) \quad \text{alariq}.$$

Burada $I_m = \omega CU_m$ və ya

$$I_m = \frac{U_m}{\frac{1}{\omega c}} = \frac{U_m}{X_c} \qquad (4)$$ alarıq.

(4)-ün hər tərəfini $\sqrt{2}$ -yə bölsək

$$I = \frac{U}{\frac{1}{\omega c}} = \frac{U}{X_c} \qquad (5)$$ alınar.

$X_C$ tutum müqaviməti adlanır (vahidi Omdur) və $X_c = \frac{1}{\omega c}$ kimi tə'yin edilir.

Tutum müqavimətinin tərsi olan kəmiyyət $b_C$ ilə işarə edilir və tutum keçiriciliyi adlanır.

$$b_c = \frac{1}{X_c} = \omega c \qquad (6)$$

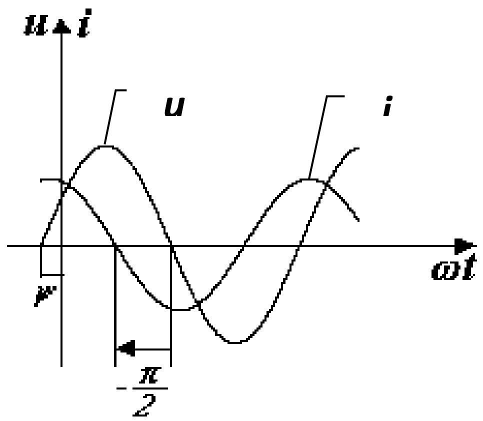
(6) nəzərə alınmaqla (4) və (5) ifadələri aşağıdakı kimi yazıla bilər.

$$I_m = b_C U_m \qquad (7) \qquad\qquad I = b_C U \qquad (8)$$

(4), (5), (7) və (8) tutumda maksimal və tə’siredici qiymətlərə görə Om qanununun ifadələridir. Göründüyü kimi, tutumda Om qanunu ani qiymətlər üçün ödənməyib, yalnız maksimal və tə’siredici qiymətlər üçün ödənir. (1) və (3)-ün müqayisəsindən görürük ki, tutumda faza sürüşmə bucağı

$$\varphi = \psi_u - \psi_i = \psi - (\psi + \frac{\pi}{2}) = -\frac{\pi}{2} \qquad (9)$$

(9)-dan görünür ki, tutumda faza sürüşmə bucağı $-\frac{\pi}{2}$-yə bərabərdir. Bu o deməkdir ki, tutumda gərginlik cərəyandan $90^0$ geri qalır və ya cərəyan gərginlikdən $90^0$ irəli gedir. Bu səbəbdən gərginlik maksimal qiymət aldıqda cərəyan «0» olur və əksinə gərginlik «0» olduqda cərəyan maksimal qiymət alır. Buna səbəb tutumda cərəyanın, gərginliyin törəməsi ilə müəyyən olunmasıdır. Şəkil 81-də (1) və (3)-ə əsasən gərginlik və cərəyanın zamandan asılılıq qrafikləri çəkilmişdir.




Şəkil 81

**Gərginlik və cərəyan mə’lum olarsa tutuma daxil olan güc ((1) və (3) nəzərə alınmaqla) aşağıdakı kimi tə’yin edilir.**

$$P = ui = U_m I_m \sin(\omega t + \psi)\sin(\omega t + \psi + \frac{\pi}{2}) =$$

$$= \frac{U_m I_m}{2} \sin 2(\omega t + \psi) = UI \sin 2(\omega t + \psi) \qquad (10)$$

(10)-dan görünür ki, tutuma daxil olan güc ikiqat tezliklə sinusoidal qanunla dəyişir. Bu gücün bir perioddakı orta qiyməti olan aktiv güc

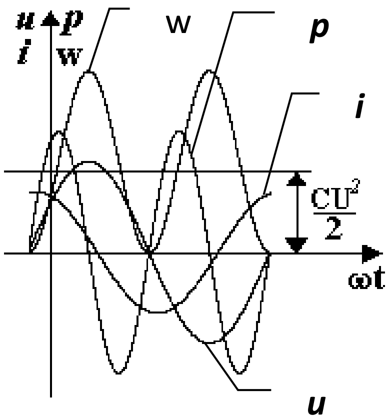
$$P = \frac{1}{T}\int_0^T uidt = \frac{1}{T}\int_0^T UI \sin 2(\omega t + \psi)dt = 0$$

Yə’ni tutumda aktiv güc sıfırdır. (Tutum da reaktiv element olduğundan aktiv güc tələb etmir). Digər tərəfdən ani güc tutumun elektrik sahəsinə toplanmış enerjinin dəyişmə sür’əti ilə (zamana görə törəməsi ilə ) tə’yin edilir. Bu enerji

$$W_c = c\frac{u^2}{2} = c\frac{U_m^2}{2}\sin^2(\omega t + \psi) =$$
$$c\frac{U^2}{2}\left[1 - \cos 2(\omega t + \psi)\right] \qquad (11)$$

(11)-dən göründüyü kimi, bu enerji iki hissədən sabit, zamandan asılı olmayan $C\dfrac{U^2}{2}-$dən və ikiqat tezliklə kosinusoidal qanunla dəyişən hissədən ibarətdir.

Mənbədən verilən enerji müvəqqəti olaraq tutumun elektrik sahəsinə toplanır, sonra isə gərginlik sıfır olduqda yenidən mənbəyə qaytarılır. Gərginlik maksimal qiymət aldıqda bu enerji də maksimal olur. Beləliklə mənbə ilə induktivlik arasında enerji mübadiləsi gedir.




Şəkil 82-də (10) və (11)-ə əsasən gücün və enerjinin də qrafikləri çəkilmişdir.

Şəkil 82

(11)-dən görünür ki, enerjinin ən böyük qiyməti (maksimal qiyməti ) $CU^2-$na bərabər olur. Enerjinin maksimal qiymətinə əsasən isə tutum müqaviməti tə'yin edilə bilər. Belə ki, (11)-in hər tərəfini $\omega-$ya vursaq və $X_C=\dfrac{1}{\omega c}$ olduğunu qəbul etsək

$$X_C=\frac{\omega\,\mathrm{W}_{\mathrm{c\,max}}}{I^2} \qquad \text{alarıq.}$$