E. S. CƏFƏROV

FİZİKA

Abituriyentlər, orta məktəbin yuxarı sinif şagirdləri, orta məktəb müəllimləri, fizikanı sərbəst öyrənənlər üçün vəsait

BAKI - 2013

Elmi redaktor: AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutunun "Polimerlərin və elektroaktiv kompozit materialların radiasiya fizikası" laboratoriyasının müdiri, f.-r.e.d. **A.Məhərrəmov**

Rəyçilər: Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universitetinin Fizika kafedrasının müdiri, f.-r.e.d., professor **T.M.PƏNAHOV**

Bakı Dövlət Universitetinin Fizika fakultəsinin "Optika və Molekulyar fizika" kafedrasının müdiri, f.- r. e. d., prof. **F. A. Əhmədov**

Cəfərov E.S.

Fizika. Abituriyentlər, orta məktəbin yuxarı sinif şagirdləri, orta məktəb müəllimləri, fizikanı sərbəst öyrənənlər üçün vəsait. Bakı: Elm, 2013. – 298 s.

Ali məktəblərə qəbul proqramı əsasında hazırlanmış dərs vəsaiti elementar fizikanın bütün bölmələrini əhatə edir. Vəsaitdə şagirdlərin ümumi bilik səviyyələri nəzərə alınaraq, ayrı-ayrı mövzuların izahlı şərhi verilmişdir.

Dərs vəsaitindən abituriyentlər, orta məktəbin yuxarı sinif şagirdləri, orta məktəb müəllimləri, fizikanı müstəqil öyrənənlər istifadə edə bilərlər.

İSBN ....

MEXANIKA

Mexanika - fizikanın müxtəlif mexaniki hərəkət formalarını öyrənən bölməsidir.

Mexanika – kinematika, dinamika və statika kimi bölmələrdən ibarətdir.

Kinematikada mexaniki hərəkətlər onları yaradan səbəblər araşdırılmadan öyrənilir. Başqa sözlə desək, kinematikada «hərəkət nə üçün yaranıb?» suallarına cavab tapılmır, yəni mexanikanın bu bölməsi hazır hərəkətləri öyrənir.

Dinamikada isə hərəkətlər onları yaradan səbəblərlə birgə öyrənilir. Dinamikanın əsasını Nyutonun I, II və III qanunları təşkil edir.

Statikada cisimlərin tarazlıq halları, yəni onların sükunətdə qalma və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət etmə halları araşdırılır.

KİNEMATİKA

Zaman keçdikcə cismin fəzada digər cismə nəzərən vəziyyətini dəyişməsi mexaniki hərəkət və ya sadəcə hərəkət adlanır.

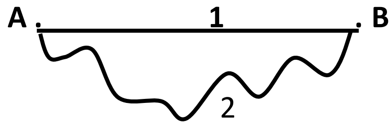
Əgər cisim zaman keçdikcə digər cismə nəzərən vəziyyətini dəyişmirsə, bu halda cisim həmin cismə nəzərən «**hərəkət etmir və ya sükunətdə qalır**» deyilir.

Hərəkət və sükunət nisbi anlayışlardır. Başqa sözlə desək, **mütləq hərəkət** və ya **mütləq sükunət** yoxdur. Bu isə o deməkdir ki, hər hansı bir cismə nəzərən hərəkətdə olan cisim eyni zamanda başqa bir cismə nəzərən sükunətdə olur və yaxud da bir cismə nəzərən sükunətdə olan cisim başqa cismə nəzərən hərəkətdə olur.

Mexaniki hərəkəti xarakterizə edən əsas parametrlərlə tanış olaq:

Hərəkətin trayektoriyası. Hərəkətin trayektoriyası dedikdə hərəkət zamanı cismin fəzada cızdığı iz başa düşülür və ya hərəkət edən cisim hansı xətt üzrə vəziyyətini dəyişirsə, həmin xətt hərəkətin trayektoriyası adlanır.

Trayektoriyanın formasına görə hərəkətlər düzxətli (1) və ya əyrixətli olurlar (2) (şəkil 1).



Şəkil 1.

\# **Hərəkətdə gedilən yol.** Hərəkətdə gedilən yol dedikdə müəyyən zaman fasiləsində cismin hərəkət trayektoriyasının uzunluğu başa düşülür. Belə çıxır ki, gedilən yolu tapmaq üçün trayektoriyanın uzunluğunu ölçmək lazımdır. Gedilən yol **«S»** ilə işarə olunur. Dediklərimizdən aydın olur ki, o, ölçülən fiziki kəmiyyətdir, yəni onun ölçü vahidi olmalıdır.

Məlum olduğu kimi, fiziki kəmiyyətlərin ölçü vahidləri ya etalon kimi (şərti razılaşma yolu ilə) müəyyən edilir, ya da fiziki kəmiyyətin düsturundan tapılır. Etalon kimi qəbul olunmuş ölçü vahidi **əsas,** düsturdan tapılmış ölçü vahidi isə **törəmə** vahid adlanır.

Gedilən yolun (uzunluğun) vahidi etalon kimi qəbul olunub, yəni əsas vahidlər qrupuna daxildir. Bu məqsədlə, razılaşma yolu ilə müəyyən bir uzunluq seçilmiş və həmin uzunluq uzunluq etalonu kimi qəbul olunmuşdur.

Fiziki kəmiyyətlərin vahidləri etalon kimi qəbul olunmasından və ya düsturdan tapılmasından asılı olmayaraq, bir neçə sistemdə qruplaşdırılır. Biz bu vahidlər sistemlərinin ikisi ilə: **BS** (beynəlxalq vahidlər sistemi) və **SQS** sistemləri ilə tanış olacağıq (**SQS – sm, qram** və **saniyə** sözlərinin baş hərfləridir).

BS - də yolun vahidi **1 metr** (**BS** - də [**S**] = **1 m**), **SQS** sistemində isə metrin yüzdə bir hissəsinə bərabər olan **1 santimetr** – dir **(** [**S**] = 1 sm**).**

Yolun sistemdənkənar **1 km, 1 dm, 1 mm** kimi də vahidləri vardır:

$$1\ \text{km} = 10^{3}\ \text{m},\ \ 1\ \text{dm} = 10^{-1}\ \text{m},\ 1\ \text{mm} = 10^{-3}\ \text{m}\ \ \text{- dir.}$$

Burada «**k**», «**d**», «**m**» fiziki kəmiyyətlərin vahidlərinə vurulan əmsallardır. Həmin əmsallar barədə ətraflı məlumat cədvəl 1-də öz əksini tapmışdır.

\# **Hərəkətə sərf olunan zaman.** Hər bir hərəkət müəyyən zaman fasiləsində baş verir ki, həmin zaman fasiləsi də hərəkətə sərf olunan zaman adlanır və **« t »** ilə işarə olunur. Zaman vahidi də etalon kimi qəbul olunan əsas vahiddir. Bu fiziki kəmiyyətin hər iki sistemdə vahidi 1 saniyədir (**BS** -də **[t]** =1 san, **SQS** -də **[t]** =1 san).

Zamanın sistemdən kənar vahidləri 1era, 1əsr, 1il, 1ay, 1sutka, 1saat,

Cədvəl 1.

	Dərəcəsi	Adı	Beynəlxalq işarəsi	Nümunə	
				Oxunuşu	Yazılışı
1 000 000 000 000 000 000	10^{18}	eksa	E	eksametr	*Em*
1 000 000 000 000 000	10^{15}	peta	P	petasaniyə	*Psan*
1 000 000 000 000	10^{12}	tera	T	teraton	*Tt*
1 000 000 000	10^{9}	qiqa	Q	qiqametr	*Qm*
1 000 000	10^{6}	meqa	M	meqavatt	*MVt*
1 000	10^{3}	kilo	k	kiloqram	*kq*
100	10^{2}	hekto	h	hektopaskal	*hPa*
10	10^{1}	deka	da	dekalitr	*dal*
0,1	10^{-1}	desti	d	destimetr	*dm*
0,01	10^{-2}	santi	c	santiqram	*cq*
0,001	10^{-3}	milli	m	millivolt	*mV*
0, 000 001	10^{-6}	mikro	mk (μ)	mikroamper	*mkA(μA)*
0,000 000 001	10^{-9}	nano	n	nanosaniyə	*nsan*
0, 000 000 000 001	10^{-12}	piko	p	pikofarad	*pF*
0, 000 000 000 000 001	10^{-15}	femto	f	femtoqram	*fq*
0, 000 000 000 000 000 001	10^{-18}	atto	a	attosaniyə	*asan*

1dəqiqə - dir.

1saat = 60 dəq,   1dəq = 60 san,   1saat = 3600 san **-** dir və s.

Hərəkətin sürəti. Müxtəlif mexaniki hərəkətlər biri - birindən hərəkətin yeyinliyinə görə fərqlənirlər. Bu o deməkdir ki, eyni bir zaman fasiləsində müxtəlif cisimlərin getdikləri yollar müxtəlif olur.

Hərəkətin yeyinliyini xarakterizə edən parametr sürət adlanır və «ϑ» ilə işarə olunur. Sürətə görə hərəkətlər bərabərsürətli və dəyişənsürətli olurlar.

Əgər cisim bərabər zaman fasilələrində müxtəlif yollar qət edərsə, belə hərəkət dəyişənsürətli hərəkət adlanır (şəkil 2).

A . S . S . S . **B**

t t t

Şəkil 2.

Əgər cisim istənilən bərabər zaman fasiləsində eyni yollar qət edirsə, belə hərəkət bərabərsürətli hərəkətdir (şəkil 3).

A . S . S . S . **B**

t t t

Şəkil 3.

Bərabərsürətli hərəkətdə sürəti tapmaq üçün gedilən yolu bu yola sərf olunan zamana bölmək lazımdır: $\boxed{v = \frac{S}{t}}$.

t = 1 olduqda, ϑ = *S* olur. Belə çıxır ki, **sürət - ədədi qiymətcə vahid zamanda gedilən yola bərabər olan fiziki kəmiyyətdir**

Sürətin vahidi onun düsturundan tapılır (törəmə vahiddir), yəni sürətin vahidini tapmaq üçün yolun vahidini zamanın vahidinə bölmək lazımdır:

$[v] = \frac{[S]}{[t]}$. **BS** - də $[\vartheta] = 1\,\frac{m}{san}$, **SQS** - də $[\vartheta] = 1\frac{sm}{san}$ **-** dir.

Sürətin geniş istifadə olunan sistemdənkənar vahidi $1\frac{km}{saat}$ - dır.

$1\frac{km}{saat} = \frac{1}{3.6}\ \frac{m}{san}$ - yə və ya $1\frac{m}{san} = 3.6\ \frac{km}{saat}$ - a bərabərdir.

Belə çıxır ki, sürətin *km/saat* - la ifadə olunan vahidindən *m/san* ilə ifadə olunan vahidinə keçmək üçün sürəti güstərən rəqəmi 3.6 əmsalına bölmək, *m/san* -dan *km/saat* -a keçmək üçün isə, tərsinə, 3.6 əmsalına vurmaq lazımdır.

Sürət ***spidometr*** adlanan cihazla ölçülür.

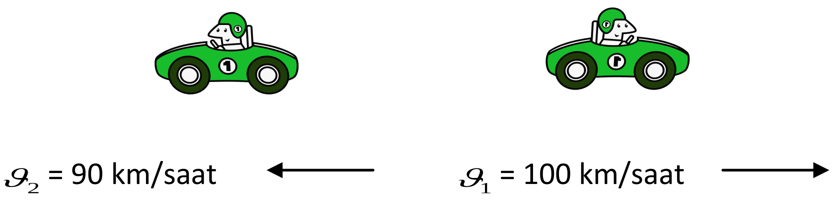
Hərəkət və sükunət kimi sürət də nisbi anlayışdır. Belə ki, bir cismə nəzərən sürətinin bir qiyməti olan cismin digər cismə nəzərən sürətinin başqa qiyməti olur. Fikrimizi misalla dəqiqləşdirək. Yerə nəzərən eyni istiqamətdə ϑ_1 = 100 km/saat və ϑ_2 = 90 km/saat sürətləri ilə hərəkət edən iki maşın götürək (şəkil 4).

$\longrightarrow \vartheta_2$ = 90 km/saat $\longrightarrow \vartheta_1$ = 100 km/saat

Şəkil 4.

Yerə nəzərən ϑ_1 = 100 km/saat sürətə malik birinci maşın bu halda onun arxasınca hərəkət edən ikinci maşına nəzərən ϑ_1 = 100 km/saat sürətinə deyil, ϑ_1 = 10 km/saat sürətinə malik olacaq.

Maşınların əks istiqamətlərdə hərəkətləri zamanı isə birinci maşının ikinci maşına nəzərən sürəti ϑ_1 = 190 km/saat odacaq (şəkil 5):



Şəkil 5.

<u>Mexanikanın əsas məsələsi.</u> Mexanikada müxtəlif hərəkət formaları öyrənilərkən öncə mexanikanın əsas məsələsi adlanan məsələ həll edilir.

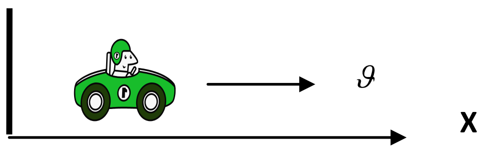
Mexanikanın əsas məsələsi dedikdə hərəkət edən cismin hər bir zaman anına uyğun vəziyyətini, daha dəqiq desək, həmin vəziyyətə uyğun fəza koordinatlarını tapmaq başa düşülür.

Belə çıxır ki, mexanikanın əsas məsələsini həll etməklə, biz hərəkət edən cismin koordinatlarının zamandan asılılıqlarını, yəni **x(t), y(t)** və ya **z(t)** asılılıqlarını öyrənmiş oluruq.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, yalnız hər hansı cismə nəzərən hərəkətdən və ya sükunətdən danışmaq olar. Bu baxımdan, cismin hərəkəti və ya sükunət vəziyyəti hansı cismə nəzərən öyrənilirsə, həmin cisi **<u>hesablama cismi</u>** adlanır. Koordinatın zamandan asılılığını öyrənmək üçün isə hesablama cismi ilə koordinat oxları bağlamaq lazımdır. Belə bir sistem, yəni hesablama cismi və onunla bağlı olan koordinat oxları **<u>hesablama sistemi</u>** adlanır.

Düzxətli hərəkətdə hesablama cismi ilə bir, müstəvi üzrə hərəkətdə iki, səmada hərəkətdə isə üç koordinat oxu bağlamaq lazımdır. Bu halda hərəkətlər, uyğun olaraq, bir ölçülü, iki ölçülü və üç ölçülü fəzada hərəkətlər adlanır. Biz hələlik düzxətli hərəkət formaları ilə tanış olduğumuzdan, hesablama cismi ilə yalnız bir koordinat oxu (***x*** oxu) birləşdirməklə **x(t)** asılılığını öyrənəcəyik (şəkil 6).

Cismin hərəkətini öyrənmək, əslində onun hər bir nöqtəsinin hərəkətini öyrənmək deməkdir. Etiraf edək ki, cismin hər bir nöqtəsinin hərəkətini öyrənmək praktiki cəhətdən



Şəkil 6.

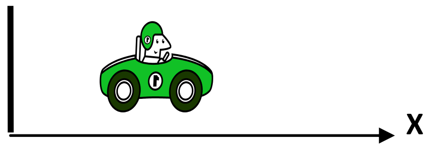
mümkün deyil. Ona görə də əvvəlcə sadəlik xatirinə elə hərəkət növləri ilə tanış olacağıq ki, bu hərəkətlərdə cismin bütün nöqtələri eyni cür hərəkət etmiş olsun. Aydındır ki, bu halda onun bütün nöqtələrinin hərəkətini öyrənməyə ehtiyac qalmır.

Bütün nöqtələri eyni cür hərəkət edən cismin hərəkəti irəliləmə hərəkəti adlanır.

Başqa sözlə, **əgər cisim üzərində xəyalən götürülmüş düz xətt hərəkət zamanı özünə paralel qalırsa, cismin belə hərəkəti irəliləmə hərəkəti adlanır.**

Əgər cismin hər hansı bir hesablama sistemində vəziyyətini müəyyənləşdirmək istəyiriksə, onda bu cismin hər bir nöqtəsinin hesablama cismindən hansı məsafədə olduğunu müəyyən etmək lazımdır. Bu məsələnin həlli də praktiki cəhətdən mümkün deyil (şəkil 7). Cismi maddi nöqtə kimi qəbul etməklə bu çətinlikdən çıxmaq mümkündür. Aydındır ki, cismə maddi nöqtə kimi baxmaq onun ölçülərini nəzərə almamaq deməkdir. Bəs, nə zaman cismə maddi nöqtə kimi baxmaq olar ?

Əgər, cismin hesablama cismindən olan məsafəsi və ya cismin getdiyi yol onun ölçülərindən çox-çox böyük olarsa,bu halda cismin ölçülərini nəzərə almamaq olar, yəni ona maddi nöqtə kimi baxmaq olar.



Şəkil 7.

Belə çıxır ki, eyni bir cismə bir hərəkət halında maddi nöqtə kimi baxmaq olursa, digər halda bunu etmək olmur.

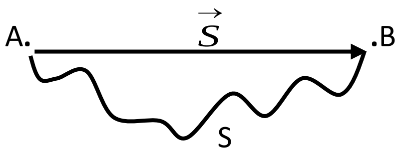
<u>**Maddi nöqtə**</u>. **Verilmiş şərtlər daxilində ölçüləri nəzərə alınmaya bilən cisim maddi nöqtə adlanır**.

Qeyd edək ki, cismin maddi nöqtə kimi qəbul olunması heç də onun ölçülərinin kiçik olması kimi başa düşülməməlidir. Daha dəqiq desək, cismin maddi nöqtə kimi qəbul olunub - olunmaması onun ölçülərinin kiçik və ya böyüklüyü ilə müəyyən edilmir. Cismin maddi nöqtə kimi qəbul olunması üçün onun ölçüləri getdiyi yola nisbətən qat-qat kiçik olmalıdır. Məsələn, kifayət qədər böyük ölçüyə malik Yer kürəsini onun Günəş ətrafında hərəkətini öyrənən zamanı maddi nöqtə kimi qəbul edə biləriksə, digər bir halda, məsələn, qatarın Yer üzərində hərəkəti zamanı maddi nöqtə kimi qəbul edə bilmərik.

Yerdəyişmə. Mexaniki hərəkətin **«Gedilən yol»** adlanan parametri mexanikanın əsas məsələsini həll etməyə imkan vermir. Daha dəqiq desək, təkcə yolu bilməklə, biz cismin son vəziyyətinin koordinatlarını təyin edə bilmərik, çünki bu zaman həm də hərəkətin istiqaməti məlum olmalıdır. Ona görə də, hərəkətləri öyrənmək üçün ədədi qiyməti ilə yanaşı, həm də istiqaməti olan parametr daxil edilmişdir. Vektorial kəmiyyət olan bu parametr **«Yerdəyişmə »** adlanır və $\vec{S}$ ilə işarə olunur.

Yerdəyişmə dedikdə cismin başlanğıc vəziyyətini onun son vəziyyəti ilə birləşdirən istiqamətlənmiş düz xətt parçası başa düşülür.

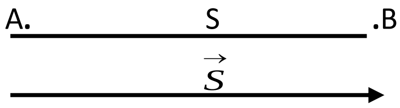
Şəkil 8 - də göstərilən halda yerdəyişmə modulca gedilən yoldan kiçikdir: $|\vec{S}| < S$.



Şəkil 8.

Düzxətli hərəkətdə isə (şəkil 9) yerdəyişmə vektorunun ədədi qiyməti (modulu) gedilən yola bərabər olur:

$$|\vec{S}| = S.$$



Şəkil 9.

VEKTORLAR ÜZƏRİNDƏ ƏMƏLLƏR

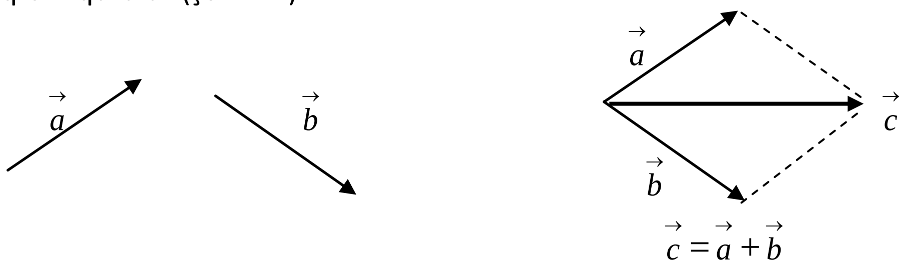
Ədədi qiymətindən başqa istiqaməti də olan kəmiyyətlər vektorial kəmiyyətlər adlanır.

Qeyd edək ki, yalnız ədədi qiyməti ilə xarakterizə olunan kəmiyyətlər skalyar kəmiyyətlər adlanır. Cəbri toplanan skalyar kəmiyyətlərdən fərqli olaraq, vektorial kəmiyyətlər həndəsi toplanır, yəni onların toplanması zamanı ədədi qiymətləri ilə yanaşı, həm də istiqamətləri nəzərə alınır.

Vektorların toplanması. 1. *Üçbücaq qaydası*. Bu qayda üzrə vektorları toplamaq üçün toplanan vektorlardan biri saxlanılır, o biri isə ədədi qiyməti və istiqamətini dəyişməmək şərti ilə özünə paralel olaraq elə sürüşdürülür ki, onun başlanğıcı birincinin sonu ilə üst-üstə düşsün. Sonra isə birincinin başlanğıcı ilə ikincinin sonu (birincidən ikinciyə tərəf) birləşdirilir. Alınmış vektor bu iki vektorun cəmi olur (şəkil 10).

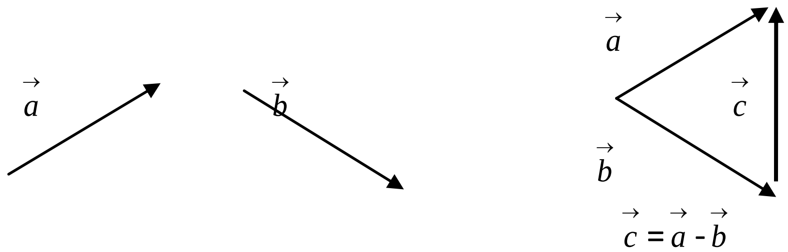
Şəkil 10.

2. *<u>Paraleloqram qaydası.</u>* Bu qayda üzrə vektorları toplamaq üçün vektorlar paralel köçürmə yolu ilə eyni başlanğıca gətirilir və onlar üzərində paraleloqram qurulur (şəkil 11).



Şəkil 11.

<u>Vektorların çıxılması</u>. Vektorlar paraleloqram qaydası üzrə, yəni eyni başlanğıca gətirilməklə çıxılır (şəkil 12).



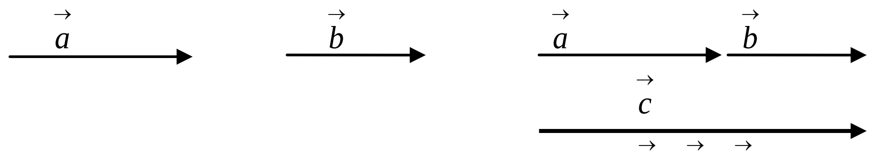
Şəkil 12.

Bu zaman a vektorundan b vektorunu çıxdıqda, elə c vektoru ($\vec{a} - \vec{b} = \vec{c}$) alınır ki, həmin vektoru b vektoru ilə topladıqda, a vektoru alınsın: ($\vec{c} + \vec{b} = \vec{a}$).

Şəkillərdən göründüyü kimi, vektorların cəmi (üçbucaq qaydası üzrə) və fərqi (paraleloqram qaydası üzrə) olan c vektoru həmin vektorların uclarını birləşdirir.

<u>Kollenear vektorlar</u>. Biri - birinə və ya hər hansı düz xəttə paralel olan vektorlar kollenear vektorlar adlanır (şəkil 13).

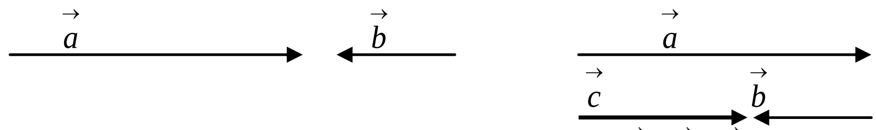
Əvvəlcə eyni istiqamətli kollenear vektorların toplanması ilə tanış olaq. Kollenear vektorları toplamaq üçün üçbucaq qaydası üzrə onlardan birinin başlanğıcını digərinin sonuna gətirmək lazımdır:



Şəkil 13. $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$

Göründüyü kimi, eyni istiqamətli kollenear vektorların həndəsi cəmi olan c vektoru modulca toplanan vektorların modullarının cəminə bərabər olub, istiqamətcə onlarla eyni istiqamətlidir.

Əks istiqamətli kollenear vektorların cəmi olan c vektorunun modulu isə toplanan vektorların modullarının fərqinə bərabər olub, istiqaməti modulu böyük olan vektor istiqamətində olur (şəkil 14).



Şəkil 14. $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$

<u>Vektorun skalyar ədədə vurulması və bölünməsi</u>. a vektorunu skalyar k ədədinə vurduqda elə bir C vektoru alınır ki, bu zaman alınan vektorun modulu a vektorunun modulundan k dəfə böyük olur, istiqaməti isə k ədədi müsbət olduqda, a ilə eyni istiqamətli, mənfi olduqda isə a vektorunun əksinə olur (şəkil 15).

$k\vec{a} = \vec{c} \quad (k > 0)$ $\qquad$ $k\vec{a} = \vec{c} \quad (k < 0)$.

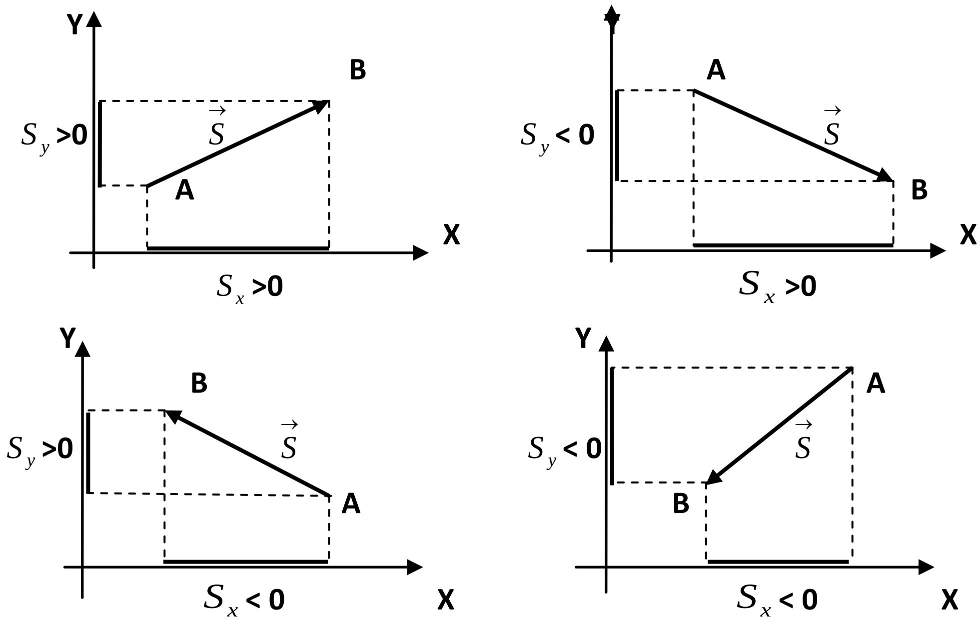
Şəkil 15.

$\vec{a}$ vektorunu skalyar k ədədinə böldükdə də hansısa $\vec{c}$ vektoru alınır. Bu zaman alınan vektorun modulu $\vec{a}$ vektorunun modulundan k dəfə kiçik olur, istiqaməti isə k ədədi müsbət olduqda, $\vec{a}$ ilə eyni istiqamətli, mənfi olduqda isə $\vec{a}$ vektorunun əksinə olur (şəkil 16).

Şəkil 16.

<u>Vektorun proyeksiyası.</u> Vektorun verilmiş ox üzərində proyeksiyası dedikdə, onun uc nöqtələrindən həmin oxa endirilmiş perpendikulyarlar arasındakı məsafə başa düşülür.

Əgər vektorun istiqaməti oxun istiqaməti ilə eyni olarsa, bu halda vektorun həmin ox üzrə proyeksiyası müsbət, vektorun istiqaməti oxun istiqamətinin əksinə olarsa, vektorun ox üzrə proyeksiyası mənfi olur (şəkil 17).

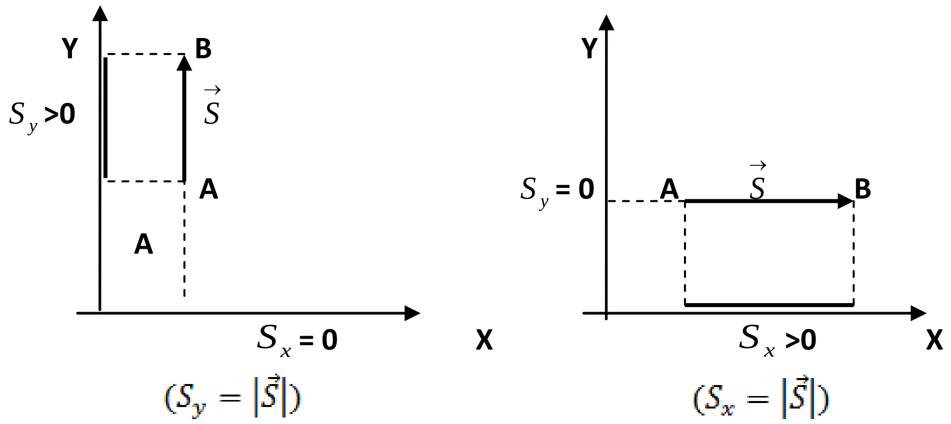


Şəkil 17.

(Burada S_x və S_y - yerdəyişmə vektorunun, uyğun olaraq, **X və Y** oxları üzrə proyeksiyalarıdır).

Əgər vektor koordinat oxlarından birinə perpendikulyar olarsa, vektorun həmin ox üzərində proyeksiyası sıfır olur. Həmin vektorun digər ox üzərində proyeksiyası isə vektorun moduluna bərabər olur.

Dediklərimiz şəkil 18 -də öz əksini tapmışdır.



Şəkil 18.

DÜZXƏTLİ BƏRABƏRSÜRƏTLİ HƏRƏKƏT

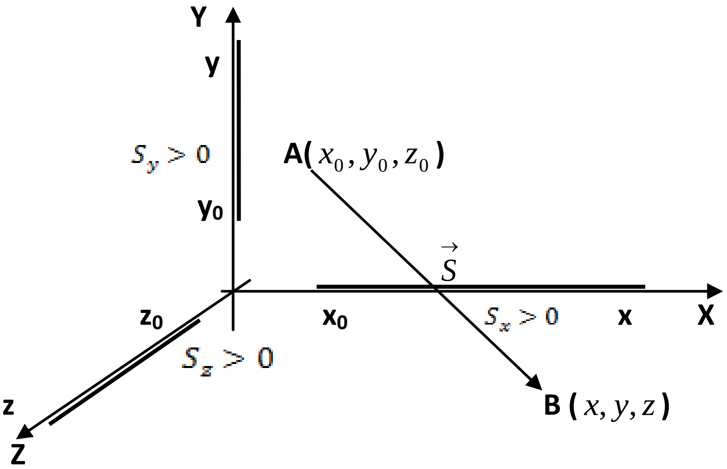
Əgər düz xətt üzrə hərəkət edən cisim istənilən bərabər zaman fasiləsində bərabər yerdəyişmələr icra edərsə, belə hərəkət düzxətli bərabərsürətli hərəkət adlanır.

Mexaniki hərəkətin ən sadə forması olan bu hərəkət üçün mexanikanın əsas məsələsini həll edək. Fərz edək ki, başlanğıc anda fəza koordinatları x_o, y_o, z_o olan A nöqtəsində olan cisim t müddəti ərzində koordinatları x, y, z olan B nöqtəsinə gəlmişdir (şəkil 19).

Şəkildə göstərilən hal üçün ($S_x > 0$, $S_y > 0$ və $S_z > 0$**)** cismin son vəziyyətinin koordinatları $x = x_0 + S_x$, $y = y_0 + S_y$ və $z = z_0 + S_z$ olacaqdır.

İfadələrdə S_x, S_y və S_z - yerdəyişmə vektorunun, uyğun olaraq, **X, Y və Z** oxları üzrə proyeksiyalarıdır.

Yerdəyişmə vektorunun hansı istiqamətə yönəlməsindən asılı olaraq,



Ş əkil 19.

həmin ifadələr ümumiləşmiş $\boxed{x = x_0 \pm S_x}$, $\boxed{y = y_0 \pm S_y}$, $\boxed{z = z_0 \pm S_z}$ şəklində olacaq.

Düzxətli hərəkətlər üçün cismin yalnız bir koordinatı dəyişdiyi üçün sonuncu ifadə **X** oxu boyunca hərəkətdə $\boxed{x = x_0 + S_x}$(S_x **>0**), **X** oxunun əksi istiqamətdə hərəkətdə isə $\boxed{x = x_0 - S_x}$ (S_x **< 0**) şəklində olacaqdır.

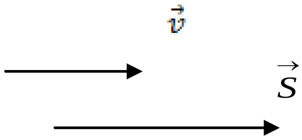
Belə məlum olur ki, **mexanikanın əsas məsələsinin həlli üçün, yəni cismin hər hansı t anına uyğun x koordinatını (son koordinatını) təyin etmək üçün onun başlanğıc ana uyğun x_o koordinatını və yerdəyişmə vektorunun proyeksiyasını bilmək lazımdır.**

Əgər cisim hərəkətə hesablama cisminin yanından başlamış olarsa ($x_0 = 0$), onda $x = S_x$ olar.

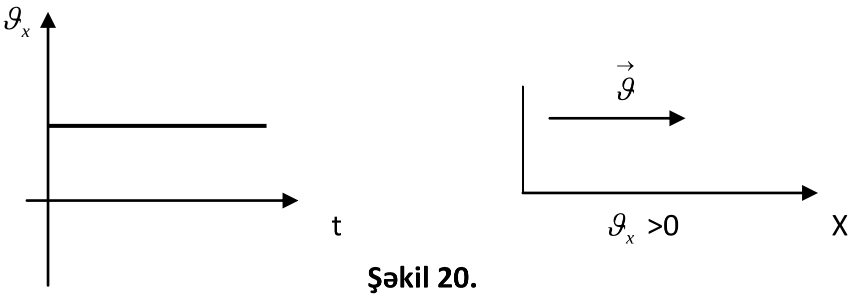
Artıq qeyd etdiyimiz kimi, bərabərsürətli hərəkətin yeyinliyi **«sürət»** adlanan parametrlə xarakterizə olunur. Yerdəyişmə anlayışı daxil etdikdən sonra sürəti $\boxed{\vec{\vartheta} = \frac{\vec{S}}{t}}$ kimi təyin edə bilərik.

Deməli, **sürət – vahid zamanda icra olunan yerdəyişməyə bərabər kəmiyyətdir**.

Sürət vektorial kəmiyyətdir (vektorun skalyara bölünməsindən alındığı üçün). Zaman müsbət skalyar kəmiyyət olduğundan sürət vektorunun istiqaməti həmişə yerdəyişmə vektorununistiqaməti ilə üst - üstə düşür (*bax, vektorun skalyara bölünməsi*).

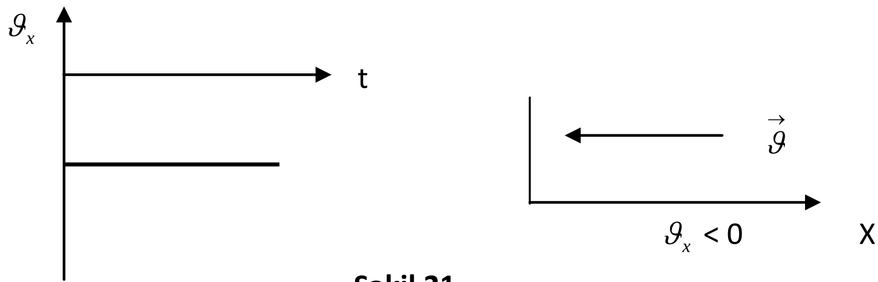


Düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə sürət vektoru nə ədədi qiymətcə, nə də istiqamətcə zamandan asılı olaraq dəyişmir, yəni sabit qalır ($\vec{v} = const$). Ona görə də sürət vektorunun proyeksiyasının zamandan asılılıq qrafiki **X** oxu boyunca hərəkət üçün (S_x **> 0**, ϑ_x > 0 olduğundan) şəkil 20 –dəki kimi:



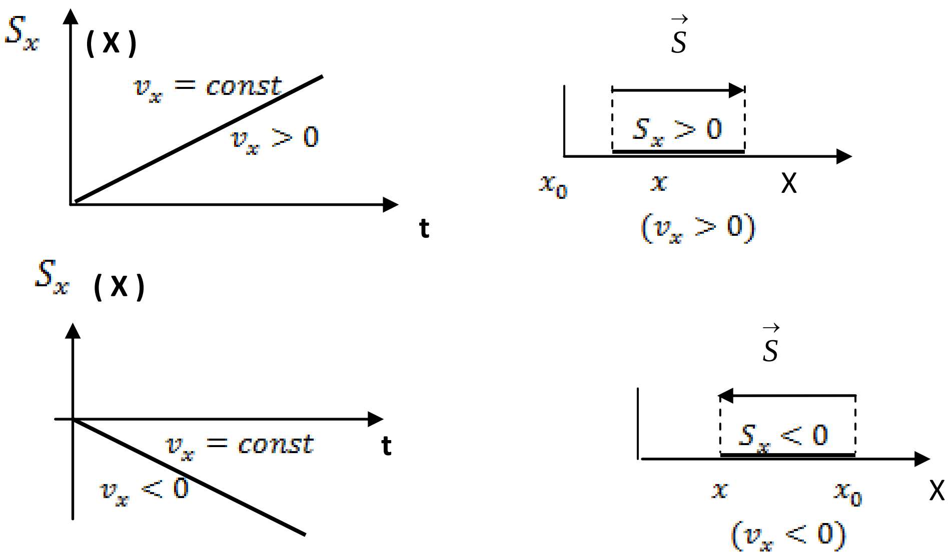
Şəkil 20.

X oxunun əksi istiqamətində hərəkət halı üçün isə (S_x **< 0**, ϑ_x < 0 olduğundan) şəkil 21 –dəki kimi olacaqdır:



Şəkil 21.

$\vec{\vartheta} = \frac{\vec{S}}{t}$ ifadəsindən $t = \frac{\vec{s}}{\vec{v}}$ və $\boxed{\vec{S} = \vec{\vartheta} \cdot t}$ alınır. Sonuncudan isə $\boxed{S_x = \vartheta_x \cdot t}$ alarıq ki, bu da düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə yerdəyişmənin proyeksiyasının (və ya koordinatın) zamandan xətti asılı olmasını göstərir. Onda $S_x(t)$ və ya $x(t)$ asılılığına uyğun qrafik cisim **X** oxu boyunca hərəkəti zamanı birinci (ϑ_x >0 olduğu üçün), **X** – ın əksinə hərəkət zamanı isə dördüncü koordinat rübündə (ϑ_x < 0 olduğu üçün) yerləşəcək (şəkil 22) :



Şəkil 22.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək mexanikanın əsas məsələsinə uyğun $\boxed{x = x_0 \pm S_x}$ ifadəsini düzxətli bərabərsürətli hərəkət halı üçün $\boxed{x = x_0 \pm v_x t}$ kimi yazmaq olar. Burada **«+»** işarəsi **X** oxu boyunca hərəkətə, **« – »** işarəsi isə **X** – ın əksinə hərəkətə uyğundur.

Sonuncu ifadədən $v_x = \frac{x - x_0}{t} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = x'$ alınır.

Belə məlum olur ki, sürət koordinatdan (və ya yerdəyişmədən) bir tərtib törəməyə bərabərdir: $\boxed{v_x = x'}$. Başqa sözlə desək, sürəti tapmaq üçün koordinatın (və ya yerdəyişmənin) ifadəsindən bir tərtib törəmə almaq lazımdır.

ORTA SÜRƏTİN TAPILMASI

Əgər cismin hərəkət sürəti sabit qalmayıb dəyişirsə, bu halda cismin hərəkəti dəyişənsürətli olur. Sürətin dəyişməsində heç bir qanunauyğunluq olmayan dəyişənsürətli hərəkətlər mürəkkəb hərəkətlərdir. Belə hərəkətləri yalnız təqribi öyrənmək mümkündür ki, bu məqsədlə də orta sürət anlayışından istifadə edilir. Bu halda orta sürəti tapmaq üçün bütün yolu bu yola sərf olunan ümumi zamana bölmək lazımdır: $\boxed{v_{or} = \frac{S}{t}}$.

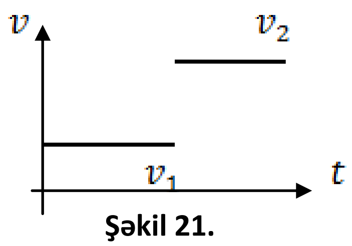
Orta sürətin tapılmasının 2 xüsusi halı ilə tanış olaq:

1. Hesab edək ki, cisim yolun birinci yarısını sabit v_1, ikinci yarısını isə sabit v_2 sürəti ilə hərəkət edib (şəkil 21). Ayrı-ayrılıqda hərəkətlərin bərabərsürətli olmasına baxmayaraq, bütövlükdə hərəkət dəyişənsürətlidir. Bu halda bütün yolda orta sürəti tapaq. Cisim 2 hərəkətdə iştirak etdiyindən $\boxed{v_{or} = \frac{S_1 + S_2}{t_1 + t_2}}$ olur.

$S_1 = S_2$, $t_1 = \frac{S_1}{v_1}$ və $t_2 = \frac{S_2}{v_2}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\vartheta_{or} = \frac{S_1 + S_2}{\frac{S_1}{\vartheta_1} + \frac{S_2}{\vartheta_2}} = \frac{2S}{S\left(\frac{1}{\vartheta_1} + \frac{1}{\vartheta_2}\right)} = \frac{2}{\left(\frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{\vartheta_1 \vartheta_2}\right)} = \frac{2\vartheta_1 \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2}$$

alarıq (burada $S_1 = S_2 = S$ şərti qəbul edilmişdir).



Şəkil 21.

Deməli, $\boxed{S_1 = S_2}$ şərti ödəndikdə orta sürət $\boxed{\vartheta_{or} = \frac{2\vartheta_1 \vartheta_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2}}$ kimi tapılır.

$\boxed{S_1 = S_2 = S_3}$ olan halda isə orta sürət üçün oxşar qaydada $\boxed{\vartheta_{or} = \frac{3\vartheta_1 \vartheta_2 \vartheta_3}{\vartheta_1 \vartheta_2 + \vartheta_2 \vartheta_3 + \vartheta_1 \vartheta_3}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

2. Hesab edək ki, cisim yola sərf etdiyi zamanın birinci yarısını sabit v_1, ikinci yarısını isə sabit v_2 sürəti ilə hərəkət etmişdir, yəni $t_1 = t_2$ -dir. Bu hal üçün orta sürətin düsturunu $\vartheta_{or} = \frac{S_1 + S_2}{t_1 + t_2}$ ifadəsində $t_1 = t_2$, $S_1 = \vartheta_1 t_1$ və $S_2 = \vartheta_2 t_2$ şərtlərini nəzərə almaqla çıxarsaq,

$$\vartheta_{or} = \frac{S_1 + S_2}{t_1 + t_2} = \frac{\vartheta_1 t_1 + \vartheta_2 t_2}{t_1 + t_2} = \frac{t\,(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{2t} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}$$ alınar.

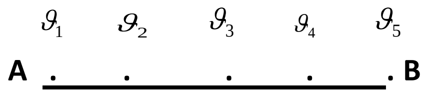
Deməli, $\boxed{t_1 = t_2}$ şərti ödənən halda orta sürət $\boxed{\vartheta_{or} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}}$ kimi tapılır.

Eyni ilə göstərmək olar ki, $\boxed{t_1 = t_2 = t_3}$ olduqda, $\boxed{\vartheta_{or} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3}{3}}$ olur.

DÜZXƏTLİ BƏRABƏRSÜRƏTLİ OLMAYAN HƏRƏKƏT

Bu hərəkət zamanı cisim düz xətt boyunca yerini dəyişdiyi üçün onun sürətinin istiqaməti sabit qalır, ədədi qiyməti isə zamandan asılı olaraq dəyişir. Bu o deməkdir ki, hərəkət trayektoriyasının hər bir nöqtəsində və ya zamanın hər bir anında cisim fərqli sürətlərə malik olur (şəkil 22).

Trayektoriyanın verilmiş nöqtəsində və ya zamanın verilmiş anında cismin malik olduğu sürət ani sürət adlanır.



Şəkil 22.

Ani sürət dəyişənsürətli hərəkətə aid parametrdir. Dəyişənsürətli hərəkətə aid olan və sürətin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edən digər parametr

«təcil» adlanır və $\boxed{\vec{a} = \frac{\vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0}{t}}$ kimi təyin edilir.

Burada v_0 - cismin başlanğıc, v - son sürəti, $v - v_0$ - sürət dəyişməsi, ***t*** isə sürətin dəyişməsinə sərf olunan zamandır.

Təcil vektorial kəmiyyətdir və onun istiqaməti sürətin dəyişməsi istiqamətində olur.

Qeyd etdiyimiz kimi, **təcil - sürətin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edən parametrdir**. Əgər *t=1* olarsa, onda $a = v - v_0$ olar.

Deməli, **təcil - vahid zamanda sürət dəyişməsinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir**.

Təcilin vahidi düsturdan tapılır, yəni törəmə vahiddir. Göründüyü kimi, təcilin vahidi sürət vahidinin zaman vahidinə bölünməsindən tapılır: $[a] = \frac{[\Delta v]}{[t]}$.

BS-də $[a] = \frac{1\frac{m}{san}}{san} = 1\frac{m}{san^2}$, SQS-də $[a] = 1\frac{sm}{san^2}$ - dır.

Təcil **akselerometr** adlanan cihazla ölçülür.

Təcil:

- sıfra bərabər ola bilər ($a = 0$). Bunun üçün $v - v_0 = 0$ və ya $v = v_0$ olmalıdır. Bu isə hərəkətin bərabərsürətli olması deməkdir. Deməli, bərabərsürətli hərəkətdə təcil sıfırdır, yəni bu hərəkət təcilsiz hərəkətdir;

- müsbət ola bələr ($a > 0$). Bunun üçün $v - v_0 > 0$ və ya $v > v_0$ olmalıdır. Bu isə hərəkətin artansürətli olmasıdır. Deməli, artansürətli hərəkət (yeyinləşən hərəkət) müsbət təcilli hərəkətdir.

- mənfi ola bilər ($a < 0$). Bunun üçün $v - v_0 < 0$ və ya $v < v_0$ olmalıdr. Bu isə azalansürətli hərəkətdir. Deməli, azalansürətli hərəkət (yavaşıyan hərəkət) mənfi təcilli hərəkətdir.

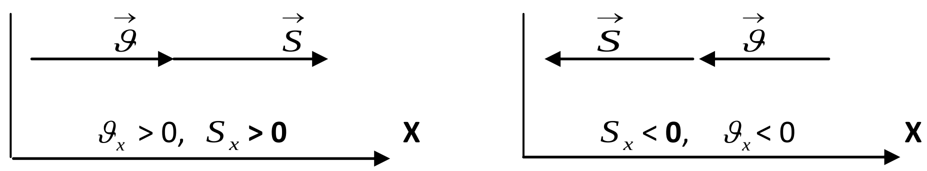
Bərabərsürətli olmayan hərəkət mürəkkəb hərəkətdir. Bu hərəkətin ən sadə forması «**düzxətli bərabərtəcilli hərəkət» -** dir.

Bərabərtəcilli hərəkət elə hərəkətə deyilir ki, bu zaman cismin hərəkət sürəti istənilən bərabər zaman fasiləsində eyni qədər dəyişmiş olsun.

Bərabərtəcilli hərəkətin bərabəryeyinləşən və bərabəryavaşıyan kimi növləri vardır.

Əgər cismin hərəkət sürəti istənilən bərabər zaman fasiləsində eyni qədər artırsa, belə hərəkət bərabəryeyinləşən, eyni qədər azalırsa, bərabəryavaşıyan hərəkət adlanır.

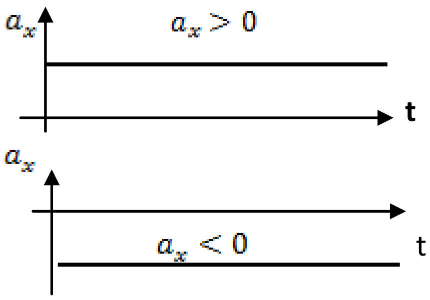
Artıq qeyd etdiyimiz kimi, yerdəyişmə və sürət vektorlarının proyeksiyaları cismin **X** oxu boyunca hərəkəti zamanı müsbət, **X** oxunun əksi istiqamətində hərəkəti zamanı isə mənfi olur (şəkil 23).



Şəkil 23.

Bunlardan fərqli olaraq, təcil vektorunun proyeksiyasının müsbət və ya mənfi olması təkcə hərəkətin istiqaməti ilə deyil, həm də hərəkətin yeyinləşən və ya yavaşıyan olması ilə müəyyən olunur.

Daha dəqiq desək, **X** oxu boyunca bərabəryeyinləşən və **X** oxunun əksinə bərabəryavaşıyan hərəkətlərdə təcil vektorunun proyeksiyası müsbət ($a_x > 0$), **X** oxu boyunca bərabəryavaşıyan və **X** oxunun əksinə bərabəryeyinləşən hərəkətlərdə isə mənfi ($a_x < 0$) olur (şəkil 24).

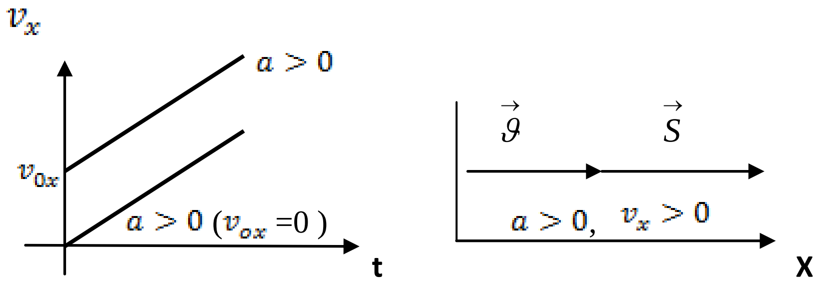


Şəkil 24.

DÜZXƏTLİ BƏRABƏRYEYİNLƏŞƏN HƏRƏKƏTDƏ SÜRƏT VƏ YERDƏYİŞMƏ

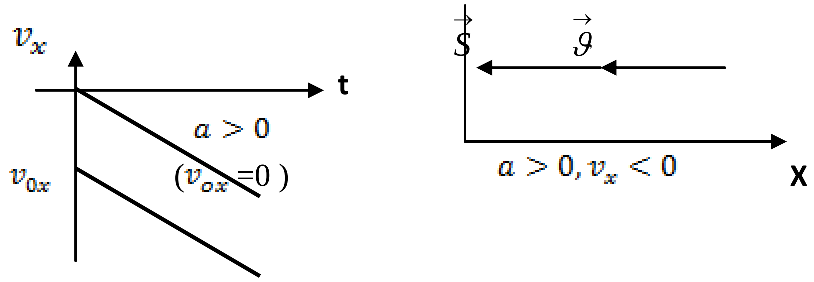
\# Əvvəlcə **X oxu boyunca bərabəryeyinləşən** hərəkət halına baxaq. Bu halda, bildiyimiz kimi, $a_x > 0$ olur. Bu hərəkətdə verilmiş ana uyğun sürət təcilin ifadəsindən tapılır və $\boxed{\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_o + \vec{a}\,t}$ şəklində olur. Əgər cisim hərəkətə sükunət halından başlayırsa ($v_0 = 0$), onda $\boxed{\vec{\vartheta} = \vec{a}\,t}$ olur. Bu ifadələri sürətin proyeksiyaları üçün yazsaq, $\boxed{\vartheta_x = \vartheta_{ox} + a_x t}$ və ya $\boxed{\vartheta_x = a_x t}$ alarıq.

$\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_o + \vec{a}\,t$ ifadəsini $\vec{\vartheta} = \vec{a}\,t + \vec{\vartheta}_o$ kimi və ya $\vartheta_x = a_x t + \vartheta_{ox}$ kimi də yazmaq olar. Bu isə, göründüyü kimi, $y = kx + b$ asılılığı deməkdir. Belə çıxır ki, bərabəryeyinləşən hərəkətdə sürətin proyeksiyasının zamandan asılılığı v_x oxu boyunca v_{0x} qədər yuxarı sürüşmüş düz xətt verəcək. Deyilənləri nəzərə alsaq, **X** oxu boyunca bərabəryeyinləşən hərəkət üçün $v_x(t)$ asılılığını aşağıdakı kimi göstərmək olar (şəkil 25):



Şəkil 25.

㊉ Cismin **X oxunun əksinə bərabəryeyinləşən** hərəkəti zamanı isə $v_x(t)$ asılılığı aşağıdakı kimi olacaq (şəkil 26):



Şəkil 26.

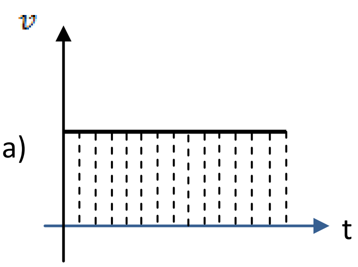
㊉ İndi də **bərabəryeyinləşən hərəkət üçün yerdəyişmə düsturunu** çıxaraq.

Məlum olduğu kimi, gedilən yol və ya yerdəyişmənin modulu sürət qrafikinin *t* ***oxu ilə əmələ gətirdiyi fiqurun sahəsinə bərabər olur:***.

$$S = |\vec{S}| = S_{fiqur}$$

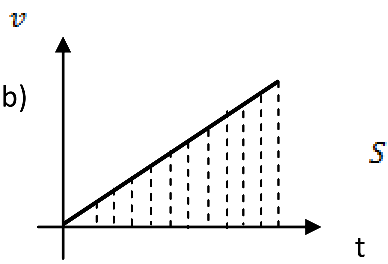
Onda aşağıdakı hallarda gedilən yol və ya yerdəyişmənin modulu, uyğun olaraq, düzbucaqlının (a), üçbucağın (b) və trapesiyanın (c) sahəsinə bərabər olacaqdır (şəkil 27):

a)

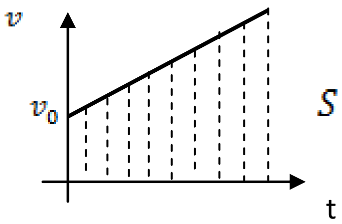


$$S = |\vec{S}| = S_{düzbucaqlı} = v \cdot t,$$

b)



$$S = |\vec{S}| = S_{üçbucaq} = \frac{v \cdot t}{2}$$

c)  $S = |\vec{S}| = S_{trapesiya} = \frac{v_0 + v}{2} \cdot t$

Şəkil 27.

Öyrəndiyimiz hərəkətdə sürət qrafikinin zaman oxu ilə əmələ gətirdiyi fiqur trapesiya olduğundan ($v_0 \neq 0$), gedilən yol və ya yerdəyişmənin modulu

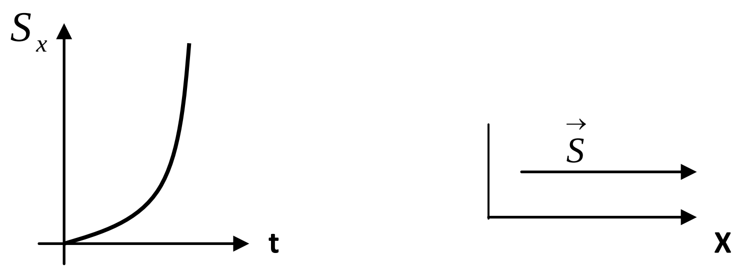
$S = |\vec{S}| = S_{trap.} = \frac{v_0 + v}{2} \cdot t$ düsturu ilə tapılacaqdır. Bu ifadədə $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}t$ olduğunu nəzərə alsaq, onda bərabəryeyinləşən hərəkətdə yol və ya yerdəyişmə üçün

$\boxed{S = \vartheta_0 t + \frac{at^2}{2}}$ ifadəsini alarıq ($a > 0$, $\vartheta_o \neq 0$).

Əgər cismin başlanğıc sürəti $\boxed{\vartheta_o = 0}$ olarsa, onda sonuncu ifadə $\boxed{S = \frac{at^2}{2}}$ şəklində olacaq.

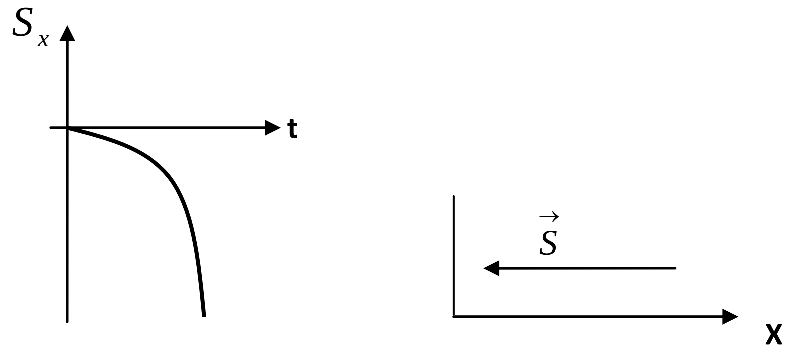
İfadələrdən bərabəryeyinləşən hərəkətdə yerdəyişmənin zamandan kvadratik asılı olması görünür.

Cismin **X oxu boyunca bərabəryeyinləşən hərəkəti** zamanı yerdəyişmənin proyeksiyasının zamandan asılılıq qrafiki aşağıdakı kimi olacaq (şəkil 28):



Şəkil 28.

X oxunun əksinə bərabəryeyinləşən hərəkət üçün isə bu qrafik **X** oxu boyunca hərəkətə uyğun qrafikə tam simmetrik olacaq (şəkil 29):

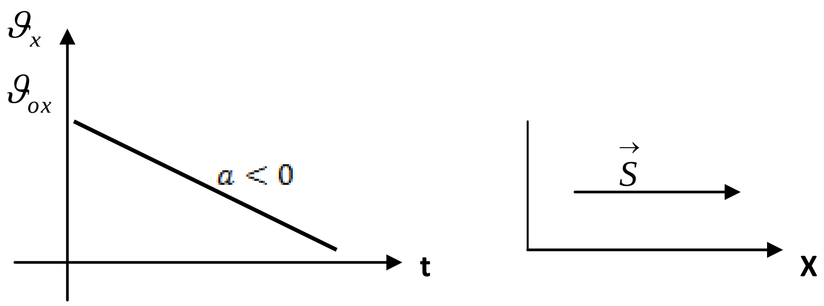


Şəkil 29.

DÜZXƏTLİ BƏRABƏRYAVAŞIYAN HƏRƏKƏTDƏ SÜRƏT VƏ YERDƏYİŞMƏ

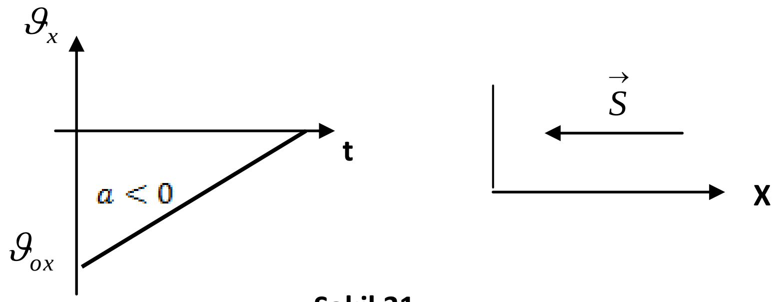
Bərabəryavaşıyan hərəkətdə təcil modulca mənfi qiymət aldığından bu hərəkətdə ani sürət $\boxed{\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_o - \vec{a}\, t}$, ani sürətin verilmiş ox üzrə proyeksiyası isə $\boxed{\vartheta_x = \vartheta_{ox} - a_x t}$ şəklində olacaq (bu hərəkətdə ϑ_o **=0** ola bilməz).

Sürətin proyeksiyasının zamandan asılılıq qrafikləri **X oxu boyunca bərabəryavaşıyan** hərəkət üçün şəkil 30- -da göstərildiyi kimi



Şəkil 30.

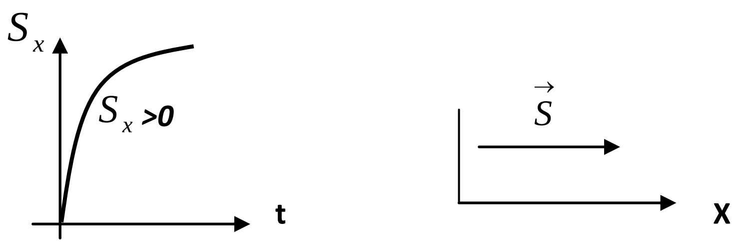
(#) **X –ın əksinə bərabəryavaşıyan** hərəkət üçün isə şəkil 31 - də göstərildiyi kimi olacaqdır:



Şəkil 31.

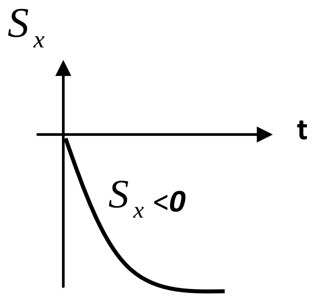
Bərabəryeyinləşən hərəkətdə olduğu kimi, $S = \frac{\vartheta_0 + \vartheta}{2} t$ düsturunda sürətin bərabəryavaşıyan hərəkətə uyğun $\vartheta = \vartheta_o - a\,t$ ifadəsini nəzərə alsaq, bu hərəkət üçün $\boxed{S = \vartheta_0 t - \frac{at^2}{2}}$ şəklində yerdəyişmə düsturunu alarıq.

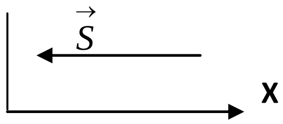
(#) Bu halda **X oxu boyunca bərabəryavaşıyan** hərəkət üçün yerdəyişmənin proyeksiyasının zamandan asılılıq qrafiki şəkil 32-də göstərildiyi kimi



Şəkil 32.

(#) **X - ın əksinə bərabəryavaşıyan** hərəkət üçün isə şəkil 33 - də göstərildiyi kimi olacaqdır:





Şəkil 33.

İndi də həm bərabəryeyinləşən, həm də bərabəryavaşıyan hərəkətə aid ümumi yerdəyişmə düsturunu çıxaraq:

$S = \dfrac{\vartheta_0 + \vartheta}{2}t$ ifadəsində $t = \dfrac{\vartheta - \vartheta_0}{a}$ olduğunu nəzərə alsaq, ümumi yerdəyişmə düsturu üçün $\boxed{S = \dfrac{\vartheta^2 - \vartheta_0^2}{2a}}$ alarıq.

Müxtəlif hallara baxaq:

1. Əgər a **> 0** halı üçün ϑ_o **=0** olarsa, onda yerdəyişmə düsturu $\boxed{S = \dfrac{\vartheta^2}{2a}}$ şəklində olar.

Buradan isə $\boxed{a = \dfrac{\vartheta^2}{2S}}$ və ya $\boxed{\vartheta = \sqrt{2aS}}$ alınar.

2. a **< 0** halı üçün isə son sürət ϑ **=0** ola bilər. Onda yerdəyişmə düsturu üçün $\boxed{S = \dfrac{\vartheta_0{}^2}{2a}}$ alınar.

Sonda bərabəryeyinləşən və bərabəryavaşıyan hərəkətlərə aid mexanikanın əsas məsələsinə uyğun düsturları (cismin son vəziyyətinin koordinatlarını) çıxaraq. Bunun üçün $x = x_o \pm S_x$ tənliyində yerdəyişmə düsturlarını yazmaq kifayətdir:

$\boxed{x = x_o + \vartheta_{ox}t + \dfrac{a_x t^2}{2}}$ (*a >0,* $\vartheta_x > 0$ - cismin **X** oxu boyunca bərabəryeyinləşən hərəkəti üçün)

$\boxed{x = x_o - \vartheta_{ox} t - \frac{a_x t^2}{2}}$ (a >0, ϑ_x< 0 - cismin **X** oxunun əksinə bərabəryeyinləşən hərəkəti üçün)

$\boxed{x = x_o + \vartheta_{ox} t - \frac{a_x t^2}{2}}$ (a <0, ϑ_x > 0 - cismin **X** oxu boyunca bərabəryavaşıyan hərəkəti üçün)

$\boxed{x = x_o - \vartheta_{ox} t + \frac{a_x t^2}{2}}$ (a <0, ϑ_x < 0 - cismin **X** oxunun əksinə bərabəryavaşıyan hərəkəti üçün).

İndi də başlanğıc sürəti sıfır olan ($\vartheta_o = o$) bərabəryeyinləşən hərəkətdə n – ci saniyədə gedilən yol üçün düstur çıxaraq. Aydındır ki, n – ci saniyədə gedilən yolu tapmaq üçün n saniyədə gedilən yoldan $n-1$ saniyədə gedilən yolu çıxmaq lazımdır, yəni $S^n = S_n - S_{n-1}$ və ya

$S^n = \frac{an^2}{2} - \frac{a(n-1)^2}{2}$. Buradan isə $\boxed{S_n = \frac{a(2n-1)}{2}}$ alınır.

Yuxarıda qeyd etmişdik ki, sürət koordinatdan (və ya yerdəyişmədən) bir tərtib törəməyə bərabərdir. İndi də bərabərtəcilli hərəkətdə təcilin ifadəsini bir qədər dəyişib, $a_x = \frac{\vartheta_x - \vartheta_{ox}}{t} = \frac{\Delta \vartheta_x}{\Delta t} = \vartheta'$ şəklində ifadə alarıq.

Deməli, təcil sürətdən bir tərtib törəməyə bərabərdir: $\boxed{a_x = \vartheta'}$.

$\boxed{\vartheta_x = x'}$ olduğunu nəzərə almaqla isə təcil üçün $\boxed{a_x = x''}$ ifadəsini alarıq.

Belə məlum olur ki, təcil koordinatdan (yerdəyişmədən) iki tərtib törəməyə bərabərdir. Deməli, təcili tapmaq üçün ya sürətdən bir tərtib, ya da koordinatdan (yerdəyişmədən) iki tərtib törəmə almaq lazımdır.

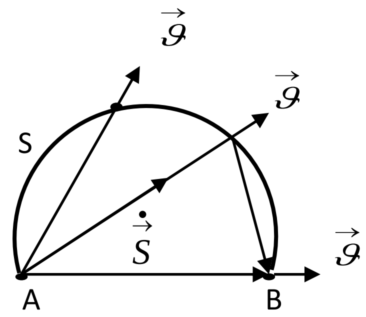
ÇEVRƏ ÜZRƏ BƏRABƏRSÜRƏTLİ HƏRƏKƏT

Bildiyimiz kimi, düzxətli bərabərsürətli hərəkət zamanı cismin hərəkət sürətinin həm ədədi qiyməti, həm də istiqaməti sabit qalır. Düzxətli bərabərtəcilli hərəkət zamanı isə cismin hərəkət sürətinin istiqaməti sabit qalıb, ədədi qiyməti zamandan asılı olaraq dəyişir. İndi öyrənəcəyimiz hərəkət halında isə cismin hərəkət sürətinin ədədi qiyməti sabit qalıb, istiqaməti zamandan asılı olaraq dəyişəcək. Bu hərəkət çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkətdir.

Fərz edək ki, cisim əyrixətli trayektoriya üzrə hərəkət edərək **A** nöqtəsindən **B** nöqtəsinə gəlmişdir (şəkil 34). Bu zaman **AB** qövsü gedilən yol, **AB** parçası isə yerdəyişmə olacaq. Bilirik ki, sürət vektorunun istiqaməti həmişə yerdəyişmə vektoru ilə üst-üstə düşür.

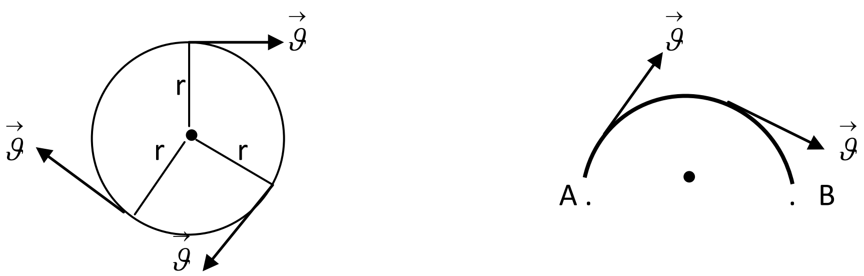
Əgər **AB** yerdəyişməsini iki müxtəlif yerdəyişmə ilə əvəz etsək (yerdəyişməni kiçiltsək), onda sürətin istiqaməti **AO** yerdəyişməsi ilə üst - üstə düşəcək.

Yerdəyişməni kiçiltməkdə davam etsək, onda **A** nöqtəsində sürətin istiqaməti həmin nöqtədə çevrəyə toxunanın istiqaməti ilə üst - üstə düşəcək.



Şəkil 34.

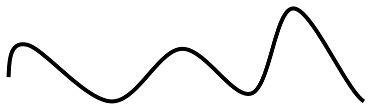
Deməli, **əyrixətli hərəkətdə (çevrə üzrə hərəkətdə) trayektoriyanın verilmiş nöqtəsində sürətin istiqaməti həmin nöqtədə əyri xəttə (çevrəyə) çəkilmiş toxunanın istiqamətində olur (**şəkil 35**).**



Şəkil 35.

Bildiyimiz kimi, sürət vektorial kəmiyyətdir və vektorial kəmiyyətin sabit qalması zamandan asılı olaraq onun həm ədədi qiymətinin, həm də istiqamətinin dəyişməməsi deməkdir. Öyrəndiyimiz hərəkətdə sürətin ədədi qiymətinin sabit qalmasına baxmayaraq, onun istiqaməti nöqtədən-nöqtəyə keçdikcə dəyişdiyinə görə belə hərəkət dəyişənsürətli, yəni təcilli hərəkətdir. Belə çıxır ki, istənilən əyrixətli hərəkət təcilli hərəkətdir.

Hər bir əyrixətli hərəkət müxtəlif çevrə qövsləri üzrə hərəkətlərlə əvəz oluna bilər (şəkil 36).

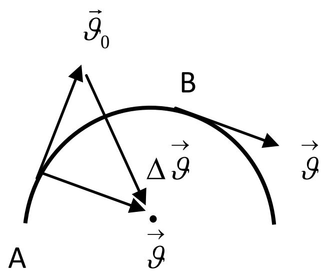


Şəkil 36.

Ona görə də biz, əyrixətli hərəkət olaraq, çevrə üzrə hərəkətlə tanış olacağıq (şəkil 37).

Əvvəlcə bu hərəkətdə təcilin istiqamətini müəyyənləşdirək:

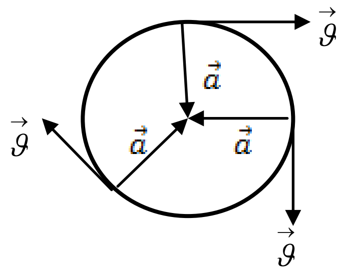
$\vec{a} = \dfrac{\vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0}{t} = \dfrac{\Delta\vec{\vartheta}}{t}$ ifadəsindən aydın olur ki, təcil vektorunun istiqaməti $\Delta\vec{\vartheta}$-nın istiqaməti ilə üst - üstə düşməlidir ($t > 0$ olduğu üçün). Onda belə çıxır ki, çevrə üzrə hərəkətdə təcilin istiqamətini müəyyənləşdirmək üçün $\Delta\vec{\vartheta}$-nin istiqamətini müəyyənləşdirmək kifayətdir.



Şəkil 37.

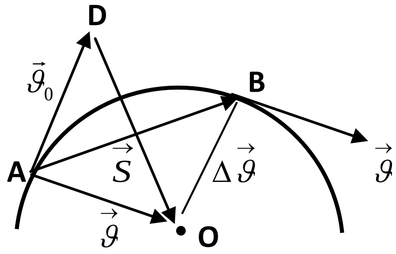
Şəkil 37 - dən göründüyü kimi, $\Delta\vec{\vartheta}$ - nin istiqaməti radius boyunca çevrənin mərkəzinə doğru yönəlir.

Deməli, bu hərəkətdə **təcilin istiqaməti də hər bir nöqtədə radius boyunca çevrənin mərkəzinə doğru yönəlməlidir** (şəkil 38). Bu səbəbdən də çevrə üzrə hərəkət halında təcil mərkəzəqaçma təcili adlanır.



Şəkil 38.

Şəkil 39 -da göstərilən ADO və ABO Üçbucaqların oxşarlıq əlamətlərindən



Şəkil 39.

$\frac{\Delta v}{|\vec{S}|} = \frac{v}{r}$ alarıq. **B** nöqtəsi **A** nöqtəsinə çox yaxın olan halda AB yerdəyişməsini AB qövsü ilə, yəni bu hərəkətdə gedilən yol ilə əvəz edə bilərik. Onda sonuncu ifadədən $\frac{\Delta\vartheta}{S} = \frac{\vartheta}{r}$ alınar. Bu hərəkətdə sürətin ədədi qiyməti dəyişmədiyindən S - i vt ilə əvəz etmək olar.

$\frac{\Delta\vartheta}{t} = a$ olduğunu nəzərə almaqla isə mərkəzəqaçma təcili üçün $\boxed{a = \frac{\vartheta^2}{r}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

Çevrə üzrə hərəkət (gələcəkdə görəcəyik ki, həm də rəqsi hərəkət) təkrarlanan hərəkətdir. Təkrarlanan hərəkətlər period və tezlik adlanan parametrlərlə xarakterizə olunurlar.

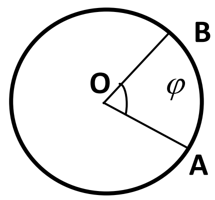
Tam bir dövrə sərf olunan zaman hərəkətin periodu adlanır və « T » ilə işarə olunur. Periodun **BS** - də və **SQS** - də vahidi 1 saniyədir.

1 saniyədəki dövrlərin sayına hərəkətin tezliyi deyilir və « ν » (və ya « n ») ilə işarə olunur. Tezlik və period arasında $\boxed{\nu = \frac{1}{T}}$ kimi münasibət vardır, yəni biri digərindən tərs mütənasib asılıdır.

BS – də tezliyin vahidi $[\nu] = 1\frac{dövr}{san} = 1\frac{1}{san} = 1\,san^{-1}$ - dir .

__**Çevrə üzrə hərəkətdə xətti sürət.**__ Bundan sonra bizə məlum olan sürəti xətti sürət adlandıracağıq. Deməli, xətti sürət dedikdə vahid zamanda icra olunan yerdəyişməyə bərabər kəmiyyət başa düşülür (vahidi **BS** – də $1\frac{m}{san}$ - dir). Fərz edək ki, cisim çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkət edərək, tam bir dövr etmişdir. Bu halda $\vartheta = \frac{S}{t}$ ifadəsində tam bir dövr üçün $S=2\pi r,\ t=T$ yazsaq, onda çevrə üzrə hərəkətdə xətti sürət üçün $\boxed{\vartheta = \frac{2\pi\ r}{T}}$ və ya $\boxed{\vartheta = 2\pi\ r\ \nu}$ ifadələrini alarıq.

<u>Çevrə üzrə hərəkətdə bucaq sürəti</u>. Fərz edək ki, cismin çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkəti zamanı **OA** radius vektoru t müddətində φ bucağı qədər dönmüşdür (şəkil 40). Bu halda « **ω** » ilə işarə olunan bucaq sürəti $\boxed{\omega = \dfrac{\varphi}{t}}$ kimi təyin olunur.



Şəkil 40.

Deməli, **bucaq sürəti - vahid zamanda dönmə bucağına bərabər olan kəmiyyətdir**.

BS - də bucaq sürətinin vahidi $[\omega] = 1\ \dfrac{rad}{san}$ –dir.

Əgər cisim çevrə üzrə bərabərsürətlə tam bir dövr etmiş olarsa, onda $\varphi=2\pi$ rad (360^0), $t=T$ olduğundan, bucaq sürəti üçün $\boxed{\omega = \dfrac{2\pi}{T}}$ və ya $\boxed{\omega=2\pi\nu}$ ifadələrini alarıq.

İndi də xətti sürətlə bucaq sürəti arasında əlaqə tapaq.

$\boxed{\vartheta = \dfrac{2\pi r}{T}}$ ifadəsində $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$ olduğunu nəzərə alsaq, $\boxed{\vartheta = \omega r}$ və ya $\omega = \dfrac{\vartheta}{r}$ alarıq.

Mərkəzəqaçma təcili ilə period və tezlik arasında əlaqə düsturunu çıxaraq. Bunun üçün $\boxed{a = \dfrac{\vartheta^2}{r}}$ ifadəsində $\vartheta = \dfrac{2\pi r}{T}$ və $\vartheta = 2\pi r\nu$ olduğunu nəzərə alaq. Bu halda $\boxed{a = \dfrac{4\pi^2 r}{T^2}}$ və ya $\boxed{a = 4\pi^2 r\nu^2}$ alarıq.

$a = \dfrac{\vartheta^2}{r}$ ifadəsində $\vartheta = \omega r$ olduğunu nəzərə almaqla isə, mərkəzəqaçma təcilinin bucaq sürəti ilə ifadəsini almış olarıq: $\boxed{a = \omega^2 r}$.

Sonuncu ifadəni $a = \omega\omega r$ kimi yazmaqla və $\vartheta = \omega r$ olduğunu nəzərə almaqla, mərkəzəqaçma təcili üçün həm də $\boxed{a = \omega\vartheta}$ alarıq.

Aydın olur ki, **mərkəzəqaçma təcili bucaq sürəti ilə xətti sürətin hasilinə bərabərdir.**

Əgər cisim t zamanında N dövr edərsə, onda dövretmə tezliyini ,

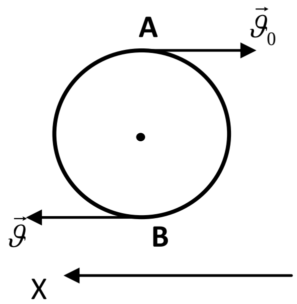
$\boxed{\nu = \frac{N}{t}}$ dövretmə periodunu isə $\boxed{T = \frac{t}{N}}$ kimi tapmaq olar.

Bunları nəzərə aldıqda isə, mərkəzəqaçma təcili üçün $\boxed{a = 4\pi^2 r \frac{N^2}{t^2}}$ ifadəsini alarıq.

<u>Çevrə üzrə hərəkətdə sürət dəyişmələri</u>.

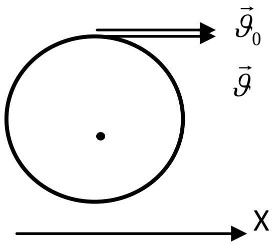
Çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkətdə sürət vektor kimi sabit qalmadığından bu hərəkətdə sürət dəyişməsindən danışmaq olar.

a) Yarım period ərzində ($t = \frac{T}{2}$) sürət dəyişməsini tapaq. **A** nöqtəsində olan cisim bu müddət ərzində **B** nöqtəsinə gələcək (şəkil 41). Bu halda sürətlərin çıxılması qaydasından istifadə etməklə $\Delta\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0$ ifadəsinin seçilmiş X oxu üzərində proyeksiyasını tapsaq, $\Delta\vartheta = \vartheta - (-\vartheta_0) = \vartheta + \vartheta_0 = 2\vartheta$ alarıq (sürətin ədədi qiyməti sabit olduğundan). Deməli, yarım perioda sürət dəyişməsi sürətin ədədi qiymətindən iki dəfə çox olur : $\Delta\vartheta = 2\vartheta$.



Şəkil 41.

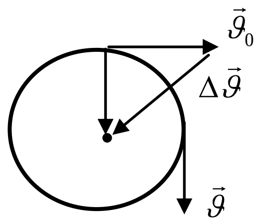
b) Tam periodda ($t = T$) sürət dəyişməsini tapaq. Bu halda modulca eyni olan son və başlanğıc sürətlər həm də eyni istiqamətdə yönəldiyindən sürət dəyişməsi $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0 = 0$ olur (şəkil 42).



Şəkil 42.

Deməli, tam periodda sürət dəyişməsi $\Delta\vartheta = 0$ olur.

c) $t = \frac{1}{4}T$ müddətində sürət dəyişməsini tapmaq üçün sürətlərin çıxılması qaydasına uyğun olaraq, onları eyni başlanğıca gətirməklə, Pifaqor teoremindən istifadə etmək lazımdır. Bu halda sürət

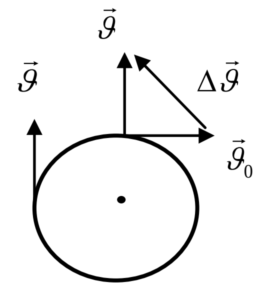


Şəkil 43.

dəyişməsi $\Delta\vartheta = \sqrt{\vartheta^2 + \vartheta_0^2} = \sqrt{2\vartheta^2} = \vartheta\sqrt{2}$ (şəkil 43).

Deməli, dörddə bir period ərzində sürət dəyişməsi sürətin özündən $\sqrt{2}$ böyük olur.

d) $t = \frac{3}{4}T$ müddətində də sürət dəyişməsi eyni ilə $t = \frac{1}{4}T$ müddətindəki kimi Pifaqor teoremi əsasında tapılır və bu halda da sürət dəyişməsi $\Delta\vartheta = \sqrt{\vartheta^2 + \vartheta_0^2} = \vartheta\sqrt{2}$ - yə bərabər olur (şəkil 44).



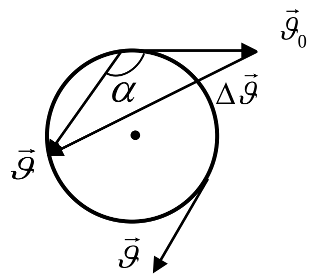
Şəkil 44.

e) $t = \frac{5}{4}T,\ \frac{7}{4}T,\ \frac{9}{4}T,\ \frac{11}{4}T,$ ...... və s. müddətlərdə də sürət yişmələri $\Delta\vartheta = \vartheta\sqrt{2}$ - yə bərabər olur.

f) $t = \frac{1}{3}T$ müddətində sürət dəyişməsini tapmaq üçün yenə də sürətlərin çıxılması qaydasından istifadə etməklə

$$\Delta\vartheta = \sqrt{\vartheta^2 + \vartheta_0^2 - 2\vartheta\vartheta_0\cos\alpha} = \sqrt{3\vartheta^2} = \vartheta\sqrt{3}$$

alarıq. İfadəni çıxararkən $t = \frac{1}{3}T$ müddətində müddətində $\alpha = 120^0$ ($\cos 120 = -\frac{1}{2}$) və başlanğıc və son sürətlərin ədədi qiymətlərinin eyni olması şərtləri nəzərə alınmışdır (şəkil 45).



Şəkil 45.

İmpuls anlayışı ilə tanış olduqda görəcəyik ki, çevrə üzrə hərəkətdə bu kəmiyyətin dəyişməsi də eyni ilə sürət dəyişməsi kimi olur.

NYUTONUN I QANUNU
(Ətalət qanunu)

Nyutonun I qanununa əsasən cismə başqa cisim təsir etmirsə, daha dəqiq desək, cismə edilən təsirlər biri-birini kompensasiya (dəf) edirsə, onda cisim ya sükunətdə qalır, ya da düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir.

Cismin sükunətdə qalması və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət etməsi, onun öz hərəkət sürətini sabit saxlaması deməkdir. Onda Nyutonun I qanununu aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar:

Cismə başqa cisim təsir etmirsə və ya edilən təsirlər biri-birini kompensasiya edirsə, onda cisim öz hərəkət sürətini sabit saxlayır.

Cismə digər cisimlər təsir etmədikdə öz hərəkət sürətini sabit saxlaması xüsusiyyəti onun ətalətlilik xassəsi adlanır. Canlı və ya cansız olmasından asılı olmayaraq, bütün cisimlərin ətalətlilik xassəsi vardır. Buna görə də, maşın yerindən tərpənərkən sərnişinlər arxaya, dayanarkən isə qabağa tərəf hərəkətə gəlirlər. Bu xassəyə əsasən sükunət halından böyük sürətlə hərəkətə başlamaq və ya böyük sürətlə hərəkət zamanı ani olaraq dayanmaq olmaz və s.

Nyutonun I qanunu inersial sistemlərdə doğru olur.

İnersial sistemlər elə sistemlərdir ki, həmin sistemlərdə cismə digər cisim təsir etmirsə və ya edilən təsirlər kompensasiya olunursa, cisim öz hərəkət sürətini sabit saxlayar. Yerlə bağlı sistemlər (tərpənməz sistemlər) və yerlə bağlı sistemə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən bütün sistemlər inersial sistemlərdir. Yerlə bağlı sistemə nəzərən dəyişənsürətlə (təcillə) hərəkət edən sistemlər qeyri inersial sistemlərdir. Nyutonun I qanunu qeyri-inersial sistemlərdə doğru olmur.

Dediklərimizdən məntiqi nəticə olaraq çıxır ki, cismə digər cisim təsir edən halda isə (və ya edilən təsirlər biri-birini kompensasiya etmədikdə) cisim öz hərəkət sürətini sabit saxlaya bilməz. Başqa sözlə desək, bu zaman cisim mütləq dəyişənsürətlə hərəkət etməlidir.

Bundan sonra digər cismin təsirini sadəcə olaraq qüvvə adlandıracağıq. Deməli, cismə qüvvənin təsir etməsi ona digər cismin təsir etməsi deməkdir.

Fikrimizi yekunlaşdırmaqla, «**qüvvə - cismin hərəkət sürətini dəyişən səbəbdir**» nəticəsinə gəlmək olar. Belə çıxır ki, əgər cismə qüvvə təsir edirsə, onun hərəkət sürəti mütləq dəyişməlidir, Başqa sözlə desək, qüvvə təsir edən cisim nə sükunətdə qala bilər, nə də düzxətli bərabərsürətli hərəkət halında ola bilər.

Əlavə olaraq, qeyd etmək lazımdır ki, qüvvə - cismi hərəkətə gətirən səbəb yox, onun hərəkət sürətini dəyişən səbəbdir. Belə ki, arabaya atın qoşulması onun hərəkətə gəlməsi kimi başa düşülməməlidir. Bu halda atın təsiri sürtünmə qüvvəsinə üstün gəlməklə, arabanın hərəkət sürətinin dəyişməsinə səbəb olur.

Qüvvə anlayışı daxil etdikdən sonra Nyutonun birinci qanununu aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar:

Cismə qüvvə təsir etmirsə və ya cismə təsir edən qüvvələr bir-birini kompensasiya edirsə, onda cisim öz hərəkət sürətini sabit saxlayır.

Bilirik ki, yalnız müəyyən bir hesablama sistemində hərəkətdən və ya sükunətdən danışmaq olar. Onda Nyutonun I qanununu daha aydın formada belə ifadə etmək olar:

Elə hesablama sistemləri vardır ki, həmin sistemlərdə irəliləmə hərəkətində olan cismə digər cisim təsir etmirsə, daha dəqiq desək, digər cisimlərin təsiri biri-biri ilə kompensasiya olunursa, cisim həmin sistemlərə nəzərən ya sükunətdə qalır, ya da düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir.

Qeyd edək ki, qanunun bu formada deyilişi zamanı nəzərdə tutulmuşdur ki, təbiətdə tənha cisimlər yoxdur. Hər bir cisim bu və ya digər dərəcədə digər cisimlərin təsirinə məruz qalır. Sadəcə olaraq, bu təsir bir halda kiçik, digər halda isə nəzərəçarpacaq dərəcədə böyük olur.

<u>Kütlə.</u> Cisimlərə xas olan başqa bir xüsusiyyət isə onların qarşılıqlı təsirdə olmasıdır. Bu o deməkdir ki, əgər bir cisim digər cismə təsir edirsə, o da öz növbəsində birinci cismə təsir etməlidir. Başqa sözlə desək, **təsir olan yerdə əks təsir də olur, yəni cisimlər qarşılıqlı təsirdə olurlar.** Məsələn, tüfəngdən güllənin çıxması tüfəngin arxaya tərəf hərəkətə gəlməsinə, buz üzərində konkidə dayanmış uşaqlardan birinin digərini itələməsi onun özünün də hərəkətə gəlməsinə və s. səbəb olur.

Təsirin cismin hərəkət sürətinin dəyişməsinə səbəb olduğunu nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, qarşılıqlı təsir zamanı cisimlərin hər ikisinin sürəti dəyişir.

Qeyd edək ki, qarşılıqlı təsir zamanı sürətini az dəyişən cisim haqqında deyilir ki, bu cismin hərəkət sürətini saxlamaq qabiliyyəti, yəni ətalətliliyi böyükdür. Sürətini çox dəyişən cisim isə ətalətliliyi kiçik, yəni hərəkət sürətini saxlamaq qabiliyyəti kiçik olan cisim adlanır.

Cisimlərin hərəkət sürətini saxlamaq qabiliyyətini, yəni ətalətliliyini xarakterizə etmək üçün kütlə anlayışından istifadə olunur.

Kütlə «$\boldsymbol{m}$» ilə işarə olunur.

Kütlə cisimlərin ətalətliliyini xarakterizə edən parametr olub, onların ətalətliliyinin ölçüsüdür.

Belə çıxır ki, kütlənin böyük olması cismin ətalətliliyinin, yəni hərəkət sürətini saxlamaq qabiliyyətinin böyük olması deməkdir. Bu isə o deməkdir ki, həmin cisim qarşılıqlı təsir zamanı öz hərəkət sürətini az dəyişəcək. Kütlənin kiçik olması isə cismin ətalətliliyinin (hərəkət sürətini saxlamaq qabiliyyətinin) kiçik olması, bu isə qarşılıqlı təsir zamanı onun sürətinin çox dəyişməsi deməkdir.

Kütlənin vahidi etalon kimi qəbul olunub (yəni BS - nin əsas vahidlərindəndir).

BS - də $[\boldsymbol{m}]$ = 1kq , SQS -də isə $[\boldsymbol{m}]$ = 1 q - dır (1 kq = 10^3 q , 1 q = 10^{-3} kq). Kütlənin sistemdən kənar vahidləri 1 ton (t) və 1 sentner (s) *-dir* (1 t = 10^3 kq, 1 s = 10^2 kq) .

Kütləni tərəzi vasitəsilə təyin edirlər. Kütlə skalyar kəmiyyətdir.

<u>Sıxlıq.</u> Cismin kütləsinin onun həcminə nisbəti sıxlıq adlanır.

Sıxlıq «$\boldsymbol{\rho}$» ilə işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{\rho = \frac{m}{V}}}$ kimi təyin olunur. **Sıxlıq – vahid həcmə düşən kütləyə bərabər fiziki kəmiyyətdir.**

BS - də vahidi $[\rho] = 1\frac{kq}{m^3}$, SQS - də isə $[\rho] = 1\frac{q}{sm^3}$ - dır.

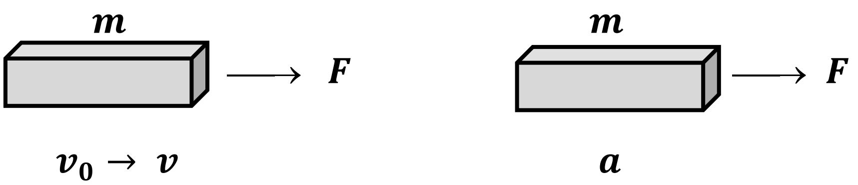
$\boldsymbol{\rho = \frac{m}{V}}$ ifadəsindən $\boxed{m = \rho V}$ və $\boxed{V = \frac{m}{\rho}}$ alınır.

Kürə formasında olan cismin həcmi $\boxed{V = \frac{4}{3}\pi R^3}$ - ə bərabər olduğundan, onun kütləsi $\boxed{m = \frac{4}{3}\pi \ \rho \ R^3}$ olacaqdır.

NYUTONUN II QANUNU. QÜVVƏ.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, $\boldsymbol{m}$ kütləli cismə $\boldsymbol{F}$ qüvvəsi təsir edərsə, onun başlanğıc $\boldsymbol{v_0}$ sürəti dəyişib $\boldsymbol{v}$ olacaq. Sürət dəyişməsini xarakterizə edən parametrin təcil olduğunu yada salsaq, onda aydın olur ki, cismə qüvvənin təsir etməsi onun təcil alması deməkdir. Belə çıxır ki, **qüvvə - cismə təcil verən səbəbdir.**

Dediklərimizdən aydın olur ki, əgər $\boldsymbol{m}$ kütləli cismə $\boldsymbol{F}$ qüvvəsi təsir edirsə, o mütləq $\boldsymbol{a}$ təcili alacaqdır (şəkil 46) :

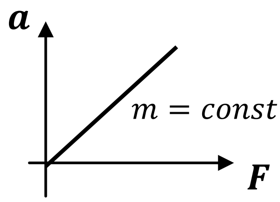


Şəkil 46.

Bu üç kəmiyyət ($\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{F}$) arasında miqdarı asılılıq mövcuddur. Həmin asılılığı Nyuton müəyyənləşdirdiyindən bu asılılıq Nyutonun II qanunu adlanır və $\boxed{a = \frac{F}{m}}$ kimi müəyyən olunur.

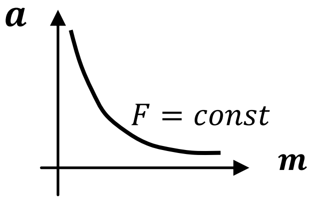
Bu qanuna əsasən cismin hərəkət təcili ona təsir edən qüvvə ilə düz, cismin kütləsi ilə tərs mütənasib olur.

Aydındır ki, $m = const$ olduqda, $a \sim F$ olur. Bu o deməkdir ki, eyni bir cismə təsir edən qüvvənin qiyməti artdıqca, onun cismə verdiyi təcil də artır və əksinə (şəkil 47).



Şəkil 47.

2) $F = const$ olduqda isə $a \sim \frac{1}{m}$ olur. Bu o deməkdir ki, eyni bir qüvvənin kiçik cismə verdiyi təcil böyük, böyük cismə verdiyi təcil isə kiçik olur (şəkil 48).



Şəkil 48.

$a = \frac{F}{m}$ - dən $\boxed{\boldsymbol{F = ma}}$ alınır.

Onda **Nyutonun II qanununa görə, başqa sözlə, cismə təsir edən qüvvə cismin kütləsi ilə qüvvənin ona verdiyi təcilin hasilinə bərabər olur.**

$\boldsymbol{F = ma}$ düsturu həm də qüvvə düsturu adlanır. Ona görə də qüvvənin vahidi bu düsturdan tapılır, yəni törəmə vahiddir.

Göründüyü kimi, $[F] = [m] \cdot [a]$, yəni qüvvənin vahidi kütlə və təcil vahidlərinin hasilinə bərabər olmalıdır. Onda BS - də qüvvənin vahidi

$[F] = 1\text{kq} \cdot 1\ \frac{\text{m}}{\text{san}^2} = 1\ \frac{\text{kq m}}{\text{san}^2}$ olar.

Qeyd edək ki, bu vahid Nyutonun şərəfinə 1 Nyuton (**1N**) adlanır. Deməli, $\mathbf{1\ N = 1\ \frac{kq\ m}{san^2}}$.

Belə çıxır ki, **1 N** qüvvə – kütləsi **1 kq** olan cismə $\mathbf{1\ \frac{m}{san^2}}$ qədər təcil verən qüvvədir.

$\boldsymbol{F = ma}$ ifadəsini $\boxed{\boldsymbol{F = m\ \frac{v - v_0}{t}}}$ şəklində də yazmaq olar. Onda

$\mathbf{1\ N = 1\ kq\ \frac{1\ \frac{m}{san}}{1\ san}}$ **olar.** Deməli, **1 N** qüvvə, başqa sözlə, kütləsi **1 kq** olan cismin sürətini **1 san** –də $1\ \boldsymbol{\frac{m}{san}}$ qədər dəyişən qüvvədir.

SQS – də qüvvənin vahidi **1 dina (dn)** adlanır:

$1\ \text{dn} = 1\text{q} \cdot 1\ \frac{\text{sm}}{\text{san}^2} = 1\ \frac{\text{q sm}}{\text{san}^2}$.

İndi də **1 N** və **1 dn** arasında əlaqə tapaq:

$1\text{N} = 1\frac{\text{kq m}}{\text{san}^2} = \frac{10^3\text{q} \cdot 10^2\ \text{sm}}{\text{san}^2} = 10^5\ \frac{q \cdot sm}{san^2} = 10^5\ dn$ və ya $1\ \text{dn} = 10^{-5}\ \text{N}$ olar.

Qüvvənin bəzi xüsusiyyətləri ilə tanış olaq. Əvvəlcə qeyd edək ki, qüvvə vektorial kəmiyyətdir, yəni onun ədədi qiymətindən başqa, həm də istiqaməti vardır. Qüvvənin təsir yaradan səbəb olmasını nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, qüvvənin təsiri həm onun ədədi qiymətindən, həm də istiqamətindən asılı olmalıdır. Başqa sözlə desək, kiçik qüvvənin kiçik, böyük qüvvənin isə böyük təsir yaratması ilə yanaşı, eyni bir qüvvənin də bir istiqamətdə təsiri, digər istiqamətdəki təsirindən fərqli olmalıdır.

Qüvvə həm də tətbiq nöqtəsi olan vektorial kəmiyyətdir, yəni qüvvənin yaratdığı təsir həmçinin onun hansı nöqtəyə tətbiq olunmasından asılıdır. Deməli, eyni bir qüvvə bir nöqtəyə tətbiq olunanda verilmiş istiqamətdə bir, həmin qüvvə həmin istiqamətdə digər nöqtəyə tətbiq olunanda isə başqa təsir yaradır.

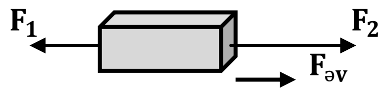
Qüvvəni **dinamometr** adlanan cihazla ölçürlər. Dinamometrin əsas hissəsini elastiki yay təşkil edir və onun iş prinsipi **Huk qanununa** (*bax, Elastiki qüvvə*) əsaslanır.

Qüvvələrin toplanması. Ədədi qiymətləri cəbri toplanan skalyar kəmiyyətlərdən fərqli olaraq, vektorial kəmiyyətlər həndəsi (xətlərin köməyi ilə) toplanırlar. Başqa sözlə desək, vektorial kəmiyyətləri toplayarkən onların ədədi qiymətləri ilə yanaşı, həm də istiqamətləri nəzərə alınır. Qüvvələrin toplanması, başqa sözlə, əvəzləyici qüvvənin tapılması deməkdir.

Əvəzləyici qüvvə - cismə tətbiq olunmuş bir neçə qüvvənin birgə göstərə biləcəyi qədər təsir göstərə bilən qüvvədir.

Qüvvələrin toplanmasının bir neçə halına baxaq:

1. $\boldsymbol{\alpha = 180^0}$ olsun (cismə tətbiq olunmuş qüvvələr bir düzxətt üzrə olmaqla, bir - birinin əksinə yönəlib - şəkil 49):



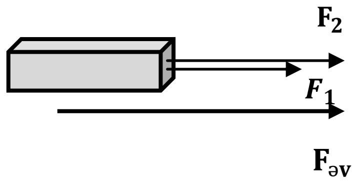
Şəkil 49.

Bu halda, əvəzləyici qüvvə modulu böyük qüvvədən modulu kiçik qüvvə çıxılmaqla tapılır, istiqaməti isə modulu böyük qüvvə istiqamətində olur**:**

$$\boxed{\mathbf{F_{əv} = F_2 - F_1}}\ (\mathbf{F_2 > F_1}).$$

Bir – birinin əksinə yönəlmiş qüvvələr modulca bərabər olduqda isə ($|\boldsymbol{F_1}| = |\boldsymbol{F_2}|$) əvəzləyici qüvvə sıfır olur: $\mathbf{F_{əv}}$ **= 0** olar.

2. $\boldsymbol{\alpha = 0^0}$ olsun (cismə tətbiq olunmuş qüvvələr bir düzxətt üzrə olmaqla, eyni istiqamətdə yönəlib - şəkil 50):



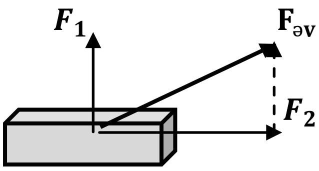
Şəkil 50.

Bu halda, əvəzləyici qüvvənin modulu toplanan qüvvələrin modullarının cəminə bərabər, istiqaməti isə onlarla eyni istiqamətli olur: $\boxed{F_{əv} = F_2 + F_1}$.

3. $\boldsymbol{\alpha = 90^0}$ olsun (cismə tətbiq olunmuş qüvvələr bir-birinə perpendikulyar yerləşib (şəkil 51):

Bu halda, əvəzləyici qüvvə Pifaqor teoreminə əsasən tapılır : $F_{əv}^2 = F_1^2 + F_2^2$.

Buradan isə $\boxed{F_{əv} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2}}$ alınır.



Şəkil 51.

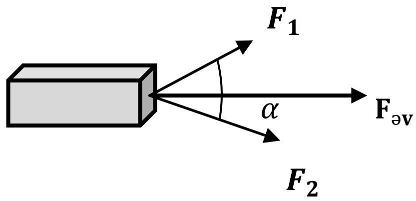
Cismə tətbiq olunmuş qüvvələr ixtiyari $\boldsymbol{\alpha}$ bucağı əmələ gətirən hal üçün isə əvəzləyici qüvvə kosinuslar teoreminə əsasən tapılır ki, bu halda da o

$$\boxed{F_{əv} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 - 2F_1F_2\cos\,(180 - \alpha)}}$$

və yaxud da $\cos(180 - \alpha) = -\cos\alpha$

olmasını nəzərə almaqla

$$\boxed{F_{əv} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos\alpha}}$$ kimi təyin olunur (şəkil 52).



Şəkil 52.

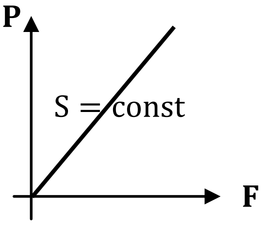
<u>**Təzyiq.**</u> Qeyd etdiyimiz kimi, qüvvənin təsiri onun ədədi qiymətindən, istiqamətindən və tətbiq nöqtəsindən asılıdır. Aydın olmuşdur ki, qüvvənin təsiri həm də onun təsir etdiyi səthin sahəsindən asılı olur. Daha dəqiq desək, qüvvənin təsir etdiyi səthin sahəsi böyüdükcə, eyni bir qüvvənin yaratdığı təsir kiçilir və əksinə.

Qüvvənin təsirinin onun təsir etdiyi səthin sahəsindən asılılığını «**təzyiq**» adlanan parametr xarakterizə edir. Təzyiq «**P**» ilə işarə olunur və

$\boxed{\mathbf{P} = \frac{\mathbf{F}}{\mathbf{S}}}$ kimi təyin olunur. Burada $\mathbf{F}$ səthə perpendikulyar təsir edən qüvvə, S isə qüvvənin təsir etdiyi səthin sahəsidir.

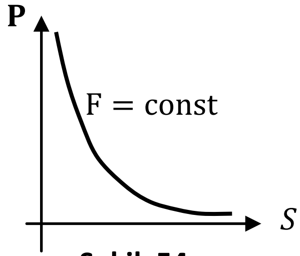
Deməli, təzyiq – səthə perpendikulyar təsir edən qüvvənin səthin sahəsinə nisbətinə bərabər olan kəmiyyətdir və ya təzyiq vahid səthə perpendikulyar təsir edən qüvvədir ($S = 1$ olduqda, $\mathrm{P} = \mathrm{F}$ olur).

1. Səthin sahəsi dəyişmədikdə təzyiq qüvvə ilə düz mütənasib olur: $\mathrm{S} = \mathrm{const}$, $\mathrm{P} \sim \mathrm{F}$ olur (şəkil 53) .



Şəkil 53.

2. Qüvvə dəyişmədikdə isə təzyiq səthin sahəsi ilə tərs mütənasib olur: $\mathrm{F} = \mathrm{const}$, $\mathrm{P} \sim \frac{1}{\mathrm{S}}$ olur (şəkil 54).



Şəkil 54.

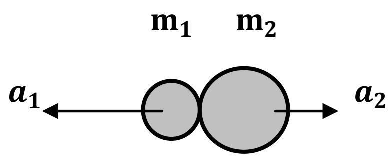
BS - də $[\mathrm{P}] = 1\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m}^2} = 1\ \mathrm{Pa}$ (Paskal), SQS - də $[\mathrm{P}] = 1\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{sm}^2}$ - dir.

Praktikada çox vaxt təzyiqi artırıb –azaltmaq lazım gəlir. İfadədən aydın olur ki, təzyiqi artırmaq üçün ya qüvvəni artırmaq (S – i sabit saxlamaqla), ya da səthin sahəsini azaltmaq (F –i sabit saxlamaqla) lazımdır. Təzyiqi artırıb-azaltmaq üçün hər iki üsuldan istifadə olunur.

NYUTONUN III QANUNU.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, cisimlərin qarşılıqlı təsiri zamanı kütləsi böyük olan cismin hərəkət sürəti az, kütləsi kiçik olan cismin hərəkət sürəti isə çox dəyişir. Hərəkət sürətinin dəyişməsini xarakterizə edən kəmiyyətin isə təcil olduğunu nəzərə alsaq, sonuncu fikri «**cisimlərin qarşılıqlı təsiri zamanı kütləsi böyük olan cismin aldığı təcil kiçik, kütləsi kiçik olan cismin aldığı təcil isə böyük olur**» kimi ifadə edə bilərik.

Şəkil 55 - də təsvir olunmuş $\mathbf{m_1}$ və $\mathbf{m_2}$ kütləli cisimlərin qarşılıqlı təsir zamanı aldıqları təcilləri uyğun olaraq $\boldsymbol{a_1}$ və $\boldsymbol{a_2}$ ilə işarə etsək, ifadə etdiyimiz fikrin riyazi ifadəsi $\boxed{\frac{a_1}{a_2} = -\frac{m_2}{m_1}}$ şəklində olar.



Şəkil 55.

Burada « - » işarəsi qarşılıqlı təsir zamanı cisimlərin aldıqları təcillərin bir-birinin əksinə yönəldiyini göstərir. İfadəni $m_1 a_1 = - m_2 a_2$ kimi də yazmaq olar. $F_1 = m_1 a_1$ və $F_2 = m_2 a_2$ olduğunu nəzərə alsaq, onda sonuncu ifadədən $\boxed{\mathbf{F_1} = -\mathbf{F_2}}$ alarıq ki, bu da Nyutonun III qanununun riyazi ifadəsi olacaqdır.

Aydın olur ki, **Nyutonun III qanununa əsasən qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər bir – birinə modulca bərabər, istiqamətcə əks qüvvələrlə təsir edirlər.**

Əvvəlki paraqrafda qeyd etmişdik ki, təsir olan yerdə əks təsir də olur. Onda bu qanununa əsasən qarşılıqlı təsir zamanı bir cisim digər cismə hansı qüvvə ilə təsir edirsə, kütləsindən asılı olmayaraq həmin cisim də birinci cismə ona bərabər qüvvə ilə təsir edir. Başqa sözlə desək, Nyutonun III qanununa görə təsir qüvvəsi əks təsir qüvvəsinə bərabər olur.

Nyutonun III qanunu qapalı sistemlər üçün doğrudur. Sistem qapalı olmadıqda bu qanun doğru olmur.

Əgər sistemi təşkil edən cisimlər öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olub, başqa cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olmursa, belə sistem qapalı sistem adlanır.

Fikrimizə bir qədər aydınlıq gətirmək üçün konkret misallara baxaq. Nyutonun III qanununa əsaslanaraq qeyd etmək olar ki, kütləsi $\mathbf{M}$ olan Yer, öz səthindən $\mathbf{h}$ hündürlüyə qaldırılmış $\mathbf{m}$ kütləli cismi hansı qüvvə ilə cəzb edirsə, cisim də Yeri ona bərabər qüvvə ilə cəzb edir. Bəs nəyə görə biz həmişə cismin

Yerə doğru hərəkətinin şahidi oluruq və bir dəfə də olsun Yer cismə doğru hərəkət etmir? Sadəcə olaraq, Yer və cismin kütlələri müxtəlif olduğundan onların aldıqları təcillər də müxtəlif olur. Daha dəqiq desək, Yerin kütləsi cismin kütləsinə nisbətən çox böyük olduğundan Yer cüzi, cisim isə böyük təcil alır ki, nəticədə biz həmişə cismin Yerə doğru təcilli hərəkətinin şahidi oluruq.

Başqa bir misala nəzər salaq. Bu qanuna əsasən arabaya qoşulmuş at onu hansı qüvvə ilə qabağa dartırsa, araba da atı ona bərabər qüvvə ilə arxaya dartmalıdır və nəticədə araba yerindən tərpənməməlidir. Həqiqətdə isə belə olmur. Bunun səbəbi sistemin qapalı olmamasındadır. Belə bir sistemə atla arabadan başqa Yer də daxildir. Başqa sözlə desək, at və araba öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olmaqla yanaşı, həm də Yerlə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Ona görə də, bu halda Nyutonun III qanunu doğru olmur. Sistemin qapalı olması üçün, yəni Nyutonun III qanununun ödənilməsi üçün Yeri sistemdən kənarlaşdırmaq, daha doğrusu, Yerin təsirini (bu halda sürtünmə qüvvəsini) yox etmək lazımdır. Bunun üçün atla arabanı buzun üzərinə çıxarmaq kifayətdir. Belə olan halda at nə qədər çabalasa da, arabanı yerindən tərpədə bilməyəcək.

ÜMUMDÜNYA CAZİBƏ QANUNU (Nyutonun dördüncü qanunu).

Yerin cisimləri cəzb etmək xüsusiyyəti vardır. Bu xüsusiyyət cisimlərin Yerin səthindən aralanıb, kosmik fəzaya səpilməsinə imkan vermir. Yerin cazibəsi həmçinin müəyyən sürətə malik olması hesabına onun səthindən uzaqlaşmağa çalışan cismin sürətini azaldaraq, yenidən Yerin səthinə qaytarır. Görəsən, belə xüsusiyyət təkcə Yerəmi aiddir? Nyuton müəyyən etmişdir ki, digər cisimləri cəzb etmək xüsusiyyəti təkcə Yerə yox, kainatın bütün cisimlərinə aiddir. Daha doğrusu, kainatın bütün cisimləri bu və ya digər dərəcədə bir-birini cəzb edirlər. Bu hadisə ümumdünya cazibə hadisəsi, cisimlər arasındakı cazibə qüvvəsinin nələrdən asılı olmasını göstərən qanun isə ümumdünya cazibə qanunu adlanır.

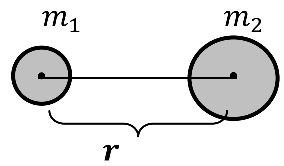
Ümumiyyətlə götürdükdə, kainatın (müxtəlif qalaktikaların, Günəş sisteminin və s.) yaranması məhz həmin cazibənin hesabınadır. Böyük kütləyə malik Günəş böyük cazibə qüvvəsinin hesabına, bizim yaşadığımız Yer də daxil olmaqla 9 nəhəng planetin (hal-hazırda bu planetlərin sayı 8 qəbul olunub), onların çoxlu sayda peyklərinin, müxtəlif kometlərin, asteroidlərin və s. onun ətrafında fırlanmasını təmin edir.

Elektron, proton və neytron arasındakı cazibə qüvvəsinin hesabına müxtəlif atomlar, atomlar arasındakı cazibə qüvvəsinin hesabına müxtəlif molekullar, molekullar arasındakı cazibə qüvvəsinin hesabına isə müxtəlif maddələr əmələ gəlmişdir. Göründüyü kimi, cazibə qüvvəsi kainatın formalaşmasında mühüm rol oynayan qüvvədir.

Bəs görəsən nəyə görə cazibə qüvvəsi bir halda çox böyük, digər halda isə nəzərəalınmaz dərəcədə kiçik olur? Bunu müəyyənləşdirmək üçün cazibə qüvvəsinin nələrdən asılı olduğunu aydınlaşdırmaq lazımdır. Nyuton müəyyənləşdirə bilmişdir ki, cisimlər arasındakı cazibə qüvvəsi həm cisimlərin kütlələrindən, həm də onlar arasındakı məsafədən asılıdır. Daha dəqiq desək, ümumdünya cazibə qanununa əsasən kainatın hər hansı iki cismi arasındakı cazibə qüvvəsi cisimlərin kütlələrinin hasili ilə düz, onlar arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olur (şəkil 56).

Bu qanunun riyazi ifadəsi

$\boxed{\mathbf{F} = \mathbf{G}\frac{\mathbf{m_1\, m_2}}{\mathbf{r^2}}}$ şəklindədir.



Şəkil 56.

Burada $\boldsymbol{G}$ – mütənasiblik əmsalı olub, qravitasiya sabiti adlanır. $\boldsymbol{m_1}$ və $\boldsymbol{m_2}$ cisimlərin kütlələri, $\boldsymbol{r}$ isə – cisimlərin mərkəzləri arasındakı məsafədir.

$\boldsymbol{G}$ – nin vahidini tapaq. Cazibə qanununun ifadəsindən $\mathbf{G} = \frac{\mathbf{Fr^2}}{\mathbf{m_1 m_2}}$ alınır. Onda BS – də $[\mathbf{G}] = \frac{\mathbf{N\,m^2}}{\mathbf{kq^2}}$, SQS – də isə $[\mathbf{G}] = \frac{\mathbf{dn\ sm^2}}{\mathbf{q^2}}$ olar.

İndi də $\mathbf{G}$ – nin fiziki mənasını aydınlaşdıraq. Bunun üçün $\mathbf{F} = \mathbf{G}\frac{\mathbf{m_1\, m_2}}{\mathbf{r^2}}$ ifadəsində $\mathbf{m_1} = \mathbf{1kq}$, $\mathbf{m_2} = \mathbf{1kq}$, $\mathbf{r} = \mathbf{1m}$ yazsaq, onda $\mathbf{F} = \mathbf{G}$ və ya $\mathbf{G} = \mathbf{F}$ alarıq.

Deməli, **qravitasiya sabiti - hər birinin kütləsi 1kq, aralarındakı məsafə 1m olan iki cisim arasındakı cazibə qüvvəsinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.**

$\mathbf{G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{Nm^2}{kq^2}}$ olduğu müəyyən edilmişdir. Bu o deməkdir ki, **hər birinin kütləsi 1kq, aralarındakı məsafə 1m olan hər hansı iki cisim biri-birini 6,67·10^{-11} N qüvvə ilə cəzb edir.**

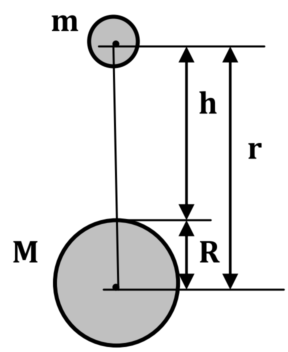
AĞIRLIQ QÜVVƏSİ.

Cisimlərin Yer (və ya planet) tərəfindən cəzb olunduğu qüvvə ağırlıq qüvvəsi adlanır.

Ağırlıq qüvvəsinə uyğun ifadə çıxarmaq üçün Ümumdünya cazibə qanununun düsturunda cisimlərdən birini Yer, digərini isə Yerin səthindən müəyyən $\mathbf{h}$ hündürlüyə qaldırılmış cisim kimi qəbul edək (şəkil 57). Əgər Yer və cismin kütlələrini uyğun olaraq $\mathbf{M}$ və $\mathbf{m}$ ilə işarə etsək, onda Yer ilə Yerin səthindən $\mathbf{h}$ hündürlüyə qaldırılmış cisim arasındakı cazibə qüvvəsi üçün $\mathbf{F = G\frac{m\,M}{r^2}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

Şəkildən $\mathbf{r = R + h}$ olduğu görünür. Bunu nəzərə almaqla, sonuncu ifadəni $\boxed{\mathbf{F = G\frac{m\,M}{(R+h)^2}}}$ kimi də yazmaq olar.

(burada $\mathbf{R}$ - Yerin radiusudur).

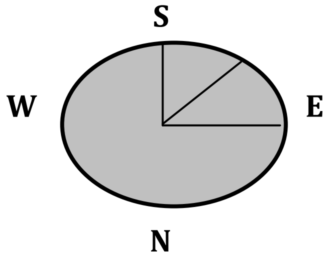


Şəkil 57.

Aldığımız bu ifadəni Yerin cazibə qüvvəsi və ya cismin ağırlıq qüvvəsi adlandırırlar.

Yerin səthi üçün ($\mathbf{h = 0}$) ağırlıq qüvvəsinin ifadəsi $\boxed{\mathbf{F = G\frac{m\,M}{R^2}}}$ şəklində olacaq.

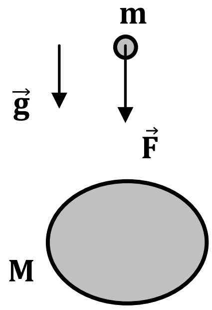
İfadədən göründüyü kimi, ağırlıq qüvvəsi cismin kütləsindən, planetin kütləsindən, planetin (Yerin) səthindən olan $\mathbf{h}$ hündürlüyündən, verilmiş planet üçün (məs. Yer üçün) həm də onun radiusundan asılı olur. Qeyd edək ki, hətta verilmiş planet üçün belə (məs. Yer üçün) radius sabit kəmiyyət deyil. Bunun səbəbi öz oxu ətrafında fırlanan planetin fırlanma ellipsoidi formasında (qütblərdən basıq) olmasıdır (şəkil 58).



Şəkil 58.

Buna görə də Yerin səthində ən böyük olan ağırlıq qüvvəsi müxtəlif en dairələrində az da olsa fərqlənir. Daha dəqiq desək, Yerin səthində ağırlıq qüvvəsi şimal (**N**) və cənub (**S**) qütblərində ən böyük (radius kiçik olduğu üçün), ekvatorda isə ən kiçik (radius böyük olduğu üçün) olur.

Cisimlərin vakuumda (havasız mühitdə) cəzb olunma nəticəsində Yerə düşməsi sərbəstdüşmə adlanır. Qaliley müəyyən etmişdir ki, havanın müqaviməti olan mühitdə düşmədən fərqli olaraq, sərbəst düşən cisimlərə kütləsindən asılı olmayaraq Yer eyni təcil verir. Həmin təcil sərbəstdüşmə təcili adlanır və « **g** » ilə işarə olunur (şəkil 59).



Şəkil 59.

Belə çıxır ki, **sərbəst düşən cisimlərə Yerin verdiyi təcil sərbəstdüşmə təcili adlanır.**

Deyilənlərdən aydın olur ki, **sərbəstdüşmə təcili düşən cismin kütləsindən asılı olmur.**

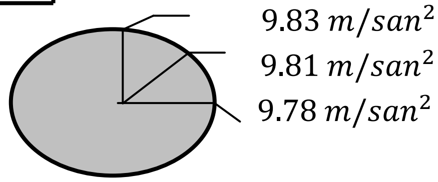
Qüvvənin kütlə və təcilin hasilinə bərabər olmasını ($\mathbf{F = ma}$) və bu hal üçün $\mathbf{a = g}$ olduğunu nəzərə almaqla, ağırlıq qüvvəsini həm də $\boxed{\mathbf{F = mg}}$ kimi yazmaq olar.

Ağırlıq qüvvəsinin $F = mg$ və $\mathbf{F = G\frac{m\,M}{(R+h)^2}}$ ifadələrinin müqayisəsindən sərbəstdüşmə təcili üçün $\boxed{\mathbf{g = G\frac{M}{(R+h)^2}}}$ şəklində düstur almış olarıq.

Göründüyü kimi, cismin kütləsindən asılı olmayan sərbəstdüşmə təcili planetin kütləsindən, $\mathbf{h}$ hündürlüyündən və verilmiş planet üçün həm də onun radiusundan asılıdır.

Yerin səthi üçün ($\mathbf{h = 0}$) $\boxed{\mathbf{g = G\frac{M}{(R)^2}}}$ olur.

Bu ifadədə müxtəlif en dairələri üçün radiusun qiymətini yazmaqla, sərbəstdüşmə təcilinin Yerin səthi üçün müxtəlif en dairələrində şəkil 60 - da göstərilmiş qiymətlərini almış olarıq.



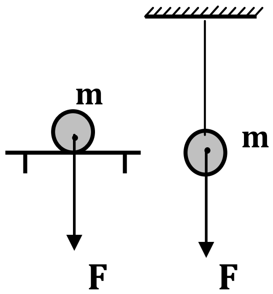
Şəkil 60.

Qeyd edək ki, $\mathbf{9.8\ m/san^2}$ - Yerin səthi və Yerin səthinə yaxın hündürlüklər ($h \ll R$) üçün sərbəstdüşmə təcilinin orta qiymətidir.

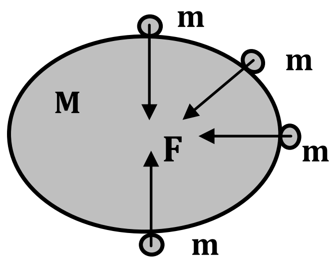
Klassik fizikada (kiçik sürətlər fizikasında və ya Nyuton fizikasında) cismin kütləsi sürətdən asılı olmadığına görə, ağırlıq qüvvəsi cismin hərəkətdə olub-olmamasından asılı deyil (*bax, relyativistik fizika*).

Ağırlıq qüvvəsi cismin özünə (onun kütlə və ya ağırlıq mərkəzinə) tətbiq olunur və şaquli istiqamətdə aşağı (Yerin mərkəzinə doğru) yönəlir.

Şəkil 61 -də dayaq üzərində olan və asqıdan asılmış cisimlərin, şəkil 62 - də isə Yerin səthində müxtəlif en dairələrində yerləşən cismin ağırlıq qüvvələrinin istiqamətləri göstərilmişdir.



Şəkil 61.



Şəkil 62.

CİSMİN ÇƏKİSİ.

Yerə cəzb olunması nəticəsində cismin üfiqi dayağa və ya şaquli asqıya

göstərdiyi təsir qüvvəsi cismin çəkisi adlanır.

Çəki «P» ilə işarə olunur. Çəki qüvvə olduğundan onun vahidi BS – də $[\mathbf{P}] = \mathbf{1\ N}$, SQS - də $[\mathbf{P}] = \mathbf{1dn}$ - dır.

Çəki haqqında ətraflı məlumat almaq üçün yaylı tərəzidən kütləsi $\mathbf{m}$ olan yük asaq. Bu zaman yay uzanaraq müəyyən bir vəziyyət alacaq. Asqıya (bu halda yaya) göstərilən təsir qüvvəsi cismin çəkisi olacaq. İndi tərəzi ilə birlikdə cismi sabit sürətlə sağa, sola, yuxarı, aşağı, təcillə sağa və sola hərəkət etdirək. Bu zaman tərəzinin əqrəbinin vəziyyətində dəyişiklik baş verməyəcək. Deməli, cismin çəkisi onun sükunətdəki çəkisi qədər olacaq. Tərəzini təcillə yuxarı (yeyinləşən) hərəkət etdirən zaman əqrəb çəkinin artdığını, təcillə aşağı (yeyinləşən) hərəkət etdirən zaman isə azaldığını göstərəcək. Belə çıxır ki, ağırlıq qüvvəsindən fərqli olaraq cismin çəkisi, onun hərəkətdə və ya sükunətdə olmasından asılıdır. Daha dəqiq desək, cisim hər hansı « $\boldsymbol{a}$ » təcili ilə yuxarı yeyinləşən hərəkət etdikdə onun çəkisi artır, « $\boldsymbol{a}$ » təcili ilə aşağı yeyinləşən hərəkət etdikdə isə onun çəkisi azalır.

Cismin yuxarı yavaşıyan hərəkətində, əksinə, onun çəkisi azalır, aşağı yavaşıyan hərəkətində isə artır. Ona görə də cismin çəkisi üç müxtəlif düsturla hesablanır. Daha dəqiq desək: *a)* cismin çəkisi onun ağırlıq qüvvəsinə bərabər ola bilir (cisim sükunətdə olduqda, bütün istiqamətlərdə bərabər sürətli hərəkət etdikdə, təcillə sağa, sola hərəkət etdikdə), *b)* cismin çəkisi ağırlıq qüvvəsindən böyük ola bilir (cisim yuxarı yeyinləşən və aşağı yavaşıyan hərəkət etdikdə), *c)* cismin çəkisi ağırlıq qüvvəsindən kiçik ola bilir (cisim yuxarı yavaşıyan və aşağı yeyinləşən hərəkət etdikdə).

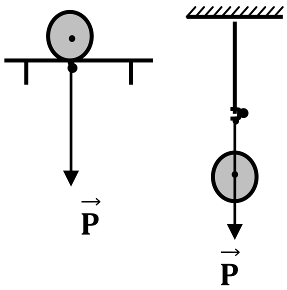
Dediklərimizi nəzərə almaqla cismin çəkisi üçün aşağıdakı ifadələri almış olarıq:

1. $\boxed{\mathbf{P = mg}}$ $\quad (\mathbf{P = F})$
   (cisim sükunətdə olduqda, bütün istiqamətlərdə bərabər sürətli hərəkət etdikdə, təcillə sağa, sola hərəkət etdikdə);
2. $\boxed{\mathbf{P = mg + ma = m(g + a)}}$ $(\mathbf{P} > F)$
   (cisim yuxarı yeyinləşən və aşağı yavaşıyan hərəkət etdikdə);
3. $\boxed{\mathbf{P = mg - ma = m(g - a)}}$ $\quad (\mathbf{P} < F)$
   (cisim yuxarı yavaşıyan və aşağı yeyinləşən) hərəkət etdikdə).

Dediklərimizdən aydın olur ki, **cismin çəkisinin ağırlıq qüvvəsindən bir fərqi onun təcilli hərəkətdən asılı olmasıdır.**

Cismin çəkisinin ağırlıq qüvvəsindən digər fərqinin olmasını müəyyənləşdirmək üçün yenə yaylı tərəzidən asılmış cisim misalına qayıdaq. Əgər yük asılmış tərəzini əlimizdən buraxsaq, onda tərəzinin əqrəbi sıfıra qayıdar. Belə çıxır ki, bu halda yük asıldığı yaya təsir etməyəcək, yəni cismin çəkisi olmayacaq. Dediklərimizdən çəkinin ağırlıq qüvvəsindən ikinci fərqi aydın olur. Aydındır ki, əgər **cisim varsa, deməli, onun kütləsi də var, ağırlıq qüvvəsi də var, lakin cismin olması onun həmişə çəkisinin olması demək deyildir**. Bəzən cisimlərin çəkisi olmaya da bilir. Tərəzi misalından göründüyü kimi, bu, cisimlərin sərbəst düşməsi zamanı mümkündür. Deməli, **sərbəst düşən cisimlərin çəkisi olmur, yəni onlar durduqları dayağa və ya asıldıqları asqıya təsir etmirlər. Bu hal çəkisizlik halı adlanır.**

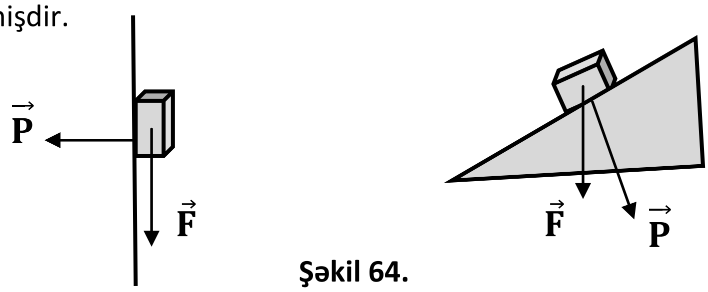
Çəkinin ağırlıq qüvvəsindən üçüncü fərqi onların tətbiq nöqtələrinin müxtəlif olmasıdır. Bildiyimiz kimi, ağırlıq qüvvəsi şaquli istiqamətdə aşağı yönələrək, cismin özünə (onun mərkəzinə) tətbiq olunur. Üfüqi dayaq üzərində olan və ya şaquli asqıdan asılmış cismin çəkisi də, ağırlıq qüvvəsi kimi, şaquli istiqamətdə aşağıya - Yerin mərkəzinə yönəlməsinə baxmayaraq, o, dayağa və ya asqıya tətbiq olunur (şəkil 63).



Şəkil 63.

Ümumiyyətlə götürdükdə isə çəki cismin durduğu səthə perpendikulyar olur.

Şəkil 64 - də şaquli və maili səth üzərində olan cismin çəkisinin istiqamətləri göstərilmişdir.



Şəkil 64.

Dediklərimizdən aydın olur ki, cismin yuxarı yeyinləşən və aşağı yavaşıyan hərəkətlərində çəkisi artır, yəni o əlavə yüklənməyə məruz qalır.

Deməli əlavə yüklənmə dedikdə, hərəkətdə olan cismin çəkisinin sükunətdə çəkisinə nisbəti başa düşülür və $\boxed{\frac{P}{P_0} = \frac{m(g+a)}{mg} = \frac{g+a}{g}}$ kimi təyin olunur.

ELASTİKİ QÜVVƏ

Bərk cisimlər. Həcmini və formasını saxlaya bilən cisimlər bərk cisimlər adlanır. Bərk cisimlərin kristal və amorf bərk cisimlər kimi növləri vardır. Kristal bərk cisimlər düzgün həndəsi formalı quruluşa malik cisimlərdir. Daha dəqiq desək, kristal bərk cisimlərin zərrəcikləri fəzada müəyyən nizamla düzülmüş olurlar və nizamlı düzülüş bütün kristal boyu təkrarlanır. Amorf bərk cisimlərdə zərrəciklərin düzülüşündə müəyyən nizamlılıq müşahidə olunsa da, bu nizamlılıq bütün həcm boyu təkrarlanmır. Kristal cisimlərə misal olaraq müxtəlif metalları, qrafiti və s. göstərmək olar. Amorf bərk cisimlər şüşə, müxtəlif plastmasslar, qatran, konifol və s. kimi bərk cisimlərdir.

Qeyd edək ki, kristal və amorf bərk cisimləri bir-birindən fərqləndirən təkcə onların quruluşundakı fərq deyil. Bu cisimlər həm də izotrop və anizotrop xassəli olmalarına görə bir-birindən fərqlənirlər.

Əgər bərk cisim həcmdaxili bütün istiqamətlərdə eyni fiziki xassəyə malikdirsə, başqa sözlə desək, əgər bərk cismin möhkəmlik, istilik keçirmə, elektrik keçirmə, işıq keçirmə və s. kimi fiziki xassələri istiqamətdən asılı deyilsə, bu halda deyilir ki, həmin bərk cisim izotrop xassəlidir.

Anizotrop xassəli bərk cisimlərin isə fiziki xassələri həcmdaxili müxtəlif istiqamətlərdə müxtəlif olur.

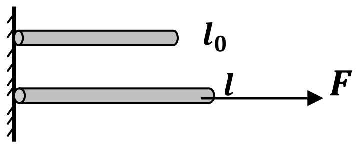
Bütün amorf cisimlər izotrop xassəlidirlər, yəni onların fiziki xassələri istiqamətdən asılı olmur. Başqa sözlə desək, amorf bərk cisimlər bütün istiqamətlərdə eyni fiziki xassəyə malik olurlar.

Kristal bərk cisimlərdən isə həm izotrop, həm də anizotrop xassəli olanları vardır. Yalnız bir kristaldan təşkil olunmuş monokristal bərk cisimlər anizotrop, çoxlu sayda kristallardan təşkil olunmuş polikristal bərk cisimlər isə izotrop xassəli olurlar. Məsələn, bir kristaldan təşkil olunmuş qrafit anizotrop, çoxlu sayda kristallardan təşkil olunmuş dəmir isə amorf cisimlərə oxşar olaraq izotrop xassəlidir.

Bərk cisimlərin deformasiyası. Deformasiya dedikdə bərk cismin həcm və ya formasının dəyişməsi başa düşülür.

Aydındır ki, maye və ya qazlarda baş verən özbaşına deformasiyadan fərqli olaraq, bərk cismin deformasiyası üçün ona müəyyən qüvvə tətbiq etmək lazımdır. Bu halda deformasiya məcburi deformasiya olur, tətbiq olunmuş qüvvə isə deformasiya etdirici qüvvə adlanır.

Bərk cisimlərin deformasiyası mütləq uzanma, nisbi uzanma və mexaniki gərginlik adlanan parametrlərlə xarakterizə olunur. Burada $\boldsymbol{F}$ - deformasiya etdirici qüvvə, $\boldsymbol{l_0}$- materialın başlanğıc, $\boldsymbol{l}$ - isə son uzunluqlarıdır (şəkil 65).



Şəkil 65.

*** Materialın son və başlanğıc uzunluqlarının fərqi mütləq uzanma adlanır** və $\boxed{\Delta \boldsymbol{l} = \boldsymbol{l} - \boldsymbol{l_0}}$ kimi təyin olunur. Uzanma deformasiyası zamanı mütləq uzanma $\Delta\, \boldsymbol{l} > 0$, sıxılma deformasiyası zamanı isə $\Delta\, \boldsymbol{l} < 0$ olur. Ona görə də mütləq uzanmanın modulundan istifadə olunur: $|\Delta l| = |l - l_0|$. BS – də mütləq uzanmanın vahidi $[\Delta \boldsymbol{l}]$ **= 1 m** - dir.

*** Mütləq uzanmanın materialın başlanğıc uzunluğuna nisbəti nisbi uzanma adlanır** və « $\boldsymbol{\varepsilon}$ » (epsilon) ilə işarə olunur: $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\Delta l}{\boldsymbol{l_o}}}$.

Nisbi uzanma vahid başlanğıc uzunluğa düşən mütləq uzanmaya bərabər kəmiyyətdir.

Nisbi uzanmanın vahidi yoxdur (adsız kəmiyyətdir).

*** Deformasiya etdirici qüvvənin materialın en kəsik sahəsinə nisbətinə mexaniki gərginlik deyilir** və «$\boldsymbol{\sigma}$» (siqma) ilə işarə olunur: $\boxed{\boldsymbol{\sigma} = \frac{\mathbf{F}}{\mathbf{S}}}$.

BS – də mexaniki gərginliyin vahidi $[\boldsymbol{\sigma}] = \mathbf{1}\ \frac{\mathbf{N}}{\mathbf{m^2}} = \mathbf{1Pa}$.

Deformasiyanın elastiki və plastiki kimi növləri vardır.

Deformasiya etdirici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim öz həcm və formasını tamamilə bərpa edirsə, deformasiyanın belə növü elastiki, həcm və forma bərpa olunmursa və ya qalıq deformasiya yaranırsa, belə deformasiya plastiki deformasiya olur.

Biz deformasiyanın elastiki növünü öyrənəcəyik.

Elastiki deformasiyanın uzanma (dartılma), sıxılma, əyilmə, burulma və sürüşmə kimi növləri vardır.

Əgər bərk cismin ixtiyari deformasiyası zamanı onun xarici görünüşündə həcm və forma dəyişməsi müşahidə olunursa, daxilində zərrəciklərin biri-birinə nəzərən yerdəyişməsi, yəni onlar arasındakı məsafənin artıb-azalması baş verir.

Məlum olduğu kimi, deformasiya olunmamış maddənin bərk halında zərrəciklər arasında məsafə təqribən onların ölçüləri qədər olur ($\boldsymbol{l \approx d}$) və zərrəciklər arasındakı qarşılıqlı cazibə və itələmə qüvvələri də təqribən bir-birinə bərabər olur ($\boldsymbol{F_{cazib\partial} \approx F_{it\partial l\partial m\partial}}$). Cismin deformasiyası zamanı isə onu təşkil edən zərrəciklər arasındakı məsafə dəyişdiyindən bu qüvvələrdən biri digərindən böyük və ya kiçik olur ki, nəticədə zərrəcikləri əvvəlki vəziyyətinə qaytaran əvəzləyici qüvvə meydana çıxır. Hər iki halda yaranan qüvvə zərrəciklərin yerdəyişməsinin əksinə yönəlmiş olur. Bu qüvvə elastiki qüvvə adlanır və $\boldsymbol{F_{el}}$ ilə işarə olunur.

Bərk cismin ixtiyari deformasiyası zamanı yaranan və cismin zərrəciklərinin yerdəyişməsinin əksinə yönəlmiş qüvvə elastiki qüvvə adlanır.

Bərk cismin deformasiyalarını Huk öyrənmiş və sadə bir asılılıq müəyyənləşdirmişdir. Həmin asılılıq Huk qanunu adlanır.

<u>Huk qanunu.</u> Kiçik deformasiyalarda yaranan mexaniki gərginlik materialın nisbi uzanması ilə düz mütənasibdir : $\boldsymbol{\sigma \sim |\varepsilon|}$.

Bərabərliyə keçsək : $\boxed{\boldsymbol{\sigma = E\,|\varepsilon|}}$ alarıq.

Burada $\boldsymbol{E}$ – mütənasiblik əmsalı olub, Yunq modulu və ya elastiklik modulu adlanır.

Huk qanununun ifadəsindən $\boldsymbol{E = \frac{\sigma}{\varepsilon}}$ alınır. Deməli, Yunq modulu ədədi qiymətcə vahid nisbi uzanmada yaranan mexaniki gərginliyə bərabər olan kəmiyyətdir.

BS - də Yunq odulunun vahidi $[\mathbf{E}] = \frac{[\sigma]}{[\varepsilon]}$ olmalıdır. $\boldsymbol{\varepsilon}$ **-** nun vahidi olmadığından $[\boldsymbol{E}] = [\boldsymbol{\sigma}]$, yəni $[\mathbf{E}] = \mathbf{1}\frac{\mathbf{N}}{\mathbf{m^2}} = \mathbf{1Pa}$ olur**.**

$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{E}\,\boldsymbol{\varepsilon}$ ifadəsində $\boldsymbol{\sigma} = \frac{\mathbf{F}}{\mathbf{S}}$ və $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\Delta \boldsymbol{l}}{\boldsymbol{l_o}}$ olduğunu nəzərə alsaq, elastiki qüvvə üçün $\boxed{\boldsymbol{F_{el}} = \frac{\boldsymbol{E\,S}}{\boldsymbol{l_0}}\Delta l}$ ifadəsini alarıq.

Verilmiş material üçün $\frac{\boldsymbol{E\,S}}{\boldsymbol{l_0}} =$ **const** olur. Bu sabit kəmiyyət «$\boldsymbol{k}$» ilə işarə olunur və materialın sərtliyi adlanır: $\boxed{\boldsymbol{k} = \frac{\boldsymbol{E\,S}}{\boldsymbol{l_0}}}$.

Göründüyü kimi, materialın sərtliyi onun en kəsik sahəsi ilə düz, başlanğıc uzunluğu ilə tərs mütənasib asılı olmaqla bərabər, həm də Yunq modulundan asılı olur. Materialın sərtliyinin həm də onun növündən asılı ola bilməsini nəzərə alsaq, Yunq modulunun - materialın sərtliyinin onun növündən asılılığını göstərən parametr olması fikrini söyləmək olar.

Sərtlik əmsalı üçün qəbul olunmuş ifadəni nəzərə almaqla, elastiki qüvvənin $\boldsymbol{F_{el}} = \frac{\boldsymbol{E\,S}}{\boldsymbol{l_0}}$ düsturunu $\boxed{\boldsymbol{F_{el}} = \boldsymbol{k}\,\Delta\boldsymbol{l}}$ şəklində də yazmaq olar.

Deformasiya zamanı maddəni təşkil edən zərrəciklərin biri-birinə nəzərən yerini dəyişməsini və bu yerdəyişmə böyüdükcə elastiki qüvvənin də böyüdüyünü nəzərə alsaq, onda elastiki qüvvəni $\boxed{\boldsymbol{F_{el}} = -\boldsymbol{k}\,\boldsymbol{x}}$ şəklində də yazmaq olar.

Burada $\boldsymbol{x} -$ zərrəciklərin yerdəyişməsidir (« $-$ » işarəsi elastiki qüvvənin zərrəciklərin yerdəyişməsinin əksinə yönəldiyini göstərir).

Deməli, başqa sözlə, **Huk qanununa əsasən kiçik deformasiyalarda yaranan elastiki qüvvə zərrəciklərin yerdəyişməsi ilə düz mütənasib olur :**

$\boldsymbol{F_{el}} = -\boldsymbol{k}\,\boldsymbol{x}$ ifadəsindən $\boldsymbol{k} = \frac{\boldsymbol{F_{el}}}{\boldsymbol{x}}$ alınır. Əgər $\boldsymbol{x} = \mathbf{1}$ olarsa, onda $k = F_{el}$ olar. Deməli**, sərtlik əmsalı ədədi qiymətcə zərrəciklərin vahid yerdəyişməsi zamanı yaranan elastiki qüvvəyə bərabər olan kəmiyyətdir**.

BS - də sərtlik əmsalının vahidi $[\boldsymbol{k}] = \mathbf{1}\frac{\boldsymbol{N}}{\boldsymbol{m}}$, SQS - də $[\boldsymbol{k}] = \mathbf{1}\frac{\boldsymbol{dn}}{\boldsymbol{sm}}$ -dir.

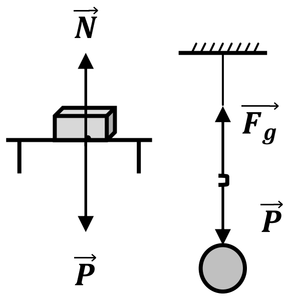
Qeyd edək ki, deformasiya zamanı yaranan elastiki qüvvə həmişə deformasiya etdirici qüvvəyə bərabər olur, yəni material hansı qüvvə ilə deformasiyaya uğrayırsa, onun daxilində həmin qüvvəyə bərabər elastiki qüvvə yaranır. Məsələn, elastiki yay götürüb ondan 1kq kütləli (ağırlıq qüvvəsi $10\ \text{N}$ olan) yük asaq. Ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə bir müddət aşağı hərəkət edən yük nəhayət dayanacaq. Yükün dayanması Nyutonun I qanununa görə ona təsir edən ağırlıq qüvvəsi ilə yayın deformasiyası zamanı onda yaranan elastiki qüvvənin bir-birini kompensasiya etməsi deməkdir. Belə çıxır ki, bu halda yayda $10\ \text{N}$ -a bərabər elastiki qüvvə yaranır. Əgər 1kq kütləli yükü açıb, yaydan $2\ \text{kq}$ kütləli yük (ağırlıq qüvvəsi $20\ \text{N}$ olan) assaq, bu zaman yay daha çox gəriləcək və Huk qanununa əsasən onda yaranan elastiki qüvvə daha böyük olacaq. Yük dayanan anda isə elastiki qüvvə $20\ \text{N}$ olacaq və s.

Dediklərimizdən aydın olur ki, elastiki qüvvəni kompensasiya edən qüvvə cismin ağırlıq qüvvəsidir. Əslində bu iki qüvvə modulca bərabər, istiqamətcə əks olmalarına baxmayaraq, heç vaxt kompensasiya oluna bilməzlər. Bunun səbəbi qüvvələrin müxtəlif cisimlərə tətbiq olunmasıdır. Məlum olduğu kimi, 2 müxtəlif qüvvənin kompensasiya olunması üçün onlar modulca bərabər, istiqamətcə əks olmaqla yanaşı, həm də eyni bir cismə tətbiq olunmalıdır.

Elastiki qüvvənin deformasiya etdirici qüvvəyə bərabər olması faktından aydın olur ki, elastiki qüvvəni kompensasiya edən qüvvə ağırlıq qüvvəsi yox, cismin çəkisidir. Belə ki, həm elastiki qüvvə, həm də cismin çəkisi bu halda eyni bir cismə – yaya tətbiq olunmuşlar.

$\boldsymbol{k = \frac{F_{el}}{x}}$ ifadəsində $F_{el} \sim x$ olduğundan sərtlik əmsalı nə deformasiya etdirici qüvvədən, nə də materialın mütləq uzanmasından asılı olmur.

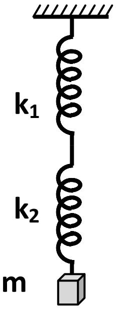
Dayağın sıxılması (deformasiyası) zamanı zamanı onda yaranan elastiki qüvvə dayağın reaksiya qüvvəsi adlanır və $\vec{N}$ ilə işarə olunur. Asqıda yaranan elastiki qüvvə isə asqının gərilmə qüvvəsi adlanır və $\overrightarrow{F_g}$ ilə işarə olunur (şəkil 66).



Şəkil 66.

<u>Yayların birləşdirilməsi.</u>

Yayların ardıcıl birləşdirilməsi. Əgər birinci yayın sonu ikinci yayın başlanğıcına birləşirsə, yayların belə birləşməsi ardıcıl birləşmə adlanır. Fərz edək ki, sərtlikləri $\mathbf{k_1}$ və $\mathbf{k_2}$ olan 2 yay şəkil 67 - də göstərildiyi kimi ardıcıl birləşdirilmişdir. Bu halda belə yaylar sisteminin ümumi sərtliyi $\frac{1}{k'} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}$ şərtindən tapılır və $\boxed{k' = \frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2}}$ -yə bərabər olur.



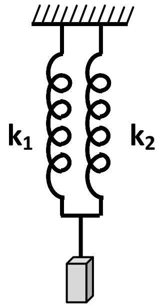
Şəkil 67.

Sərtlikləri eyni olan 2 yayın ardıcıl birləşməsi halında ümumi sərtlik $\boxed{k' = \frac{k}{2}}$, sərtlikləri eyni olan *n* sayda yayın ardıcıl birləşməsi halında isə $\boxed{k' = \frac{k}{n}}$ olacaqdır (bu hallarda $\mathbf{k_1 = k_2 = k_3 = \cdots = k_n = k}$ olması qəbul olunmuşdur).

Deməli, **n** sayda eyni sərtliyə malik yayın ardıcıl birləşməsi halında ümumi sərtliyi tarmaq üçün onlardan birinin sərtliyini yayların sayına bölmək lazımdır.

Yayların paralel birləşdirilməsi. Əgər birinci yayın başlanğıcı ikinci yayın başlanğıcına, sonu isə ikinci yayın sonuna birləşirsə, yayların belə birləşməsi parallel birləşmə adlanır. Fərz edək ki, sərtlikləri $\mathbf{k_1}$ və $\mathbf{k_2}$ olan 2 yay şəkil 68 - də göstərildiyi kimi paralel birləşdirilmişdir. Bu halda belə yaylar sisteminin ümumi sərtliyi $\boxed{k' = k_1 + k_2}$ kimi tapılır.

Sərtlikləri eyni olan **2** yayın paralel birləşməsi halında ümumi sərtlik $\boxed{k' = 2k}$, sərtlikləri eyni olan **n** sayda yayın paralel birləşməsi halında isə $\boxed{k' = nk}$ olacaqdır (bu hallarda $\mathbf{k_1 = k_2 = k_3 = \cdots = k_n = k}$ olması qəbul olunmuşdur).



Şəkil 68.

Deməli, **n** sayda eyni sərtliyə malik yayın paralel birləşməsi halında sistemin ümumi sərtliyi onlardan birinin sərtliyindən **n** dəfə çox olur.

SÜRTÜNMƏ QÜVVƏSİ.

Bir cismin digər cismin səthi üzərində hərəkəti (sürüşməsi və ya diyirlənməsi) zamanı yaranan və hərəkət istiqamətinin əksinə yönəlmiş qüvvə sürtünmə qüvvəsi adlanır.

Sürtünmə qüvvəsinin sürüşmə sürtünmə, diyirlənmə sürtünmə və sükunət sürtünmə qüvvələri kimi növləri vardır.

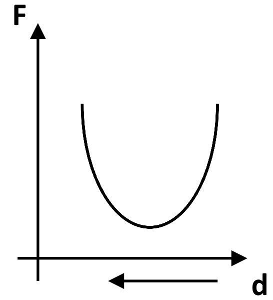
Bir cismi digər cismin səthində sükunətdə saxlayan sürtünmə qüvvəsi sükunət sürtünmə qüvvəsi adlanır.

Sürtünmə qüvvəsinin yaranma səbəbləri:

▲ toxunan səthlərin kələ-kötür olması;

▲ hamar səthlər misalında isə toxunan səthlərin biri-birinə çox yaxın olması hesabına onların zərrəcikləri arasında qarşılıqlı cazibə qüvvəsinin meydana çıxmasıdır.

Toxunan səthlərin kələ-kötürlüyü nə qədər çox olarsa, sürtünmə qüvvəsi də o qədər çox olar. Deməli, səthlərin kələ-kötürlüyünün ölçülərini azaltmaqla, sürtünmə qüvvəsini azaltmaq mümkündür. Həqiqətən də toxunan səthlərin cilalanma (hamarlanma) dərəcəsi artdıqca, yəni səthlərin kələ-kötürlüyünün ölçülərini azaldıqca, onlar arasında mövcud olan sürtünmə qüvvəsi azalır və kələ-kötürlüyün ölçüsünün müəyyən bir qiymətində isə, əksinə, səthlərin kələ-kötürlüyünün ölçülərinin azalması sürtünmə qüvvəsinin artmasına səbəb olur. Buna səbəb hamar səthlər halında toxunan səthlərin zərrəciklərinin biri-birinə çox yaxın olması hesabına onlar arasında qarşılıqlı cazibə qüvvəsinin meydana çıxmasıdır.



Şəkil 69.

Dediklərimiz qrafik formasında şəkil 69 –da göstərilmişdir. Burada **d** səthlərin kələ – kötürlüyünün ölçüsü, **F** isə səthlər arasında yaranan sürtünmə qüvvəsidir.

Sürtünmə qüvvəsi hərəkətin əksinə yönəldiyinə görə ona maneçili törədən qüvvədir. Sürtünmə qüvvəsi həm də hərəkəti yaradan qüvvədir, belə ki, bu qüvvə olmazsa, heç bir mexaniki hərəkət mümkün ola bilməz. Ona görə də hərəkət çətinləşən yerdə sürtünmə qüvvəsini toxunan səthlərin kələ-kötürlüyünü çoxaltmaqla artırırlar. Məsələn, buzun üzərinə qum, duz səpirlər, batmış maşının təkərləri altına daş-kəsək atırlar və s.

Sürtünmə qüvvəsi həm də zərər verən qüvvədir. Sürtünmə qüvvəsinin nəticəsində toxunan səthlərin kələ-kötürləri bir-birini yeyir və nəticədə səthlər nazikləşərək sıradan çıxır. Belə hallarda isə, əksinə, sürtünmə qüvvəsini azaltmaq lazım gəlir.

Sürtünmə qüvvəsinin nələrdən asılı olmasını aydınlaşdırmağa çalışsaq görərik ki:

- sürtünmə qüvvəsi toxunan səthlərin sahəsindən (kələ - kötürlərin sayından) asılıdır;
- sürtünmə qüvvəsi səthlərin kələ – kötürlərinin ölçüsündən asılıdır;
- sürtünmə qüvvəsi həm də cismi səthə sıxan qüvvədən (cismin çəkisindən) asılıdır.

Sonuncu şərtdən sürtünmə qüvvəsi üçün $F_S \sim P$, buradan isə bərabərliyə keçməklə $\boxed{\boldsymbol{F_s = \mu\, P}}$ ifadəsini almış olarıq.

Burada $\boldsymbol{P}$ – cismin çəkisi, $\boldsymbol{\mu}$ isə mütənasiblik əmsalı olub, sürtünmə əmsalı və ya səthin kələ-kötürlük əmsalı adlanır. Bu əmsal toxunan səthlərin kələ-kötürlüyü ilə müəyyən olunur və verilmiş səthlər üçün sabit kəmiyyət olub, cismi səthə sıxan qüvvədən asılı olmur ($\mu = \frac{F_S}{P}$ ifadəsində $F_S \sim P$ - dir).

$\boldsymbol{F_s = \mu\, P}$ ifadəsində cismin çəkisinin yerinə ədədi qiymətcə ona bərabər olan səthin $\boldsymbol{N}$ reaksiya qüvvəsini götürsək, onda sürtünmə qüvvəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{F_s = \mu\, N}}$ və ya $\boldsymbol{P = mg}$ olan hal üçün $\boxed{\boldsymbol{F_s = \mu\, mg}}$ alarıq.

$\boldsymbol{F_s = \mu\, N}$ - dən $\boldsymbol{\mu = \frac{F_s}{N}}$ olar (sürtünmə əmsalı adsız kəmiyyətdir).

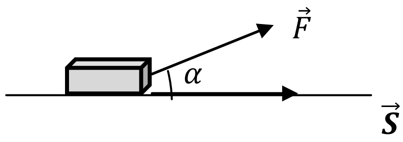
Sürtünmə əmsalı ədədi qiymətcə sürtünmə qüvvəsinin səthin reaksiya qüvvəsinin və ya cismin çəkisinin hansı hissəsini təşkil etməsini göstərir. Məsələn, *μ=0,1* olması sürtünmə qüvvəsinin cismin çəkisinin onda birinə bərabər olmasını deməkdir. Qeyd edək ki, μ sıfırdan böyük, vahiddən isə kiçik qiymətlər alır: ***0<μ<1.***

MEXANİKİ İŞ.

Əgər cismə tətbiq olunmuş qüvvənin təsiri ilə cisim yerini dəyişirsə, bu halda mexaniki iş və ya sadəcə olaraq iş görülür deyilir.

Belə çıxır ki, cismə tətbiq olunmuş qüvvənin təsiri ilə cisim yerini dəyişmirsə və ya cisim heç bir qüvvənin təsiri olmadan yerini dəyişirsə (bu düzxətli bərabərsürətli hərəkət halında mümkündür), belə hallarda iş görülmür. Başqa sözlə desək, işin görülməsi üçün həm qüvvə, həm də yerdəyişmə olmalıdır. Aydındır ki, bu halda görülən iş həm qüvvədən, həm də yerdəyişmədən asılı olmalıdır. İş həmçinin qüvvə ilə yerdəyişmə arasındakı bucağın qiymətindən də asılı olur (şəkil 70):

1. $A \sim F \quad (S = const$ olduqda),
2. $A \sim S \quad (F = const$ olduqda),
3. $A \sim \cos\alpha \ (F = const,$
   $S = const$ olduqda).



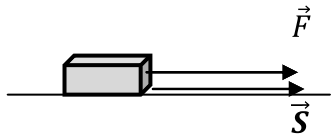
Şəkil 70.

Burada $\boldsymbol{\alpha}$ **-** qüvvə ilə yerdəyişmə arasındakı bucaqdır.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək iş üçün $\boxed{\boldsymbol{A = F \cdot S \cdot cos\alpha}}$ şəklində ifadə almış olarıq .

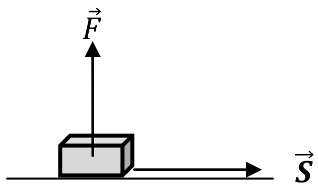
Müxtəlif hallara baxaq:

Fərz edək ki, cisim ona tətbiq olunmuş qüvvə istiqamətində yerini dəyişir (yəni $\alpha = 0° -$ qüvvə ilə yerdəyişmə üst - üstə düşür). Bu halda $\cos 0° = 1$ olduğu üçün $\boxed{\boldsymbol{A = F \cdot S}}$ olur (qüvvənin işi müsbət olur) (şəkil 71).



Şəkil 71.

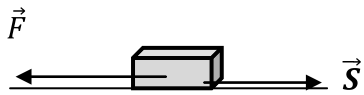
Fərz edək ki, qüvvə yerdəyişməyə perpendikulyardır ($\alpha = 90°$) (şəkil 72). Bu halda $\cos 90° = 0$ olduğu üçün $\boxed{\boldsymbol{A = 0}}$ olur. Deməli, yerdəyişməyə perpendikulyar qüvvə iş görmür.



Şəkil 72

Fərz edək ki, qüvvə yerdəyişmənin əksinə yönəlib ($\alpha = 180°$) (şəkil 73). Bu halda $\cos 180° = -1$ olduğu üçün $\boxed{\boldsymbol{A = -F \cdot S}}$ olur.

Deməli, yerdəyişmənin əksinə yönəlmiş qüvvənin işi mənfidir.



Şəkil 73.

<u>İşin vahidləri:</u> İşin vahidi işin düsturunda qüvvə vahidini yerdəyişmə vahidinə vurmaqla tapılır (törəmə vahiddir): $[A]=[F]\cdot[S]$.

BS – də işin vahidi $[\mathbf{A}]=\mathbf{1N}\ \cdot\mathbf{1m}=\mathbf{1C}$ **(1 Coul),**

SQS - də işin vahidi $[\mathbf{A}]=\mathbf{1dn}\ \cdot\mathbf{1sm}=\mathbf{1erq}$ **-** dir**.**

İşin BS və SQS vahidləri arasında əlaqə tapaq:

$1C=1N\cdot 1m=10^5dn\cdot 10^2sm=10^7\ erq$ və ya $1erq=10^{-7}C$ olar.

Ağırlıq qüvvəsinin işi sərbəst düşən cisim üçün ($\downarrow \boldsymbol{F}\quad \downarrow \boldsymbol{S}$) müsbət, şaquli istiqamətdə yuxarı atılmış cisim üçün ($\downarrow \boldsymbol{F}\quad \uparrow \boldsymbol{S}$) mənfi, üfüqi istiqamətdə hərəkət edən cisim üçün ($\downarrow \boldsymbol{F}\quad \leftrightarrow \boldsymbol{S}$) isə sıfırdır.

Sürtünmə qüvvəsi hərəkətin əksinə yönəldiyindən onun işi həmişə mənfidir. Bu qüvvənin işi müsbət və ya sıfır ola bilməz.

GÜC.

Müxtəlif işlər bir-birindən işin görülmə yeyinliyinə görə fərqlənir. Məsələn, eyni işi bir adam digərinə nisbətən gec, maşın adama nisbətən tez və s. görə bilir. Güc dedikdə işin görülmə yeyinliyini xarakterizə edən parametr başa düşülür.

Güc $\boxed{\boldsymbol{N}=\frac{\boldsymbol{A}}{\boldsymbol{t}}}$ düsturu ilə tapılır, yəni gücü tapmaq üçün işi işin görülmə müddətinə bölmək lazımdır.

Deməli, **güc – vahid zamanda görülən işə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir** ($t=1$ olduqda, $N=A$ olur).

<u>**Gücün vahidlər**</u>i: Gücün vahidləri gücün düsturundan tapılır (törəmə vahiddir). Gücün vahidini tapmaq üçün işin vahidini zaman vahidinə bölmək lazımdır: $[N]=\frac{[A]}{[t]}$. BS - də gücün vahidini $[N]=1\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{san}}=1\mathrm{Vt}$ -dır.

$\boldsymbol{N}=\frac{\boldsymbol{A}}{\boldsymbol{t}}$ ifadəsində $A=FS$ yazsaq, onda $\boldsymbol{N}=\frac{\boldsymbol{FS}}{\boldsymbol{t}}$ alarıq. Əgər cismə tətbiq olunmuş qüvvənin təsiri ilə cisim düzxətli bərabərsürətli hərəkət edirsə, $\frac{S}{t}=v$ olar. Onda güc üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{N}=\boldsymbol{Fv}}$ ifadəsini alarıq**.**

Əgər bu ifadəni hansısa mühərrikə tətbiq etmiş olsaq, onda $\boldsymbol{N}$ -

mühərrikin gücü, $\boldsymbol{F}$–mühərrikin dartı qüvvəsi, $\boldsymbol{v}$ - isə mühərrikin təkərə verdiyi sürət olar.

Sonuncu ifadədən $v = \frac{N}{F}$ alınır. Deməli, $F = const$ olduqda, $v \sim N$, $N = const$ olduqda isə $v \sim \frac{1}{F}$ olur.

Gücün düsturundan $\boldsymbol{A = Nt}$ alınır ki, buradan da BS - də iş üçün **[*A*] = *1Vt·san*** kimi digər bir vahid alınır. Deməli, **1C** həm də **1Vt·san** -yə bərabərdir: **1C = 1Vt·san.**

İŞ VƏ CİSMİN HƏRƏKƏT SÜRƏTİNİN DƏYİŞMƏSİ ARASINDA ƏLAQƏ.

Məlum olduğu kimi, xüsusi halda , yəni $\alpha = 0^{\circ}$ olduqda, iş $\boldsymbol{A = FS}$ kimi hesablanır. Bu ifadədə $S = \frac{v^2 - v_0^2}{2a}$ və $F = ma$ olduğunu nəzərə alsaq, onda iş üçün $\boxed{\boldsymbol{A = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2}}}$ alarıq.

Göründüyü kimi, iş hansısa fiziki kəmiyyətin dəyişməsinə bərabər olur. Bildiyimiz kimi, iş enerjirinin hesabına görülür və iş görülərkən enerji sərf olunur (enerji dəyişir). Deməli, bu dəyişən kəmiyyət enerji olmalıdır. Həmin kəmiyyət kinetik enerji adlanır və $\boldsymbol{E_k}$ ilə işarə olunur. Onda $\boxed{\boldsymbol{E_k = \frac{mv^2}{2}}}$ şərtini nəzərə alsaq, iş üçün $\boxed{\boldsymbol{A = E_{k2} - E_{k1}}}$ alarıq.

Belə çıxır ki, **iş - kinetik enerjinin dəyişməsinə bərabər olur** (***kinetik enerji haqqında teorem***).

Kinetik enerji ilə impuls arasında əlaqə tapaq. Məlum olduğu kimi, cismin kütləsinin sürətinə hasili ($\boxed{\boldsymbol{P = mv}}$) cismin impulsu adlanır. Bu halda kinetik enerji üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{E_k = \frac{Pv}{2}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{E_k = \frac{P^2}{2m}}}$ ifadələrini alarıq.

Kinetik enerjinin sonuncui ifadələrindən aydın olur ki, o, cismin kütləsindən xətti ($\boldsymbol{v = const}$ olduqda), sürətindən və impulsundan isə kvadratik ($\boldsymbol{m = const}$ olduqda) asılıdır.

Müxtəlif hallara baxaq:

1. Fərz edək ki, qüvvə müsbət iş görür, yəni qüvvənin istiqaməti yerdəyişmə ilə üst - üstə düşür ($\rightarrow F$, $\rightarrow S$). Bu halda, $\boldsymbol{A} > 0$ olduğundan $E_{k2} - E_{k1} > 0$ olur. Buradan isə $E_{k2} > E_{k1}$ və ya $v_2 > v_1$ alarıq.

Belə məlum olur ki, müsbət iş görən qüvvə cismin hərəkət sürətini artırır.

2. İndi də fərz edək ki, qüvvə mənfi iş görür, yəni qüvvənin istiqaməti yerdəyişmənin əksinə yönəlmişdir ($\rightarrow F$, $\leftarrow S$). Bu halda, $\boldsymbol{A} < 0$. olduğundan $E_{k2} - E_{k1} < 0$ olar Buradan isə $E_{k2} < E_{k1}$ və ya $v_2 < v_1$ alarıq.

Deməli, **mənfi iş görən qüvvə cismin hərəkət sürətini azaldır**. Məsələn, sürtünmə qüvvəsinin işi həmişə mənfi olduğundan bu qüvvənin təsiri cismin hərəkət sürətinin azalmasına səbəb olur.

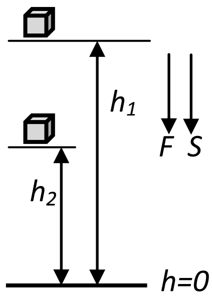
3. Qüvvənin iş görə bilmədiyi halda isə ($\leftrightarrow$ F, $\updownarrow$ S) $\boldsymbol{A = 0}$ ifadəsindən $E_{k2} - E_{k1} = 0$, buradan isə $E_{k2} = E_{k1}$ alınır. Deməli, **iş görə bilməyən qüvvə cismin hərəkət sürətini dəyişdirə bilmir**. Daha dəqiq desək, bu halda cismin sürətinin ədədi qiyməti dəyişmir (istiqaməti isə dəyişə bilir).

AĞIRLIQ QÜVVƏSİNİN İŞİ.

Fərz edək ki, ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə **m** kütləli cisim $\mathbf{h_1}$ hündürlüyündən $\mathbf{h_2}$ hündürlüyünə düşür (şəkil 74). Bu zaman görülən işi hesablayaq. Yerdəyişmə və qüvvə eyni istiqamətdə olduğundan ($\alpha = 0^\circ$) iş sadə $A = FS$ düsturu ilə hesablanmalıdır. Onda $F = mg$ və $S = h_1 - h_2$ olduğunu nəzərə almaqla iş üçün $A = mg\,(h_1 - h_2) = mgh_1 - mgh_2$ alınar. Bunu isə $\boxed{A = -\,(mgh_2 - mgh_1)}$ kimi yazmaq olar.

Görünür ki, bu halda iş mənfi işarə ilə digər bir kəmiyyətin dəyişməsinə bərabər olur. Aydındır ki, bu kəmiyyət də enerji olmalıdır. Belə ki, iş həmişə enerjinin dəyişməsinə bərabər olur. Həmin kəmiyyət $\boxed{E_p = mgh}$ ilə işarə olunur və cismin potensial enerjisi adlanır.

İşarələməni nəzərə alsaq, iş üçün $\boxed{\mathbf{A = -\,(E_{p2} - E_{p1})}}$ alarıq.



Şəkil 74.

Belə çıxır ki, **iş - mənfi işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabər olur.**

Müxtəlif hallara baxaq:

1. Fərz edək ki, qüvvə müsbət iş görür, yəni qüvvənin istiqaməti yerdəyişmə ilə üst - üstə düşür ($\rightarrow F$, $\rightarrow S$). Bu halda, $\boldsymbol{A} > 0$ olduğundan $E_{p2} - E_{p1} < 0$ olur. Buradan isə $E_{p2} < E_{p1}$ alınır. Belə çıxır ki, **qüvvə müsbət iş görən zaman cismin potensial enerjisi azalır.**

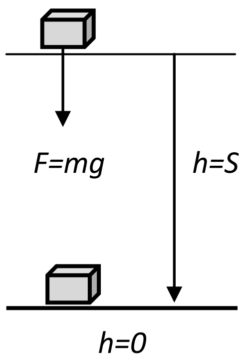
2. İndi də qüvvənin mənfi iş gördüyü hala baxaq. Aydındır ki, bu halda qüvvənin istiqaməti yerdəyişmənin əksinə yönəlməlidir ($\rightarrow F$, $\leftarrow S$). Bu halda, $\boldsymbol{A} < 0$ olduğundan $E_{p2} - E_{p1} > 0$ olur. Buradan isə $E_{p2} > E_{p1}$ alarıq.

Deməli, qüvvə mənfi iş görən zaman cismin potensial enerjisi artır.

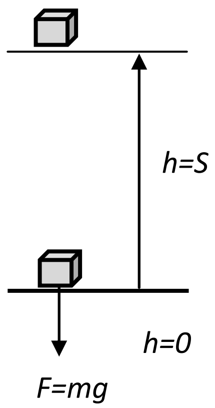
3. Qüvvənin iş görə bilmədiyi halında isə ($\leftrightarrow$ F, $\updownarrow$ S) $\boldsymbol{A = 0}$ ifadəsindən $E_{p2} - E_{p1} = 0$, buradan isə $E_{p2} = E_{p1}$ alınır. Deməli, **iş görülməyən halda potensial enerji dəyişmir.**

İndi də fərz edək ki, cisim ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə hər hansı ***h*** hündürlüyündən Yerin səthinə düşür (şəkil 75). Bu halda *F=mg* və *S=h* olduğundan, ağırlıq qüvvəsinin işi üçün ***A = mgh*** alarıq.

Cismi Yerin səthindən hər hansı ***h*** hündürlüyünə qaldırdıqda isə (şəkil 76) ağırlıq qüvvəsinin işi ($\alpha = 180°$) ***A = - mgh*** olur.



Şəkil 75.

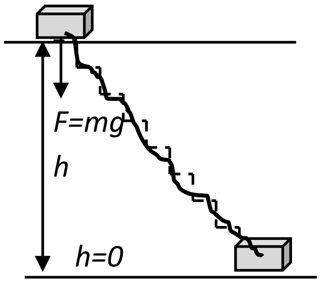


Şəkil 76.

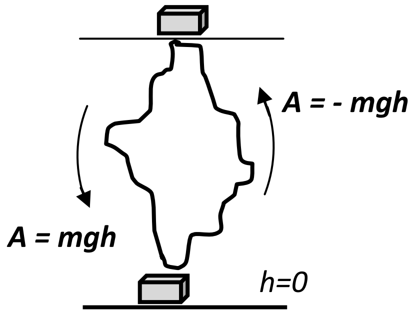
Cismin ***h*** hündürlüyündən Yerin səthinə şaquli istiqamətdə yox, hər hansı əyrixətli trayektoriya üzrə düşməsi zamanı da iş ***A = mgh*** kimi təyin ediləcək.

Belə ki, əyrixətli trayektoriyanı şaquli və üfüqi xətlərlə əvəz etsək və nəzərə alsaq ki, üfüqi xətlər boyunca yerdəyişmə ağırlıq qüvvəsinə perpendikulyar olduğundan bu xəttlər boyunca görülən işlər sıfıra bərabərdir, onda yalnız şaquli xəttlər boyunca işlər qalacaq ki, onların da cəmi $A = mgh$ verəcək (şəkil 77).

Trayektoriyanı qeyd etdiyimiz qayda üzrə üfüqi və şaquli xətlərə bölməklə göstərə bilərik ki, cismin şəkil 78 - də göstərilən qapalı trayektoriya boyunca hərəkəti zamanı görülən iş sıfıra bərabər olur: $A = mgh + (- mgh) = 0$.



Şəkil 77.



Şəkil 78.

Belə məlum olur ki, **ağırlıq qüvvəsinin işi trayektoriyanın formasından asılı deyil və qapalı trayektoriya boyunca agırlıq qüvvəsinin gördüyü iş sıfıra bərabərdir (*Ağırlıq qüvvəsinin işinin əsas xüsusiyyələri*).**

Belə xüsusiyyətlərə malik sahələr potensiallı sahələr adlanır. Deməli, qravitasiya sahəsi potensiallı sahədir.

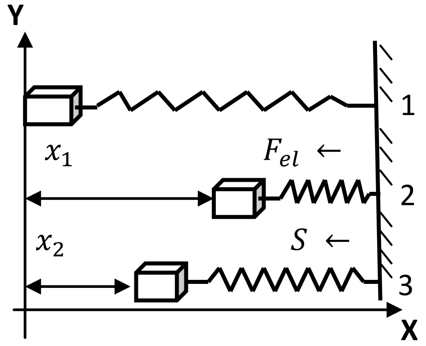
TAM ENERJİNİN SAXLANMASI QANUNU.

İşin, bir tərəfdən $\mathbf{A} = \boldsymbol{E_{k2}} - \boldsymbol{E_{k1}}$, digər tərəfdən isə $\mathbf{A} = -(\boldsymbol{E_{p2}} - \boldsymbol{E_{p1}})$ olduğunu nəzərə almaqla, bu iki ifadədən $\boldsymbol{E_{k2}} - \boldsymbol{E_{k1}} = -(\boldsymbol{E_{p2}} - \boldsymbol{E_{p1}})$ alınır. Buradan isə $\boxed{\boldsymbol{E_{k2}} + \boldsymbol{E_{p2}} = \boldsymbol{E_{k1}} + \boldsymbol{E_{p1}}}$ alınır. Kinetik və potensial enerjilərin cəminin tam enerji olduğunu nəzərə almaqla, sonuncu ifadəni $\boxed{E_2 = E_1}$ kimi yazmaq olar ki, bu da fizikanın ən fundamental qanunlarından biri olan tam enerjinin saxlanması qanunudur.

ELASTİKİ QÜVVƏNİN GÖRDÜYÜ İŞ.

1 başlanğıc vəziyyətində olan elastiki yaya bağlanmış cisim götürək (şəkil 79). Yayı $\boldsymbol{x_1}$ qədər deformasiya edək (**2** vəziyyəti). Bu halda yayda **F = - kx$_1$** qədər elastiki qüvvə yaranacaq ki, bu qüvvənin də təsiri altında cisim S qədər yerini dəyişəcək (**3** vəziyyəti).

Elastiki qüvvənin təsiri altında cismin yayın $\boldsymbol{x_1}$ deformasiyasından $\boldsymbol{x_2}$ deformasiyasına qədər yerdəyişməsi zamanı görülən işi hesablayaq.



Şəkil 79.

Bu halda $\alpha = 0°$ olduğundan iş sadə $A = FS$ düsturu ilə hesablanacaq. Huk qanununa əsasən elastiki qüvvənin x deformasiyasından asılılığını nəzərə alsaq, cismin 2 vəziyyətində bu qüvvənin maksimum, 3 vəziyyətində isə minimum olduğunu görərik. Ona görə də işi hesablamaq üçün bu qüvvənin orta qiymətindən istifadə olunur.

Bu halda $F_{or} = \frac{F_1+F_2}{2} = \frac{kx_1+kx_2}{2} = \frac{k}{2}(x_1 + x_2)$ olar .

Yaya bağlanmış cismin yerdəyişməsi S = $(x_1 - x_2)$ olduğundan, elastiki qüvvənin işini bu qüvvənin orta qiyməti ilə yerdəyişmənin hasili $(A = F_{or} \cdot S)$ kimi tapsaq,

$$A = \frac{k}{2}(x_1 + x_2)(x_1 - x_2) = \left\{\frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2}\right\} = -\left\{\frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2}\right\}$$ alarıq.

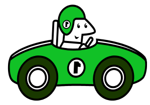
Bildiyimiz kimi, iş mənfi işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabər olur. Deməli, aldığımız $\boxed{E_p = \frac{kx^2}{2}}$ ifadəsi potensial enerjiyə uyğun gəlməlidir.

Daha dəqiq desək, bu ifadə sıxılmış və ya dartılmış (elastiki deformasiya olunmuş) yayın potensial enerjisi olur. Elastiki deformasiya olunmuş yayın potensial enerjisini həm də $\boxed{E_p = \frac{Fx}{2}}$ və ya $\boxed{E_p = \frac{F^2}{2k}}$ kimi də azmaq olar.

SÜRTÜNMƏ QÜVVƏSİNİN İŞİ.

Sürtünmə qüvvəsi hərəkətin əksinə yönəldiyindən (şəkil 80), aydındır ki, bu qüvvənin işi həmişə mənfi olmalıdır : $\mathbf{A} < 0$.

Onda kinetik enerji haqqında teoremə əsasən sürtünmə qüvvəsinin işi kinetik enerjinin dəyişməsinə bərabər olacaq $(\mathrm{A} = \mathrm{E_{k2}} - \mathrm{E_{k1}})$.

$\leftarrow F_s$  $\rightarrow v$

Şəkil 80.

$\mathbf{A} < 0$ olduğunu nəzərə alsaq, onda $\mathrm{E_{k2}} - \mathrm{E_{k1}} < 0$ olmalıdır. Buradan isə $\mathrm{E_{k2}} < \mathrm{E_{k1}}$ və ya $v_2 < v_1$ olması aydın olur.

Deməli, cismə sürtünmə qüvvəsinin təsir etməsi, onun hərəkət sürətinin azalmasına, başqa sözlə desək, cismin yavaşıyan hərəkət etməsinə səbəb olmalıdır.

QÜVVƏ VƏ İMPULS.

Nyutonun II qanununun ifadəsində təcilin düsturunu yerinə yazsaq, onda $\boldsymbol{F = ma = m\,\frac{v - v_o}{t}}$ alarıq. Buradan isə $\boldsymbol{Ft = m(v - v_o)}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{Ft = mv - mv_o}}$ alınar.

$\boldsymbol{mv}$ hasili $\boldsymbol{P}$ ilə işarə olunur və cismin impulsu və ya kütlə impulsu (bəzən də hərəkət miqdarı) adlanır.

Deməli, cismin impulsu onun kütləsi ilə sürətinin hasilinə bərabərdir.

Sürət vektorial, kütlə isə skalyar kəmiyyət olduğundan onların hasili də vektorial kəmiyyət olmalıdır və bu vektorun istiqaməti sürət vektoru ilə üst- üstə düşməlidir (kütlə müsbət skalyar kəmiyyətdir): $\boldsymbol{\vec{P} = m\vec{v}}$

Göründüyü kimi, impulsun vahidi kütlə vahidi ilə sürət vahidinin hasilinə bərabər olmalıdır: $[P] = [m] \cdot [v]$. Ona görə də BS - də impulsun vahidi $[P] = 1\,kq \cdot 1\frac{m}{san} = 1\frac{kq\,m}{san}$, SQS - də isə $[P] = 1\,q \cdot 1\frac{sm}{san} = 1\frac{q\,sm}{san}$ olur.

$P = mv$ şərtini nəzərə almaqla, aldığımız $Ft = mv - mv_o$ ifadəsini $\boxed{\boldsymbol{Ft = P - P_o}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{Ft = \Delta P}}$ şəklində də yazmaq olar.

Aldığımız İfadələrdə $\boldsymbol{Ft}$ hasili isə qüvvə impulsu adlanır.

Deməli, qüvvə impulsu qüvvə ilə qüvvənin təsir müddətinin hasilinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

BS - də $[Ft] = 1\,N \cdot 1san = 1Nsan$ və ya $[Ft] = 1\,kq\frac{m}{san}$ -dır.

$\boldsymbol{Ft = \Delta P}$ ifadəsinə görə **qüvvə impulsu kütlə impulsunun dəyişməsinə bərabər olur (Nyutonun II qanunu).**

Bu ifadədən $\boxed{\boldsymbol{F = \frac{\Delta P}{t}}}$ alınır ki, bu da, **qüvvənin - vahid zamanda impuls dəyişməsinə bərabər kəmiyyət olduğunu göstərir.**

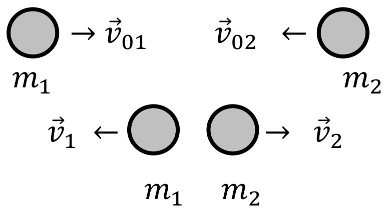
İmpulsun saxlanması qanunu.

Fərz edək ki, kütlələri m_1 və m_2, başlanğıc sürətləri isə, uyğun olaraq, $\vec{v}_{01}$ və $\vec{v}_{02}$ olan iki cismin qarşılıqlı təsirdən sonra sürətləri $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ olmuşdur (şəkil 81). Onda Nyutonun III qanununa görə qarşılıqlı təsir zamanı $\vec{F}_1 = -\,\vec{F}_2$ olduğundan,

$m_1\vec{a}_1$ = - $m_2\vec{a}_2$ və ya

$$m_1\frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_{01}}{t_1} = -\,m_2\frac{\vec{v}_2 - \vec{v}_{02}}{t_2}$$

alınar.



Şəkil 81.

Qarşılıqlı təsir müddətlərinin eyni olduğunu nəzərə alsaq, bu ifadədə $m_1\vec{v}_{01} = -m_2\,\vec{v}_2 + m_2\,\vec{v}_{02}$ alarıq.

Qarşılıqlı təsirdən əvvəlki impulsları bərabərliyin bir tərəfinə, qarşılıqlı təsirdən sonrakı impulsları isə bərabərliyin o biri tərəfinə keçirsək, onda

$\boxed{\boldsymbol{m_1\vec{v}_{01} + m_2\,\vec{v}_{02} = m_1\vec{v}_1 + m_2\,\vec{v}_2}}$ formasında ifadə alarıq.

İfadədən aydın olur ki, **qarşılıqlı təsirdən əvvəlki impulsların cəmi, qarşılıqlı təsirdən sonrakı impulsların cəminə bərabər olur.**

Qeyd edək ki, impuls vektorial kəmiyyət olduğundan onlar həndəsi toplanırlar (yəni onlar istiqamətləri nəzərə alınmaqla toplanırlar).

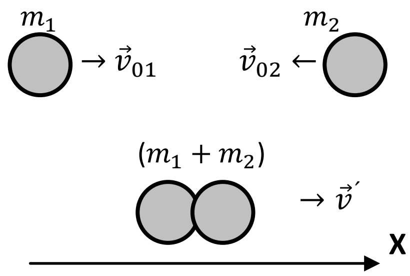
İfadəni çıxararkən biz Nyutonun III qanunundan istifadə etdik. Nəzərə alsaq ki, bu qanun qapalı sistemlər üçün doğrudur, onda impulsun saxlanması qanununun da qapalı sistemlər üçün doğru olması fikrini söyləmək olar.

Deməli, aldığımız ifadəyə görə **qapalı sistem təşkil edən cisimlərin istənilən qarşılıqlı təsiri zamanı onların impulslarının həndəsi cəmi sabit qalır (impulsun saxlanması qanunu)**.

Elastiki və qeyri elastiki toqquşma. Cisimlərin elastiki toqquşması zamanı onların deformasiyası tam bərpa olunur və mexaniki enerji itkisi olmur. Ona görə də belə toqquşma zamanı həm tam mexaniki enerjinin, həm də impulsun saxlanması qanunu ödənilir.

Qeyri – elastiki toqquşma zamanı isə cisimlərin deformasiyası bərpa olunmur və onlar toqquşmadan sonra birləşərək bir cisim kimi hərəkət edirlər. Bu zaman toqquşan cisimlərin kinetik enerjilərinin bir hissəsi onların daxili enerjisinə çevrildiyindən sistemin tam mexaniki enerjisi saxlanılmır, lakin bu halda da impulsun saxlanması qanunu ödənilir. Ona görə də toqquşmanın bu növü yalnız impulsun saxlanması qanunundan istifadə edilməklə öyrənilir.

Fərz edək ki, kütlələri m_1 və m_2, başlanğıc sürətləri isə, uyğun olaraq, $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ olan iki cisim qarşı - qarşıya hərəkət edir. Toqquşma qeyri - elastiki olduğundan toqquşmadan sonra cisimlər birləşərək eyni sürətlə ($\vec{v}'$) bir cisim kimi hərəkət edəcəklər (şəkil 82). Bu zaman İmpulsun saxlanması qanununa görə $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{v}'$ olar.



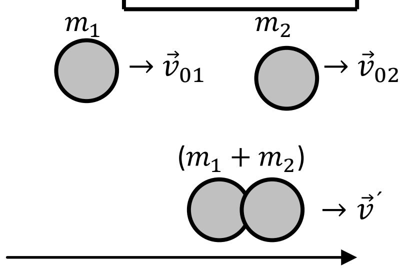
Şəkil 82.

Vektorların seçilmiş X oxu üzrə proyeksiyalarını tapsaq,

m_1v_1 -$m_2v_2 = (m_1 + m_2)v'$ alınar.

Buradan isə toqquşmadan sonrakı sürət üçün $\boxed{v' = \frac{m_1v_1 - m_2v_2}{m_1+m_2}}$ alınar.

Toqquşmaya qədər eyni istiqamətdə hərəkət edən cisimlərin qeyri - elastiki toqquşması üçün də eyni qayda ilə toqquşmadan sonrakı sürət üçün $\boxed{v' = \frac{m_1v_1 + m_2v_2}{m_1+m_2}}$ ifadəsini almış olarıq (şəkil 83).

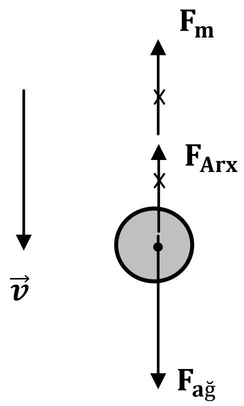


Şəkil 83.

<u>Reaktiv hərəkət</u>. İmpulsun saxlanma qanunundan alınır ki, əgər sükunətdə olan cismin bir hissəsi ondan qopub ayrılırsa, geridə qalan hissəsi əks istiqamətdə hərəkətə başlamalıdır. Bu hərəkət geriyətəpmə və ya reaktiv hərəkət adlanır. Reaktiv mərmilərin, reaktiv təyyarələrin, kosmik gəmilərin hərəkəti reaktiv hərəkətə misaldır.

AĞIRLIQ QÜVVƏSİNİN TƏSİRİ ALTINDA HƏRƏKƏT.

Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında dörd hərəkət növü mümkündür. Bu hərəkətlərlə ayrı-ayrılıqda tanış olmamışdan əvvəl yalnız ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında baş verən hərəkətlərin xüsusiyyətləri ilə tanış olaq. Məlum olduğu kimi, havada hərəkət edən cismə ağırlıq qüvvəsi ilə yanaşı, həm havanın müqavimət qüvvəsi, həm də Arximed qüvvəsi təsir edir. Havada yerləşmiş və ya havada hərəkət edən **cismə** təsir edən Arximed qüvvəsi çox kiçik olduğu üçün əksər hallarda bu qüvvə nəzərə alınmır (şəkil 84).



Şəkil 84.

Havada hərəkət edən axıcı formada (damcı formasında) olan bərk cisim üçün isə Havanın müqavimət qüvvəsi də çox kiçik olduğundan, onu da nəzərə almamaq mümkündür. Ona görə də axıcı formada olan bərk cismin havada hərəkətini havasız mühitdə hərəkət kimi, yəni yalnız ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında hərəkət kimi qəbul etmək olar.

1. Cisim şaquli istiqamətdə aşağı hərəkət edir (sərbəst düşür).

Yuxarıda deyilənləri nəzərə alsaq, bu hərəkəti ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında « $\mathbf{g}$ » təcili ilə aşağıya doğru bərabəryeyinləşən hərəkət kimi qəbul etmək olar. Onda bu hərəkətə aid olan düsturları çıxarmaq üçün bərabəryeyinləşən hərəkətin düsturlarında «$\boldsymbol{a}$» -nı « $\mathbf{g}$ » ilə, « $\boldsymbol{S}$ » -i isə «$\boldsymbol{h}$» ilə əvəz etmək lazımdır.

Bu halda sürət üçün $\boxed{\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v_o} + \mathbf{g}\boldsymbol{t}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{v} = \mathbf{g}\boldsymbol{t}}$ ($v_o = 0$ olduqda), yerdəyişmə üçün isə $\boxed{h = v_0t + \frac{gt^2}{2}}$ və ya $\boxed{h = \frac{gt^2}{2}}$ ($v_o = 0$ olduqda) kimi ifadələr alarıq.

Bu hərəkətdə zaman daxil olmayan yerdəyişmə düsturu isə $\boxed{h = \frac{v^2 - v_0^2}{2g}}$ kimi olacaqdır.

Cismin sərbəst düşməsi zamanı isə ($v_0 = 0$) $\boxed{h = \frac{v^2}{2g}}$ olar. Buradan isə $\boxed{v = \sqrt{2gh}}$ alınar.

Cismin sərbəst düşməsi zamanı hərəkətə sərf olunan zamanı sürət düsturundan $\boxed{t = \frac{v}{g}}$ kimi, yerdəyişmə düsturundan isə $\boxed{t = \sqrt{\frac{2h}{g}}}$ kimi tapmaq olar.

2. Cisim şaquli istiqamətdə yuxarı atılmışdır.

Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında baş verən bu hərəkət «**-g**» təcilli, yəni bərabəryavaşıyan hərəkət olduğundan bu hərəkətdə sürət $\boxed{v = v_o - gt}$, yerdəyişmə isə $\boxed{h = v_0t - \frac{gt^2}{2}}$ düsturları ilə müəyyən ediləcəkdir.

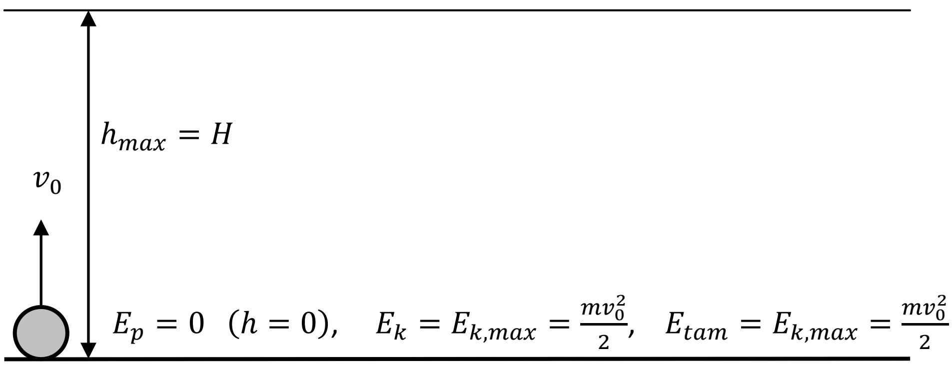
Aydındır ki, bu hərəkətdə $v_o = 0$ ola bilməz, lakin cismin maksimal qalxma hündürlüyündə son sürət sıfır olduğundan ($v = 0$) zaman daxil olmayan yerdəyişmə düsturundan maksimal qalxma hündürlüyü üçün $\boxed{H = \frac{v_0^2}{2g}}$ şəklində, sürət düsturundan isə maksimal hündürlüyə qalxma müddəti üçün $\boxed{t = \frac{v_0}{g}}$ şəklində ifadələr almış olarıq.

Şaquli istiqamətdə yuxarı atılmış cisim maksimal hündürlüyə çatdıqdan sonra geriyə – Yerə tərəf hərəkət etdiyindən bu hərəkətdə ümumi uçuş müddəti $\boxed{t = \frac{2v_0}{g}}$ olar (cismə yalnız ağırlıq qüvvəsi təsir edən halda yuxarıya qalxma müddəti aşağı enmə müddətinə bərabər olur).

Yuxarıya doğru hərəkət yavaşıyan hərəkət olduğundan bu hərəkətdə atılma anında cismin sürəti (başlanğıc sürəti) və kinetik enerjisi maksimal, potensial enerjisi isə atılma anında ($h = 0$ olduğundan) minimal (sıfır) olur.

Maksimal qalxma hündürlüyündə isə, əksinə, potensial maksimum, kinetik isə sıfır olur (son sürət sıfır olduğu üçün). Ona görə də tam enerji bir halda kinetik enerjinin maksimumuna, digər halda isə potensial enerjinin maksimumuna bərabər olur (şəkil 85):

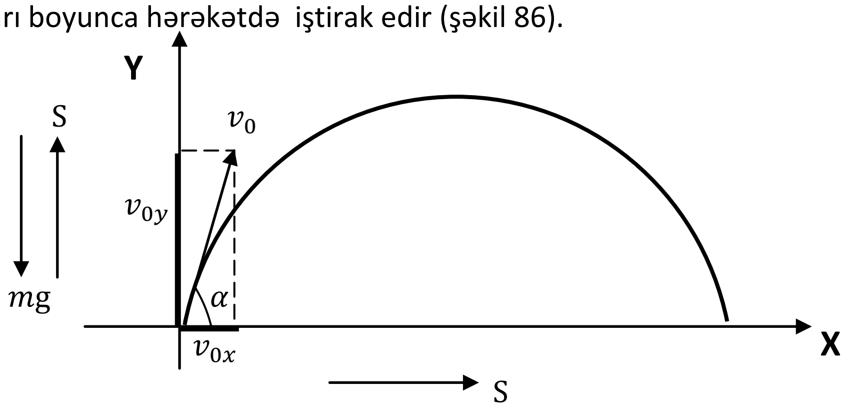
$$E_k = 0 \ (v = 0), \quad E_p = E_{p,max} = mgh_{max} = mgH, \quad E_{tam} = E_{p,max} = mgH$$



Şəkil 85.

3. Cisim başlanğıc sürəti üfüqlə müəyyən bucaq əmələ gətirmək şərti ilə atılmışdır.

Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında baş verən bu hərəkət nisbətən mürəkkəb hərəkətdir. Belə ki, bu zaman cisim eyni zamanda iki hərəkətdə – həm **X**, həm də **Y** oxları boyunca hərəkətdə iştirak edir (şəkil 86).



Şəkil 86.

Əvvəlcə oxlar üzrə hərəkətlərin xarakterini müəyyənləşdirək. Bunun üçün v_0 başlanğıc sürətinin hər iki ox üzrə proyeksiyasını tapaq. Şəkildən göründüyü kimi, $\sin\alpha = \frac{v_{0y}}{v_0}$, $\cos\alpha = \frac{v_{0x}}{v_0}$ -dır. Buradan $v_{0y} = v_0 \sin\alpha$, $v_{0x} = v_0 \cos\alpha$ alınar (v_{0y} - sürətin şaquli, v_{0x} isə sürətin üfüqi toplananıdır).

Ağırlıq qüvvəsi **X** oxu üzrə hərəkətə perpendikulyar olduğundan bu ox üzrə iş görmür (A=0) . İşin sıfır olmasından kinetik enerjinin dəyişməsinin sıfır olması ($\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = 0$) və ya $\frac{mv_2^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2}$ olması, buradan isə $v_1 = v_2$ olması alınır.

Deməli, kinetik enerji haqqında teoremə əsasən bu hərəkətdə **X** oxu boyunca cismin sürəti dəyişmir, yəni cisim **X** oxu boyunca bərabərsürətli hərəkət edir ($v_{0x} = const$). Başqa sözlə desək, **X** oxu boyunca yerdəyişməyə perpendikulyar olan ağırlıq qüvvəsi cismin hərəkət sürətinin ədədi qiymətini dəyişdirə bilmir. Bu halda ağırlıq qüvvəsi cismin hərəkət sürətinin istiqamətini dəyişdirərək, onu parabola əyrisi üzrə hərəkət etməyə məcbur edir.

Ağırlıq qüvvəsi **Y** oxu boyunca maksimal qalxma hündürlüyünə qədər hərəkətin əksinə yönəldiyindən bu ox üzrə gördüyü iş mənfi olur. Bu halda $\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} < 0$ olmalıdır. Buradan isə $\frac{mv_2^2}{2} < \frac{mv_1^2}{2}$ və ya $v_2 < v_1$ alınır.

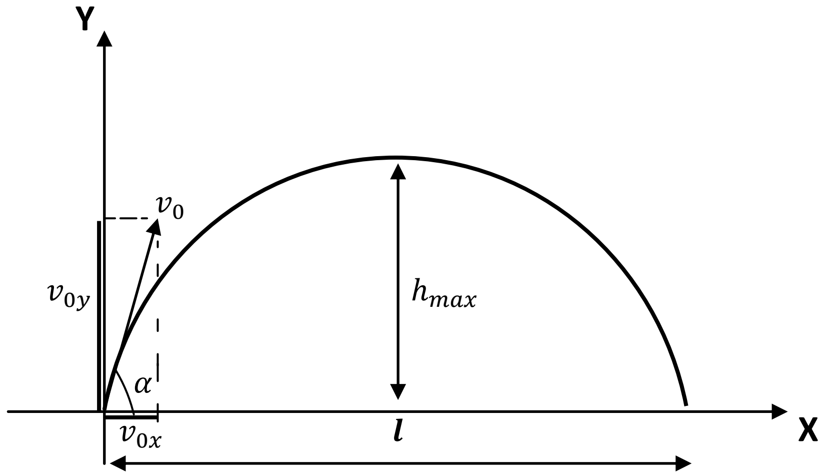
Maksimal qalxma hündürlüyündən sonrakı hərəkət isə bərabəryeyinləşən olur (ağırlıq qüvvəsi ilə yerdəyişmə üst-üstə düşdüyündən).

Dediklərimizdən aydın olur ki, əgər cismin **X** oxu boyunca hərəkəti bərabərsürətlidirsə, **Y** oxu boyunca hərəkəti maksimal qalxma hündürlüyünə qədər bərabəryavaşıyan, maksimal qalxma hündürlüyündən sonra isə bərabəryeyinləşəndir.

Bu hərəkət $\boldsymbol{l}$ - uçuş məsafəsi, $\boldsymbol{t}$ – uçuş müddəti və h_{max} – maksimal qalxma hündürlüyü kimi parametrlərlə xarakterizə olunur (şəkil 87).

X oxu boyunca cisim v_{0x} sürəti ilə hərəkət etdiyindən və bu ox boyunca hərəkət bərabərsürətli olduğundan uçuş məsafəsi üçün $l = v_{0x}t$ və ya $l = v_0 \cos\alpha \cdot t$ **(1)** alarıq.

Y oxu boyunca cisim v_{0y} sürəti ilə hərəkət etdiyindən və bu hərəkətin maksimal qalxma hündürlüyünə qədər bərabəryavaşıyan olduğunu nəzərə alsaq,



Şəkil 87.

onda bu ox boyunca $h = v_{0y}t - \frac{gt^2}{2}$ və ya $h = v_0 \sin\alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2}$ **(2)** alınar.

Bu hərəkəti xarakterizə edən parametrlər (1) və (2) tənliklərinin birgə həllindən tapılır. Uçuşun sonunda $h = 0$ olduğundan (2) tənliyindən $v_0 \sin\alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} = 0$, buradan isə $t\left(v_0 \sin\alpha - \frac{gt}{2}\right) = 0$ alınar. Bu tənliyi həll etməklə uçuşun başlanğıcı üçün $t_1 = 0$, uçuşun sonu üçün isə, başqa sözlə desək, uçuş müddəti üçün $\boxed{\boldsymbol{t = \frac{2v_0 \sin\alpha\cdot}{g}}}$ alarıq.

Uçuş müddəti üçün aldığımız bu ifadəni (1) tənliyində yerinə yazsaq, onda uçuş məsafəsi üçün də düstur çıxarmış olarıq:

$$l = v_0 \cos\alpha \cdot \frac{2v_0 \sin\alpha\cdot}{g} = \frac{v_0^2\, 2\sin\alpha\cos\alpha\cdot}{g} = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}$$

Deməli, bu hərəkətdə uçuş məsafəsi $\boxed{\boldsymbol{l = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}}}$ kimi təyin olunur.

Düsturdan aydın olur ki, başlanğıc sürətdən kvadratik asılı olan uçuş məsafəsi həm də atılma bucağından asılı olur. Aydındır ki, atılma bucağının müəyyən bir qiymətində uçuş məsafəsi maksimal olacaqdır. İfadədən göründüyü kimi, $l = l_{max}$ olması üçün $(\sin 2\alpha) = 1$, yəni maksimal olmalıdır. Bu isə, məlum olduğu kimi, bucağın 90^0 - yə bərabər qiymətində olur.

Dediklərimizdən $2\alpha = 90^0$, buradan isə $\alpha = 45^0$ alınar. Belə məlum olur ki, atılma bucağının 45^0 - yə bərabər qiymətində uçuş məsafəsi maksimal olur.

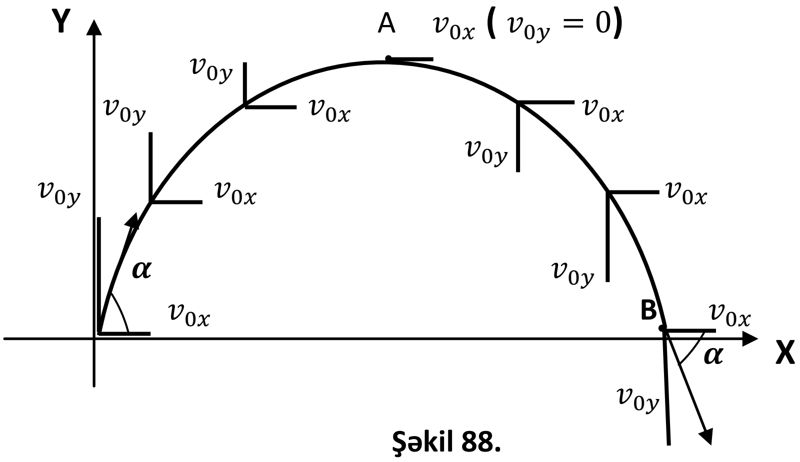
Cismin maksimal hündürlüyə qalxması üçün uçuş müddətinin yarısı sərf olunduğundan $h = v_0 \sin\alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2}$ (2) ifadəsində $t' = \frac{t}{2} = \frac{v_0 \sin\alpha}{g}$ yazsaq, onda üfüqlə α bucağı əmələ gətirmək şərti ilə atılmış cismin maksimal qalxma hündürlüyü üçün

$$h_{max} = v_0 \sin\alpha \cdot \frac{v_0 \sin\alpha}{g} - \frac{g\frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{g^2}}{2} = \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{g} - \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2g} = \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2g}$$ alarıq.

Deməli, $\boxed{\boldsymbol{h_{max}} = \frac{\mathbf{v_0^2 \sin^2\alpha}}{\mathbf{2g}}}$ - dir.

Göründüyü kimi, maksimal qalxma hündürlüyü də uçuş məsafəsi kimi başlanğıc sürətdən kvadratik asılı olur.

Bu hərəkətdə parabola əyrisi üzrə hərəkət edən cismin sürətinin üfüqi toplananı bütün hərəkət müddəti ərzində sabit qalmasına baxmayaraq, onun şaquli toplananı maksimal qalxma hündürlüyünə qədər kiçilir və maksimal qalxma hündürlüyündə sıfır olur (şəkil 88).



Şəkil 88.

Maksimal qalxma hündürlüyünə qədər hərəkət bərabəryavaşıyan olduğundan, sürətin **Y** oxu boyunca proyeksiyasını $v_y = v_{oy} - gt$ kimi yazmaq olar. Burada $v_{0y} = v_0 \sin\alpha$ olduğunu nəzərə alsaq, onda $v_y = v_o \sin\alpha - gt$ alarıq.

A nöqtəsində sürətin şaquli toplananı $v_y = v_o \sin\alpha - gt = 0$ -dır. Ona görə də bu nöqtədə tam sürət $v_A = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ = $\sqrt{v_x^2} = v_x$ = $v_0 \cos\alpha$ $(v_y = 0)$ olar.

\` Uçuşun sonuna uyğun **B** nöqtəsində sürətin şaquli toplananını tapmaq üçün $v_y = v_o \sin\alpha - gt$ ifadəsində uçuş müddətinin $t = \frac{2v_0 \sin\alpha \cdot}{g}$ - yə bərabər olduğunu nəzərə almaq lazımdır. Onda bu nöqtədə sürətin şaquli toplananı üçün $v_y = v_o \sin\alpha - gt = v_o \sin\alpha - g\frac{2v_o \sin\alpha}{g} = -v_o \sin\alpha$ alarıq.

B nöqtəsinə uyğun sürətin şaquli toplananı üçün həmçinin $v_y = v_o \operatorname{tg}\alpha$ və $v_y = v_x \operatorname{tg}\alpha$ kimi ifadələr də ala bilərik.

B nöqtəsində (zərbə anında) tam sürət üçün isə

$v_B = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{v_0^2 \cos^2\alpha + v_0^2 \sin^2\alpha} = v_o$ və ya $v_B = \frac{v_0}{\cos\alpha}$

alınır.

Göründüyü kimi, bu nöqtədə sürət atılma anındakı başlanğıc sürətə bərabərdir.

Maksimal qalxma hündürlüyündə (**A** nöqtəsində) sürətin şaquli toplananının sıfır olmasına baxmayaraq, üfüqi toplananı sıfırdan fərqli olur. Ona görə də şaquli istiqamətdə yuxarı atılmış cismin hərəkətindən fərqli olaraq, bu hərəkətdə maksimal qalxma hündürlüyündə kinetik enerji sıfır olmur, sürətin üfüqi toplananının hesabına müəyyən minimal qiymət alır.

Sürətin üfüqi toplananının $v_{0x} = v_0 \cos\alpha$ olduğunu nəzərə alsaq, onda maksimal qalxma hündürlüyündə kinetik enerji üçün

$E_k = E_{k,min} = \frac{mv_{0x}^2}{2} = \frac{mv_0^2 \cos^2\alpha}{2}$ ifadəsini alarıq.

Atılma anında sürət şaquli istiqamətdə yuxarı yönəldiyindən onun üfüqi toplananı $v_{0x} = 0$ olur. Ona görə də bu hərəkətdə tam enerji $\boxed{\boldsymbol{E_{tam} = \frac{mv_0^2}{2}}}$ kimi təyin olunur.

Aydındır ki, **A** nöqtəsində maksimal qiymətə malik potensial enerjini tapmaq üçün tam enerjidən kinetik enerjinin minimal qiymətini çıxmaq lazımdır:

$$E_p = E_{p,max} = E - E_{k,min} = \frac{mv_0^2}{2} - \frac{mv_0^2\cos^2\alpha}{2} = \frac{mv_0^2\sin^2\alpha}{2}.$$

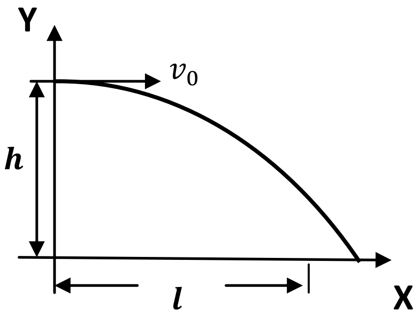
Beləliklə, trayektoriyanın maksimal qalxma hündürlüyü üçün

$\boxed{E_{k,min} = \frac{mv_0^2\cos^2\alpha}{2}}$, $\boxed{E_{p,max} = \frac{mv_0^2\sin^2\alpha}{2}}$ ifadələrini alırıq.

İfadələrdən $\boxed{E_k = E\cos^2\alpha}$, $\boxed{E_p = E\sin^2\alpha}$ olduğu görünür.

4. Cisim üfüqi istiqamətdə atılmışdır.

Bu hərəkətdə cismin başlanğıc sürətinin üfüqlə əmələ gətirdiyi bucaq sıfır olduğundan (şəkil 89) bundan əvvəlki hərəkətə aid olan **(1)** ($l = v_0\cos\alpha\cdot t$) və **(2)** ($h = v_0\sin\alpha\cdot t - \frac{gt^2}{2}$) ifadələrində $\alpha = 0$ yazmaqla, bu hərəkətə aid olan düsturları çıxarmaq mümkündür. $\cos 0^0 = 1$ və $\sin 0^0 = 0$ olduğundan, üfüqi istiqamətdə atılmış cismin uçuş məsafəsi və atılma hündürlüyü üçün uyğun olaraq $\boxed{l = v_0\cdot t}$



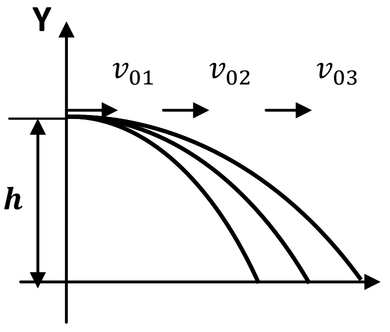
Şəkil 89.

və $\boxed{h = \frac{gt^2}{2}}$ şəklində ifadələr almış olarıq. Sonuncu ifadədən isə uçuş müddəti üçün $\boxed{t = \sqrt{\frac{2h}{g}}}$ alınar.

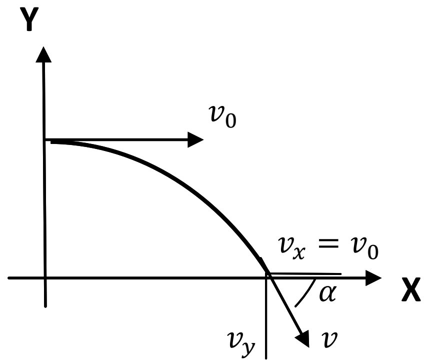
Alınmış sonuncu ifadədən aydın olur ki, bu hərəkətdə **uçuş müddəti atılma hündürlüyündən asılı olub, başlanğıc sürətdən asılı olmur**, yəni eyni hündürlükdən müxtəlif sürətlərlə atılmış cisimlərin hamısı üçün uçuş müddəti eyni olur: $\boxed{t_1 = t_2 = t_3}$ (şəkil 90).

Uçuş müddəti üçün aldığımız bu ifadəni $l = v_0\cdot t$ düsturunda yerinə yazsaq, onda uçuş məsafəsi üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{l} = \boldsymbol{v_0} \cdot \sqrt{\frac{\mathbf{2}\boldsymbol{h}}{\mathbf{g}}}}$ kimi ifadə alarıq.

Aydındır ki, bu hərəkətdə sürətin üfüqi toplananı $v_x = v_0$ olub, zamandan asılı olaraq dəyişmədiyindən, sürətin şaquli toplananı isə $v_y = \mathrm{g}t = \mathrm{g}\sqrt{\frac{2h}{\mathrm{g}}} = \sqrt{2\mathrm{g}h}$ kimi təyin olunduğundan (şəkil 91), istənilən $\boldsymbol{t}$ anına uyğun sürət üçün $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{v_0^2 + 2gh}$ alarıq.



Şəkil 90.



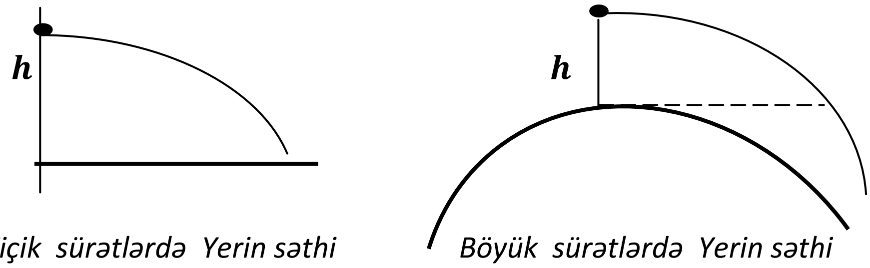
Şəkil 91.

Şəkil 91 - dən göründüyü kimi, zərbə anında sürət $v = \frac{v_0}{\cos\alpha}$, sürətin şaquli toplananı isə $v_y = v_0\, tg\alpha$ olacaqdır.

YERİN SÜNİ PEYKLƏRİ. KOSMİK SÜRƏTLƏR.

Üfüqi istiqamətdə atılmış cismin hərəkət tənliklərindən göründüyü kimi, uçuş məsafəsi cismin atılma sürətindən asılı olur. Atılma sürəti kiçik olduqda, uçuş məsafəsi də kiçik olur ki, nəticədə Yerin əyriliyi hərəkət zamanı hiss olunmur, yəni bu halda Yerin səthi müstəvi kimi qəbul olunur. Cismi böyük sürətlə atdıqda isə onun uçuş məsafəsi də böyük olur. Aydındır ki, belə hallarda Yerin səthi müstəvi kimi qəbul oluna bilməz, yəni onun kiçik məsafələrdə hiss olunmayan əyriliyi mütləq nəzərə alınmalıdır. Bu o deməkdir ki, üfüqi istiqamətdə atılmış cisim ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında Yerə yaxınlaşdıqca, Yer öz əyriliyi hesabına cisimdən uzaqlaşmalıdır (şəkil 92).

Onda belə məlum olur ki, üfüqi istiqamətdə atılmış cismə elə sürət

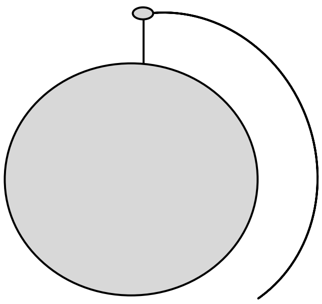


Kiçik sürətlərdə Yerin səthi *Böyük sürətlərdə Yerin səthi*

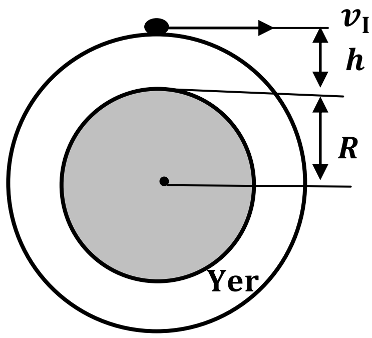
Şəkil 92.

vermək olar ki, o Yerə yaxınlaşdığı qədər Yer ondan uzaqlaşsın və nəticədə cisim Yerdən həmişə eyni hündürlükdə hərəkət etmiş olsun (şəkil 93). Başqa sözlə desək, cisim Yerin süni peykinə çevrilmiş olsun.

Cismi Yerin süni peykinə çevirən sürət üçün düstur çıxaraq. Bu hərəkət çevrə üzrə hərəkət olduğundan $a = \frac{v^2}{R+h}$ və cismi Yerin ətrafında fırladan qüvvənin ağırlıq qüvvəsi ($F = G\frac{mM}{(R+h)^2}$) olduğunu nəzərə alsaq, onda $F = ma$ düsturunu $G\frac{mM}{(R+h)^2} = m\,\frac{v^2}{R+h}$ kimi də yazmaq olar. Buradan isə $\boxed{\boldsymbol{v_{\mathrm{I}}} = \sqrt{\boldsymbol{G}\frac{\boldsymbol{M}}{\boldsymbol{R+h}}}}$ alınar (şəkil 94).



Şəkil 93.



Şəkil 94.

Cismi Yerin süni peykinə çevirən bu **sürət I kosmik sürət adlanır**. Əgər cisim Yerin səthindən atılmış olarsa ($h = 0$), onda birinci kosmik sürətin ifadəsi

$\boxed{v_{\mathrm{I}} = \sqrt{G\frac{M}{R}}}$ olar.

Yerin səthi üçün sərbəstdüşmə təcilinin $g_0 = G\frac{M}{R^2}$ olduğunu nəzərə almaqla isə, **I** kosmik sürət üçün həm də $\boxed{v_{\mathrm{I}} = \sqrt{g_0 R}}$ ifadəsini alarıq. Aydındır ki, $h \neq 0$ olduqda, $\boxed{v_{\mathrm{I}} = \sqrt{g(R+h)}}$ olar.

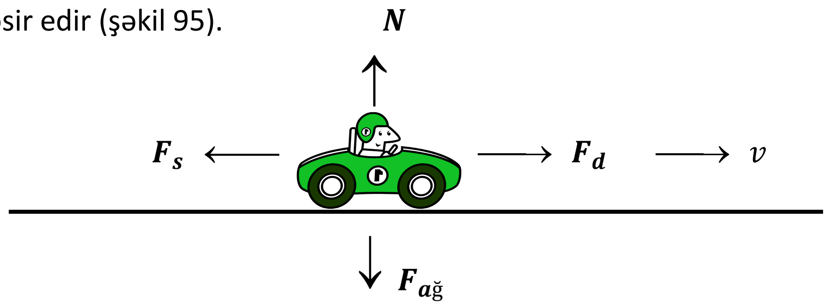
Yerin səthi üçün **I kosmik sürətin** qiymətini hesablasaq, $v_{\mathrm{I}} = \sqrt{9.8\frac{m}{san^2}\cdot 6.4\cdot 10^6\, m}$ $=7.9\cdot 10^3\frac{m}{san} \approx 8\frac{km}{san}$ alarıq. Belə çıxır ki, Yerin səthindən atılmış cismin Yerin süni peykinə çevrilməsi üçün onun sürəti $v_{\mathrm{I}} \approx 8\, km/san$ - ə bərabər olmalıdır.

Aydındır ki, bu sürət cismin Yerin cazibəsindən çıxmasına imkan verməyəcək. **Cismin Yerin cazibəsindən çıxmasına imkan verən sürət ikinci kosmik sürət adlanır**. Yerin səthindən atılmış cisim üçün **II kosmik sürət I kosmik sürətdən $\sqrt{2}$ dəfə böyükdür:** $\boxed{v_{\mathrm{II}} = \sqrt{2}\, v_{\mathrm{I}} \approx 11.2\, km/san}$ **.**

Yerdən atılmış cismin Günəş sistemini tərk edə bilməsi üçün isə ona III kosmik sürət deyilən sürət vermək lazımdır ki, bu da $\boxed{v_{\mathrm{III}} = 16.7\, km/san}$ - dir.

SÜRTÜNMƏ QÜVVƏSİNİN TƏSİRİ ALTINDA HƏRƏKƏT.

Məlum olduğu kimi, üfüqi şosedə hərəkət edən avtomobilə havanın müqavimət qüvvəsini nəzərə almasaq, ağırlıq qüvvəsi ($\boldsymbol{F_{a\breve{g}}}$), səthin reaksiya qüvvəsi ($\boldsymbol{N}$), mühərrikin dartı qüvvəsi ($\boldsymbol{F_d}$) və sürtünmə qüvvəsi ($\boldsymbol{F_s}$) kimi qüvvələr təsir edir (şəkil 95).



Şəkil 95.

$\boldsymbol{N}$ və $\boldsymbol{F_{a\breve{g}}}$ qüvvələrinin bir-birini kompensasiya etdiyini nəzərə alsaq, onda mühərrik söndürülən ($\boldsymbol{F_d} = \mathbf{0}$) andan başlayaraq avtomobilə yalnız sürtünmə qüvvəsi təsir edəcəkdir. Belə hərəkət yalnız sürtünmə qüvvəsinin təsiri altında hərəkət adlanır.Bu zaman **mühərrik söndürülən andan avtomobil dayanana qədər gedilən yol tormoz yolu adlanır** və $\boldsymbol{l}$ ilə işarə olunur. ***Həmin yola sərf olunan zaman isə tormoz müddəti adlanır*** **və $\boldsymbol{t}$ ilə işarə olunur.**

Tormoz yolu və tormoz müddəti üçün düsturlar çıxaraq. Aydındır ki, tormozlanma hərəkətinin sonunda cismin son sürəti $\boldsymbol{v} = \mathbf{0}$ olur. Onda təcilin ifadəsindən $t = \frac{v_0}{a}$ alınır ki, burada da cismə təcil verən qüvvənin sürtünmə qüvvəsi olduğunu nəzərə almaqla, ifadədə təcilin yerinə $a = \frac{F_S}{m}$ yazıb, tormoz müddəti üçün $\boxed{\boldsymbol{t} = \frac{\boldsymbol{mv_0}}{\boldsymbol{F_s}}}$ şəklində düstur alarıq.

Göründüyü kimi, tormoz müddəti cismin başlanğıc sürəti ilə düz, sürtünmə qüvvəsi ilə tərs mütənasibdir.

mv_0 ifadəsi cismin başlanğıc impulsu olduğu üçün tormoz müddətini $\boxed{\boldsymbol{t} = \frac{\boldsymbol{P_0}}{\boldsymbol{F_s}}}$ kimi də yazmaq olar.

Deməli, tormoz müddəti başlanğıc impulsla düz mütənasib olur.

İndi də tormoz müddətinin cismin kinetik enerjisindən asılılığı üçün düstur çıxaraq. Bunun üçün $\boldsymbol{t} = \frac{\boldsymbol{mv_0}}{\boldsymbol{F_s}}$ ifadəsinin surət və məxrəcini $2v_0$ - a vuraq. Bu zaman $\boldsymbol{t} = \frac{\boldsymbol{2mv_0^2}}{\boldsymbol{2v_0F_s}}$ alarıq. $\frac{\boldsymbol{mv_0^2}}{\boldsymbol{2}}$ ifadəsinin cismin başlanğıc kinetik enerjisi olduğunu nəzərə alsaq, onda tormoz müddəti üçün $\boxed{\boldsymbol{t} = \frac{\boldsymbol{2E_k}}{\boldsymbol{v_0F_s}}}$ alarıq.

Kinetik enerjinin ifadəsindən sürəti tapıb ($v_0 = \sqrt{\frac{2E_k}{m}}$), $t = \frac{mv_0}{F_S}$ ifadəsində yerinə yazsaq, onda tormoz müddətinin kinetik enerjidən asılılığının başqa ifadəsini almış olarıq: $t = \frac{mv_0}{F_S} = \frac{m\sqrt{\frac{2E_k}{m}}}{F_S} = \frac{\sqrt{2mE_k}}{F_S}$. Tormoz müddəti üçün aldığımz $\boxed{t = \frac{\sqrt{2mE_k}}{F_S}}$ ifadəsindən tormoz müddətinin kinetik enerjidən kökaltı asılı olduğu aydın olur.

Tormoz yolu üçün ifadə çıxarmaq üçün yerdəyişmənin zaman daxil olmayan $l = \frac{v^2 - v_0^2}{2a}$ ifadəsində $v = 0$ və $a = \frac{F_s}{m}$ olduğunu nəzərə alaq. Onda tormoz yolu üçün $\boxed{\boldsymbol{l = \frac{mv_0^2}{2F_s}}}$ alarıq. Aydın olur ki, **tormoz yolu cismin başlanğıc sürətindən kvadratik asılı olur.**

$\frac{mv_0^2}{2}$ ifadəsinin cismin başlanğıc kinetik enerjisi olduğunu nəzərə alsaq, onda tormoz yolu üçün $\boxed{\boldsymbol{l = \frac{E_k}{F_s}}}$ kimi ifadəsini də alarıq. **Bu isə tormoz yolunun kinetik enerjidən xətti asılı olması deməkdir.**

İndi isə tormoz yolunun cismin başlanğıc impulsundan asılılığını müəyyənləşdirək : $l = \frac{mv_0^2}{2F_S} = \frac{mv_0 v_0}{2F_S} = \frac{P_0 v_0}{2F_S}$ kimi yazmaq olar.

Deməli, $\boxed{\boldsymbol{l = \frac{P_0 v_0}{2F_s}}}$ - dir.

Əgər bu ifadənin surət və məxrəcini m – ə vursaq, onda tormoz yolu üçün $l = \frac{mv_0^2}{2F_S} = \frac{m^2 v_0^2}{2mF_S} = \frac{P_0^2}{2mF_S}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{l = \frac{P_0^2}{2mF_s}}}$ alarıq.

Aydın olur ki, **tormoz yolu başlanğıc impulsdan kvadratik asılıdır**.

Sürtünmə qüvvəsinin $F_s = ma$ və $F_s = \mu mg$ ifadələrindən $ma = \mu mg$ və ya $\boxed{\boldsymbol{a = \mu g}}$ alarıq.

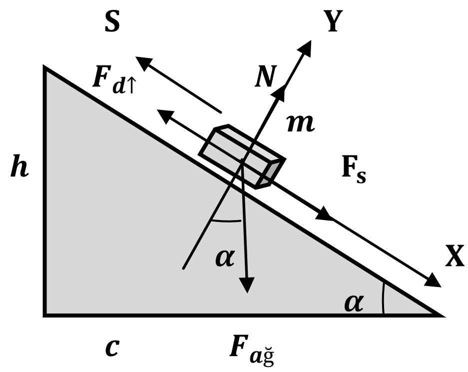
Deməli, yalnız sürtünmə qüvvəsinin təsiri altında hərəkət zamanı cismin malik olduğu təcili tapmaq üçün sürtünmə əmsalını bilmək kifayətdir.

MAİL MÜSTƏVİ ÜZRƏ HƏRƏKƏT.

Fərz edək ki, meyl bucağı $\boldsymbol{\alpha}$ olan mail müstəvi üzərinə kütləsi $\boldsymbol{m}$ olan cisim qoyulmuşdur. Mail müstəvinin uzunluğu $\boldsymbol{l}$, hündürlüyü isə $\boldsymbol{h}$ olsun (bu halda müstəvinin oturacağı Pifaqor teoreminə əsasən $\boldsymbol{c} = \sqrt{l^2 - h^2}$ olacaq). Sürtünmə əmsalının $\boldsymbol{\mu}$ olduğunu nəzərə alaraq, cismi: **1)** mail müstəvi boyunca sabit sürətlə yuxarıya doğru dartmaq, **2)** mail müstəvi boyunca sabit sürətlə aşağıya doğru dartmaq, **3)** mail müstəvi üzərində saxlamaq, **4)** hər hansı $\boldsymbol{\alpha}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca yuxarıya doğru dartmaq, 5) hər hansı a təcili ilə mail müstəvi boyunca aşağıya doğru dartmaq üçün tələb olunan qüvvələri hesablayaq.

1. Cisim mail müstəvi boyunca sabit sürətlə qaldırılır.

Şəkil 96 -dan göründüyü kimi, cismə bu halda mail müstəvi boyunca yuxarıya doğru yönəlmiş dartı qüvvəsi ($\boldsymbol{F_{d\uparrow}}$), şaquli istiqamətdə aşağıya doğru yönəlmiş ağırlıq qüvvəsi ($\boldsymbol{F_{a\breve{g}}}$), hərəkətin əksinə yönəlmiş sürtünmə qüvvəsi (və səthin reaksiya qüvvəsi ($\boldsymbol{N}$) təsir edir. Hərəkət bərabərsürətli olduğu üçün cismə tətbiq olunmuş bütün qüvvələrin əvəzləyicisi $F_{əv} = 0$, yəni $\vec{F}_{d\uparrow} + \vec{N} + \vec{F}_s + \vec{F}_{ag} = 0$ (**1**) olmalıdır.



Şəkil 96.

Vektorların cəmi şəklində yazılmış bu tənlikdən skalyar tənliyə keçmək üçün onların **X** və **Y** oxları üzərində proyeksiyalarını tapmaq lazımdır. Bu halda dartı qüvvəsi **X** oxunun əksinə yönəldiyindən onun bu ox üzrə proyeksiyası mənfi işarə ilə moduluna, səthin reaksiya qüvvəsi X oxuna perpendikulyar olduğundan proyeksiyası sıfır, sürtünmə qüvvəsi **X** oxu boyunca yönəldiyindən proyeksiyası müsbət işarə ilə moduluna, ağırlıq qüvvəsinin bu ox boyunca proyeksiyası isə müsbət işarə ilə $\boldsymbol{mg\sin\alpha}$ - ya bərabər olacaqdır.

Deyilənləri nəzərə alsaq, $-F_{d\uparrow} + F_s + mg\sin\alpha = 0$ (**2**) alarıq.

(**1**) tənliyinin **Y** oxu üzrə proyeksiyasından isə $N - mg\cos\alpha = 0$, buradan isə $\boldsymbol{N = mg\cos\alpha}$ (**3**) alınar. Bu zaman $F_{d,y} = 0$, $F_{s,y} = 0$, $N_y = 0$, $F_{a\breve{g},y} = -mg\cos\alpha$ olması nəzərə alınmışdır.

Belə məlum olur ki, mail müstəvi üzrə səthin reaksiya qüvvəsi $\boxed{\boldsymbol{N = mg\cos\alpha}}$ - ya, sürtünmə qüvvəsi isə $F_s = \mu N$ kimi təyin edildiyindən $\boxed{\boldsymbol{F_s = \mu mg\cos\alpha}}$ - ya bərabər olur. Yada salaq ki, üfüqi səth üzrə səthin reaksiya qüvvəsi $\boldsymbol{N = mg}$ - yə, sürtünmə qüvvəsi isə $\boldsymbol{F_s = \mu mg}$ - yə bərabər olurdu.

(**2**) tənliyindən dartı qüvvəsi üçün $F_{d\uparrow} = F_s + mg\sin\alpha$, sürtünmə qüvvəsini nəzərə almaqla isə $\boldsymbol{F_{d\uparrow} = \mu mg\cos\alpha + mg\sin\alpha}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{F_{d\uparrow} = mg(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)}}$ alınır.

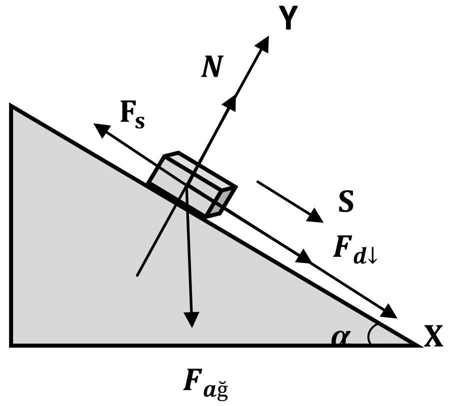
2. Cisim mail müstəvi boyunca sabit sürətlə aşağı dartılır.

Bu halda dartı qüvvəsi **X** oxu boyunca yönəldiyindən onun proyeksiyası müsbət (şəkil 97)), sürtünmə qüvvəsi isə X oxunun əksinə yönəldiyindən onun bu ox boyunca proyeksiyası mənfi olacaqdır. Ona görə də hərəkət tənliyinin X və Y oxları üzrə proyeksiyalarına uyğun olan

$$F_{d\downarrow} - F_s + mg\sin\alpha = 0$$

və $$N - mg\cos\alpha = 0$$

tənliklərinin birgə həllindən dartı qüvvəsi üçün $\boldsymbol{F_{d\downarrow} = \mu mg\cos\alpha - mg\sin\alpha}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{F_{d\downarrow} = mg(\mu\cos\alpha - \sin\alpha)}}$ alarıq.



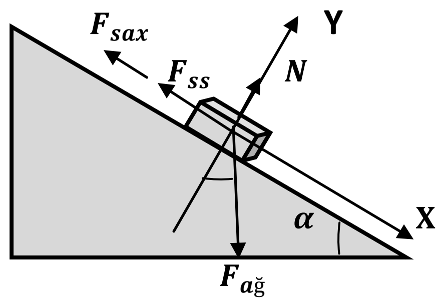
Şəkil 97

3. Cisim mail müstəvi üzərində saxlanılır.

Bu halda cismi mail müstəvi üzərində saxlayan $\boldsymbol{F_{sax}}$ qüvvəsi ilə yanaşı, ona həm də $\boldsymbol{F_{ss}}$ sükunət sürtünmə qüvvəsi, ağırlıq qüvvəsi və səthin reaksiya qüvvələri təsir edəcəkdir (şəkil 98).

Cisim ona tətbiq olunmuş qüvvələrin təsiri nəticəsində sükunətdə qaldığından Nyutonun **I** qanununa əsasən $F_{əv} = 0$ və ya $\vec{F}_{sax} + \vec{N} + \vec{F}_{ss} + \vec{F}_{ag} = 0$ olmalıdır.

Qeyd edək ki, sükunət sürtünmə qüvvəsi mümkün ola biləcək hərəkətin əksinə yönəldiyindən bu halda o, cismi



Şəkil 98.

mail müstəvi üzərində saxlayan qüvvə ilə eyni istiqamətdə olur.

Bu tənliyin oxlar üzrə proyeksiyasından $-F_{sax} - F_{ss} + mg\sin\alpha = 0$ və $N - mg\cos\alpha = 0$ alınır. Hər iki tənliyin birgə həllindən isə $\boldsymbol{m}$ kütləli cismi mail müstəvi üzrə saxlayan qüvvə üçün

$$\boldsymbol{F_{sax} = mg\sin\alpha - \mu\, mg\cos\alpha} \quad \text{və ya} \quad \boxed{\boldsymbol{F_{sax} = mg\,(\sin\alpha - \mu\cos\alpha)}}$$

alarıq.

4. Cisim $\boldsymbol{a}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca yuxarıya doğru dartılır.

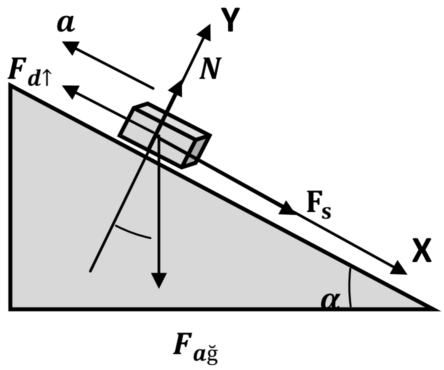
Bu hərəkət təcilli olduğundan, o, Nyutonun II qanunu tətbiq edilməklə öyrənilməlidir. Başqa sözlə desək, cismə tətbiq olunmuş qüvvələrin əvəzləyicisi

$$\overrightarrow{F_{əv}} = m\vec{a} \quad \text{və ya} \quad \vec{F}_{d\uparrow} + \vec{N} + \vec{F}_s + \vec{F}_{ag} = m\vec{a}$$ olmalıdır.

Bu tənliyin **X** oxu üzrə proyeksiyası (şəkil 99)

$-F_{d\uparrow} + F_s + mg\sin\alpha = -ma,$

Y oxu üzrə proyeksiyası isə yenə də $N - mg\cos\alpha = 0$ olacaqdır. Aydın olur ki, bütün hallarda mail müstəvi üzrə hərəkətlərdə səthin reaksiya qüvvəsi də $N = mg\cos\alpha$ -ya,



Şəkil 99.

sürtünmə qüvvəsi isə $F_s = \mu N = \mu mg\cos\alpha$ - ya bərabər olur.

Bu iki tənliyin birgə həllindən $\boldsymbol{m}$ kütləli cismi $\boldsymbol{a}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca yuxarı dartmaq üçün tələb olunan qüvvəni tapmış olarıq ki, bu da $\boldsymbol{F_{d\uparrow} = \mu mg\cos\alpha + mg\sin\alpha + ma}$ - ya və ya

$$\boxed{\boldsymbol{F_{d\uparrow} = m(\mu g\cos\alpha + g\sin\alpha + a)}}$$ - ya bərabər olar.

5. Cisim $\boldsymbol{a}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca aşağıya doğru dartılır.

Bu halda yenə də hərəkət tənliyi Nyutonun II qanunundan tapılır: $\vec{F}_{d\downarrow} + \vec{N} + \vec{F}_s + \vec{F}_{ag} = m\vec{a}$ (şəkil 100).

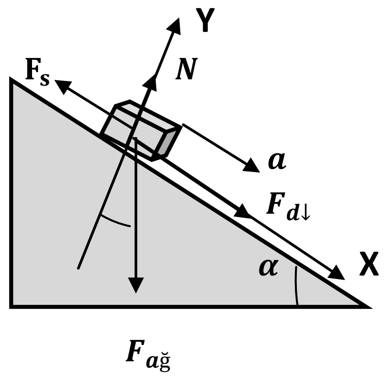
Bu tənliyin **X** oxu üzrə proyeksiyası $-F_s + F_{d\downarrow} + mg\sin\alpha = ma$, **Y** oxu üzrə proyeksiyası isə yenə də $N - mg\cos\alpha = 0$ olacaqdır.

$F_s = \mu N = \mu mg\cos\alpha$ olduğunu nəzərə almaqla, dartı qüvvəsi üçün

$$\boldsymbol{F_{d\downarrow} = \mu mg\cos\alpha - mg\sin\alpha + ma}$$

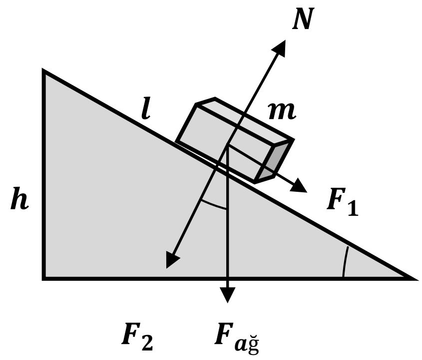
ya və $\boxed{\boldsymbol{F_{d\downarrow} = m(\mu g\cos\alpha - g\sin\alpha + a)}}$

almış olarıq.



Şəkil 100.

Mail müstəvi üzərindəki cismə təsir edən qüvvələri ümumiləşdirərək onları bir neçə qrupa bölək (şəkil 101):



Şəkil 101.

- ♦ $\boxed{\boldsymbol{F_1 = mg\sin\alpha}}$ - cismi mail müstəvi boyunca sürüşdürən qüvvə;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{F_2 = mg\cos\alpha}}$ - cismi mail müstəviyə sıxan qü vvə;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{P = mg\cos\alpha}}$ - cismin mail müstəvi üzərində çəkisi;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{N = mg\cos\alpha}}$ - səthin reaksiya qüvvəsi;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{F_s = \mu mg\cos\alpha}}$ **-c**ismin mail müstəvidə hərəkəti zamanı yaranan sürtünmə qüvvəsi;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{F_{d\uparrow} = mg(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)}}$ - cismi mail müstəvi boyunca sabit sürətlə yuxarı dartmaq üçün lazım olan qüvvə;
- ♦ $\boxed{\boldsymbol{F_{d\downarrow} = mg(\mu\cos\alpha - \sin\alpha)}}$ - cismi mail müstəvi boyunca sabit sürətlə aşağı dartmaq üçün lazım olan qüvvə;

♦ $\boxed{\boldsymbol{F_{sax} = mg\,(\sin\alpha - \mu\cos\alpha)}}$ - cismi mail müstəvi üzərəndə saxlamaq üçün lazım olan qüvvə;

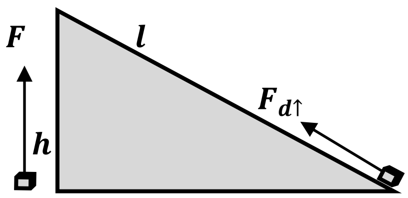
♦ $\boxed{\boldsymbol{F_{d\uparrow} = m(\mu g\cos\alpha + g\sin\alpha + a)}}$ - cismi $\boldsymbol{a}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca yuxarı dartmaq üçün tələb olunan qüvvə;

♦ $\boxed{\boldsymbol{F_{d\downarrow} = m(\mu g\cos\alpha - g\sin\alpha + a)}}$ - cismi $\boldsymbol{a}$ təcili ilə mail müstəvi boyunca aşağı dartmaq üçün tələb olunan qüvvə.

Mail müstəvinin faydalı iş əmsalı.

Mail müstəvinin faydalı iş əmsalı dedikdə, cismi $\boldsymbol{h}$ hündürlüyünə qaldıran zaman görülən işin mail müstəvi boyunca qaldıran zaman görülən işə nisbətinə bərabər kəmiyyət başa düşülür:

$\boxed{\boldsymbol{\eta = \frac{mgh}{F_{d\uparrow}\cdot l}\cdot 100\%}}$ (şəkil 102).



Şəkil 102.

Cismi mail müstəvi boyunca Sabit sürətlə yuxarı dartmaq üçün lazım olan qüvvənin

$F_{d\uparrow} = mg(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)$

olduğunu nəzərə alsaq, onda mail müstəvinin faydalı iş əmsalı (f.i.ə.) üçün

$$\eta = \frac{mgh}{mg(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)\cdot l}\cdot 100\% = \frac{h}{(\mu\cos\alpha + \sin\alpha)\cdot l}\cdot 100\%$$

almış olarıq.

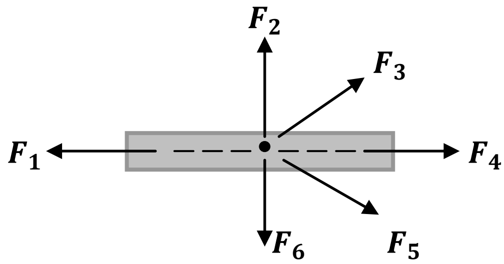
Şəkildən aydın olur ki, $\frac{h}{l} = \sin\alpha$ - dır. Onda mail müstəvinin faydalı iş əmsalı üçün $\boxed{\boldsymbol{\eta = \frac{\sin\alpha}{\mu\cos\alpha+\sin\alpha}\cdot 100\%}}$, kəsrin surət və məxrəcini $\sin\alpha$ - ya bölməklə isə $\boxed{\boldsymbol{\eta = \frac{1}{\mu\,\mathrm{ctg}\,\alpha+1}\cdot 100\%}}$ şəklində ifadələr alarıq.

Bildiyimiz kimi statikada cisimlərin tarazlıq halları (sükunətdəqalma və düzxətli bərabər sütətli hərəkər etmə halları) öyrənilir. Cisimlərin tarazlıq hallarını öyrənməmişdən əvvəl kütlə mərkəzi və ağırlıq mırkəzi anlayışları ilə tanış olaq.

Kütlə mərkəzi və ya ağırlıq mərkəzi.

Şəkil 103 -də cismə tətbiq olunmuş bir neçə qüvvə təsvir edilmişdir. Bu qüvvələr həmin cismə irəliləmə hərəkəti verə bilən qüvvələrdir. Göründüyü kimi, bu qüvvələrin hamısının uzantıları müəyyən bir nöqtədə kəsişir. Həmin nöqtə cismin kütlə mərkəzi adlanır.

Cismə irəliləmə hərəkəti verə bilən qüvvələrin uzantılarının kəsişdiyi nöqtə cismin kütlə mərkəzi adlanır.



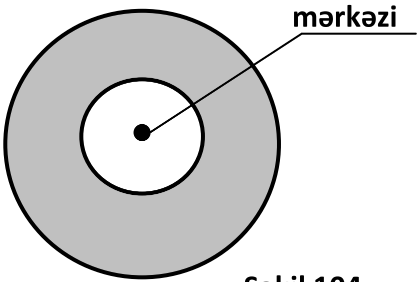
Şəkil 103.

Xüsusi halda düzgün həndəsi formalı cismə irəliləmə hərəkəti verə bilən qüvvələrdən biri də ağırlıq qüvvəsi olduğu üçün, kütlə mərkəzi həm də ağırlıq mərkəzi adlanır.

Düzgün həndəsi formalı bircins cisimlər üçün kütlə mərkəzi həndəsi mərkəzlə (diaqonalların kəsişmə nöqtəsi ilə) üst-üstə düşür.

Yuxarıda göstərilən şəkildə kütlə mərkəzi cismin özündə yerləşir. Kütlə mərkəzi cisimdən kənarda da yerləşə bilər.

Şəkil 104 -də göstərilmiş, ortası kəsilmiş həlqəvari cisim üçün kütlə mərkəzi cisimdən kənarda yerləşir.



Şəkil 104.

FIRLANMA OLMAYAN HALDA CİSİMLƏRİN TARAZLIQ ŞƏRTİ.

Fərz edək ki, şəkil 105 -də göstərilən cismə irəliləmə hərəkəti verə bilən iki qüvvə tətbiq olunmuşdur. Bu cismin tarazlıqda qala bilməsi üçün, aydındır ki, həmin qüvvələr modulca bərabər, istiqamətcə əks olmalıdırlar. Başqa sözlə desək, bu qüvvələrin həndəsi cəmi olan əvəzləyici qüvvə sıfra bərabər olmalıdır: $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0$.

Şəkil 105.

Əgər cismə iki qüvvə yox, n sayda qüvvə təsir edərsə, onda tarazlıq şərti $\boxed{\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \cdots\cdots + \vec{F}_n = 0}$ kimi olar.

Deməli, **fırlanma olmayan halda, yəni irəliləmə hərəkəti edə bilən cismin tarazlıqda qalması üçün ona tətbiq olunmuş bütün qüvvələrin həndəsi cəmi sıfra bərabər olmalıdır.**

FIRLANMA OXU OLAN CİSMİN TARAZLIQ ŞƏRTİ.

<u>Sadə mexanizmlər</u>. Əl əməyini yüngülləşdirmək üçün istifadə olunan tərtibatlar sadə mexanizmlər adlanır. Sadə mexanizmlərə misal olaraq lingi, mail müstəvini, müxtəlif blokları, hidravlik maşını (presi), pazı və s. göstərmək olar.

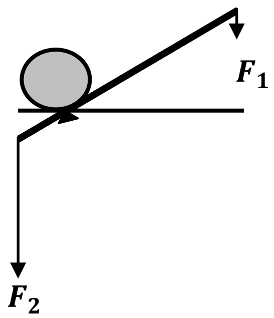
1. <u>Ling.</u>

Tərpənməz dayaq ətrafında fırlana bilən bərk cisim ling adlanır. Şəkil 106 -dan göründüyü kimi, lingdən istifadə etməklə, biz kiçik qüvvəmizi böyük qüvvəyə çevirmiş oluruq. Deməli, ling kiçik qüvvəni böyük qüvvəyə çevirməklə, qüvvədə qazanc vermiş olur.

Aydındır ki, qüvvədə qazanc əldə etmək üçün biz kiçik qüvvəmizi lingin uzun qoluna tətbiq etməliyik. Bu halda lingin kiçik qolunda böyük qüvvə yaranacaq.

Lingdə qüvvələrin tarazlıq şərti.

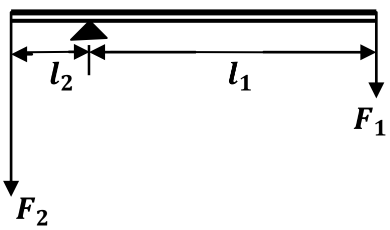
Dediklərimizdən aydın olur ki, lingin tarazlıqda qala bilməsi üçün ona



Şəkil 106.

tətbiq olunmuş qüvvələrin nisbəti qolların tərs nisbətinə bərabər olmalıdır, yəni $\boxed{\dfrac{F_2}{F_1} = \dfrac{l_1}{l_2}}$ şərti ödənməlidir (şəkil 107).

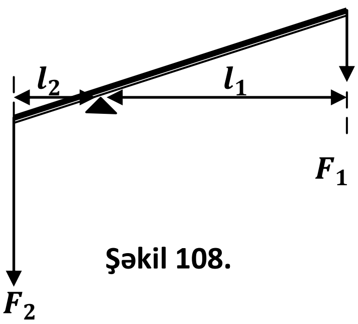
Burada l_1 və l_2- uyğun olaraq, F_1 və F_2 qüvvələrinin qollarıdır.



Şəkil 107.

Şəkil 107 - də göstərilən halda **qüvvənin qolu dedikdə tərpənməz dayaqdan qüvvənin tətbiq nöqtəsinə qədər olan məsafə başa düşülür.**

Ümumiyyətlə, **qüvvənin qolu dedikdə tərpənməz dayaqdan qüvvənin təsir istiqamətinə qədər olan ən qısa məsafə və ya tərpənməz dayaqdan qüvvənin təsiri istiqamətinə çəkilmiş perpendikulyarın uzunluğu başa düşülür** (şəkil 108).



Şəkil 108.

BS - də qüvvənin qolunun vahidi $[l] = 1m$, SQS-də $[l] = 1sm$ - dir.

$\dfrac{F_2}{F_1} = \dfrac{l_1}{l_2}$ ifadəsindən $\boxed{F_1 l_1 = F_2 l_2}$ alınır.

Deməli, başqa sözlə, lingin tarazlıqda qala bilməsi üçün ona tətbiq olunmuş qüvvələrin qollarına hasili sabit qalmalıdır.

$\boxed{M = Fl}$ ilə işarə etsək, onda lingin tarazlıq şərtini $\boxed{M_1 = M_2}$ kimi də yazmaq olar. Bu halda M, yəni **qüvvə ilə qüvvənin qolunun hasili - qüvvə momenti adlanır.**

BS -də qüvvə momentinin vahidi $[M] = 1\ N\ m$, SQS -də $[M] = 1\ dn\ sm$ - dir.

Sonuncu ifadədən aydın olur ki, **lingin tarazlıqda qala bilməsi üçün ona tətbiq olunmuş qüvvələrin momentləri eyni olmalıdır.** Başqa sözlə desək, **lingin tarazlıqda qala bilməsi üçün onu saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətində fırladan qüvvənin momenti saat əqrəbinin əksi istiqamətində fırladan qüvvənin momentinə bərabər olmalıdır.**

Əgər cismə iki yox çoxlu sayda qüvvələr təsir edərsə, onda **tarazlıq şərtinə görə cismi saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətində fırladan qüvvələrin**

momentlərinin cəmi onu saat əqrəbinin hərəkətinin əksi istiqamətində fırladan qüvvələrin momentlərinin cəminə bərabər olmalıdır.

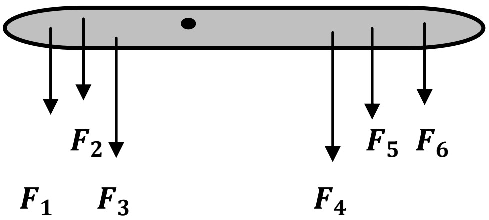
Şəkil 109 –da göstərilən hal üçün cismin tarazlıqda qala bilməsi üçün

$$\boxed{M_1 + M_2 + M_3 = M_4 + M_5 + M_6}$$

və ya

$$\boxed{M_1 + M_2 + M_3 - M_4 - M_5 - M_6 = 0}$$

olmalıdır.

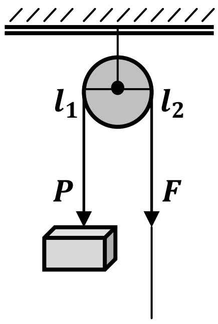


Şəkil 109.

Deməli, **fırlana bilən cismin tarazlıqda qala bilməsi üçün ona tətbiq olunmuş qüvvələrin momentlərinin cəbri cəmi sıfra bərabər olmalıdır.**

2. <u>Bloklar.</u>

Tərpənməz blok. Şəkil 110 -dan göründüyü kimi bloka tətbiq olunmuş qüvvələr - yükün çəkisi $\boldsymbol{P}$ və yükü qaldırmaq üçün ipin sərbəst ucuna tətbiq olunmuş $\boldsymbol{F}$ qüvvəsidir. Qüvvələrin qollarının eyni olduğunu ($\boldsymbol{l_1 = l_2}$) nəzərə almaqla, lingin tarazlıq şərtinin $\boxed{\frac{P}{F} = \frac{l_2}{l_1}}$ ifadəsindən $\boxed{P = F}$ alarıq. Belə çıxır ki, tərpənməz blok qüvvədə qazanc vermir, daha dəqiq desək, qüvvənin ədədi qiymətini dəyişə bilmir. Şəkildən göründüyü kimi, tərpənməz blokdan istifadə etməklə, biz yalnız qüvvənin istiqamətini dəyişmiş oluruq.



Şəkil 110.

Əslində sadə mexanizmlər dedikdə, qüvvədə qazanc verən tərtibatlar yox, qüvvəni dəyişmək üçün istifadə olunan tərtibatlar başa düşülməlidir. Belə olan halda biz tərpənməz bloku da sadə mexanizm hesab edə bilərik, çünki bu blok qüvvənin ədədi qiymətini dəyişə bilməsə də onun istiqamətini dəyişə bilir. Qüvvənin vektorial kəmiyyət olduğunu bilirik və bilirik ki, vektorial kəmiyyətlərin, fərqi yoxdur, istər ədədi qiymətinin, istərsə də istiqamətinin dəyişməsi onun dəyişməsi deməkdir.

Dediklərimizdən aydın olur ki, tərpənməz blok vasitəsilə yükü qaldıran zaman ipin sərbəst ucuna yükün çəkisinə bərabər qüvvə tətbiq etmək lazımdır.

Bu zaman yükün bərabərsürətlə qaldırılıb-endirilməsi üçün $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{m}\mathbf{g}$, təcillə qaldırılıb-endirilməsi üçün isə $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{m}(\mathbf{g} \pm \boldsymbol{a})$ qədər qüvvə tətbiq edilməlidir.

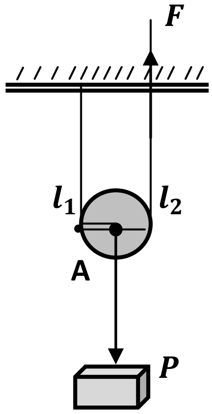
Bu hallarda hesab edilir ki, sistemdə sürtünmə nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir.

Sistemdə sürtünmə olan halda isə yükü qaldırmaq üçün tətbiq olunan qüvvə, aydındır ki, həm də sürtünmə qüvvəsinə üstün gəlmək üçün cismin çəkisindən böyük olmalıdır ($\boldsymbol{F} > P$). Belə olan halda tərpənməz blokun faydalı iş əmsalı $\boxed{\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{P}}{\boldsymbol{F}} \cdot \mathbf{100\%}}$ olar.

Bu zaman ipin sərbəst ucu nə qədər aşağı enərsə, yük o qədər yuxarı qalxar ($\boldsymbol{h_{ip}} = \boldsymbol{h_{yük}}$), həm də ipin sürəti və təcili yükün sürət və təcilinə bərabər olur : $\boldsymbol{v_{ip}} = \boldsymbol{v_{yük}}$, $\boldsymbol{a_{ip}} = \boldsymbol{a_{yük}}$.

Tərpənən blok. Şəkil 111 -də tərpənən blokun köməyi ilə çəkisi $\boldsymbol{P}$ olan cismin qaldırılması təsvir edilmişdir. Yükün qaldırılması zamanı sistem **A** nöqtəsi ətrafında fırlandığından bu bloka tətbiq olunmuş qüvvələrin qollarının iki dəfə fərqləndiyi aydın görünür. Daha dəqiq desək, bu halda $\boldsymbol{F}$ dartı qüvvəsinin qolu cismin $\boldsymbol{P}$ çəkisinin qolundan iki dəfə böyük olur ($\boldsymbol{l_2} = \mathbf{2}\ \boldsymbol{l_1}$).

Onda lingin $\frac{\boldsymbol{F_1}}{\boldsymbol{F_2}} = \frac{\boldsymbol{l_2}}{\boldsymbol{l_1}}$ tarazlıq şərtini bu halda $\frac{\boldsymbol{P}}{\boldsymbol{F}} = \frac{\boldsymbol{l_2}}{\boldsymbol{l_1}}$ kimi yazmaq olar ki, buradan da $\boxed{\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{P}}{\mathbf{2}}}$ alınar.



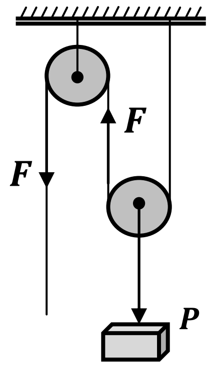
Şəkil 111.

Deməli, tərpənən blok qüvvədə iki dəfə qazanc verir. Bu o deməkdir ki, tərpənən blok vasitəsilə yükü qaldırmaq üçün ipin sərbəst ucuna yükün çəkisinin yarısına bərabər qüvvə tətbiq etmək lazımdır.

Bu qüvvə yükü bərabər sürətlə qaldırıb – endirən zaman $\boxed{\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{mg}}{\mathbf{2}}}$ - ə, yükü təcillə qaldırıb – endirən zaman isə $\boxed{\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{m}(\mathbf{g} \pm \mathbf{a})}{\mathbf{2}}}$ - ə bərabər olmalıdır.

Bu blokda ipin sərbəst ucu $\boldsymbol{h}$ qədər yuxarı qalxdıqda, yük $\frac{\boldsymbol{h}}{\mathbf{2}}$ qədər yuxarı qalxır ($\boldsymbol{h_{yük}} = \frac{h_{ip}}{2}$). Bu zaman $\boldsymbol{v_{yük}} = \frac{v_{ip}}{2}$, $\boldsymbol{a_{yük}} = \frac{a_{ip}}{2}$ olur, yəni yükün sürət və təcili ipin sürət və təcilindən iki dəfə kiçik olur.

Aydındır ki, sürtünmə olan halda $F > \frac{P}{2}$ olmalıdır. Belə olan halda tərpənən blokun faydalı iş əmsalından danışmaq lazımdır ki, o da, bu halda $\boxed{\eta = \frac{P}{2F} \cdot 100\%}$ - ə bərabər olacaqdır.

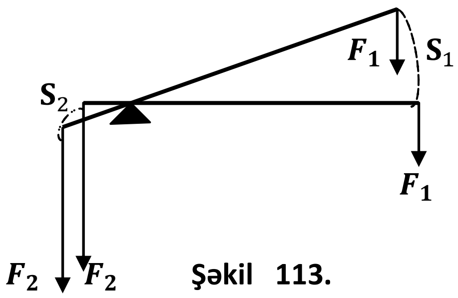


Şəkil 112.

Bəzi hallarda (şəkil 112 - də göstərildiyi kimi) hər iki blokdan birgə istifadə edilir. Bu halda belə bir syste qüvvənin istiqamətini dəyişməklə bərabər, həm də qüvvədə iki dəfə qazanc verəcək.

İki tərpənən blokdan istifadə etməklə isə qüvvədə 4 dəfə qazanmış olarıq və s.

<u>Mexanikanın qızıl qaydası</u>. Tarazlıqda olan lingi dayaq nöqtəsi ətrafında fırladaq. Bu zaman $\boldsymbol{F_1}$ qüvvəsinin tətbiq nöqtəsi $\mathbf{S}_1$ qədər, $\boldsymbol{F_2}$ qüvvəsinin tətbiq nöqtəsi isə $\mathbf{S}_2$ qədər yerini dəyişəcək.



Şəkil 113.

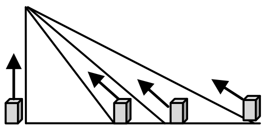
Şəkil 113 - dən göründüyü kimi, bu zaman kiçik qüvvənin getdiyi yol böyük, böyük qüvvənin getdiyi yol isə kiçik olur, yəni $\boxed{\frac{F_2}{F_1} = \frac{S_1}{S_2}}$ olur. Belə məlum olur ki, sadə mexanizmlərdən istifadə edərkən biz qüvvədə qazandığımız qədər yolda itiririk.

Sonuncu ifadədən $\boxed{F_1 S_1 = F_2 S_2}$ alınır ki, bu isə işlərin bərabərliyi deməkdir.

Deməli, **sadə mexanizmlərdən istifadə edərkən yolda itirdiyimiz qədər qüvvədə qazanırıq, işdə isə heç bir qazanc əldə etmirik**.

Yuxarıda qeyd etmişdik ki, mail müstəvi də sadə mexanizmdir. Deməli, mail müstəvidən istifadə zamanı da biz işdə qazanc əldə etmirik. Bu halda biz yolda itirməyin hesabına qüvvədə qazanırıq.

Məsələn, yükü mail müstəvinin köməyi ilə maşina qaldırarkən və yaxud da dik yamaca qalxarkən və s. biz yolu uzatmaqla, qüvvədə qazanmış oluruq (şəkil 114).



Şəkil 114.

Tarazlığın növləri.

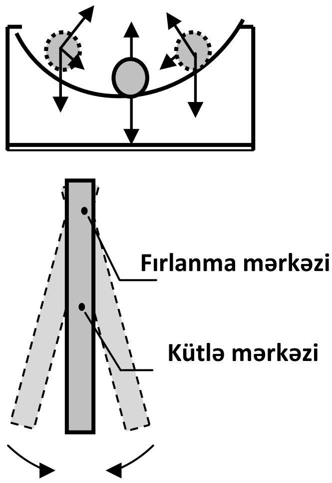
Dayanıqlı tarazlıq.

Əgər cismin tarazlıq vəziyyətindən azacıq meyli zamanı onu əvvəlki vəziyyətinə qaytaran qüvvə meydana çıxırsa, tarazlığın belə halı dayanıqlı tarazlıq adlanır (şəkil 115).

Fırlanma oxu olmayan cisim çökük səth üzərində olarkən onun tarazlığı dayanıqlı olur.

Fırlanma oxu olan cismin isə dayanıqlı tarazlıq halında ola bilməsi üçün onun fırlanma mərkəzi kütlə mərkəzindən yuxarıda yerləşməlidir.

Dayanıqlı tarazlıq halı Yerin səthindən Hesablanan hündürlüyün və yaxud da potensial enerjinin minimum qiymətinə uyğun gəlir.

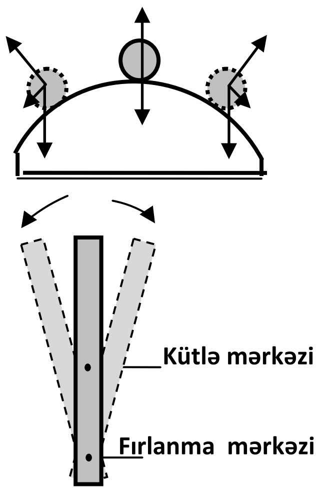


Şəkil 115.

Dayanıqsız tarazlıq.

Əgər cismin tarazlıq vəziyyətindən azacıq meyli zamanı onu əvvəlki vəziyyətindən daha da uzaqlaşdıran qüvvə meydana çıxırsa, tarazlığın belə halı dayanıqsız tarazlıq adlanır (şəkil 116).

Fırlanma oxu olmayan cisim qabarıq səth üzərində olarkən onun tarazlığı dayanıqsız olur. Başqa sözlə desək, kiçik təkan nəticəsində cisim bu vəziyyətdən çıxaraq, öz tarazlığını itirəcəkdir. Fırlanma oxu olan cismin isə dayanıqsız tarazlıq halında ola bilməsi üçün onun fırlanma mərkəzi kütlə mərkəzindən aşağıda yerləşməlidir.



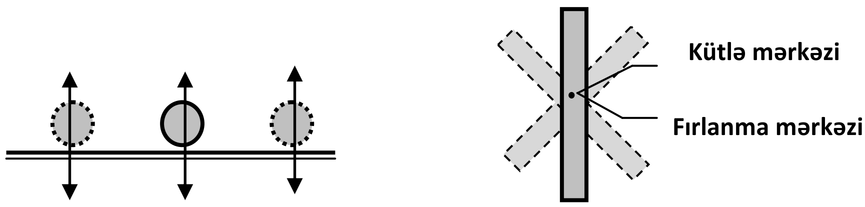
Şəkil 116.

Dayanıqsız tarazlıq halı potensial enerjinin maksimal qiymətinə uyğun gəlir. Oturucaq sahəsi olan cismin ağırlıq qüvvəsinin istiqaməti oturacaq sahəsindən kənara çıxan halda onun tarazlığı dayanıqsız olur.

<u>Fərqsiz tarazlıq</u>.

Əgər cismin tarazlıq vəziyyətindən azacıq meyli zamanı onu əvvəlki vəziyyətindən nə uzaqlaşdıran, nə də əvvəlki vəziyyətinə qaytaran qüvvə meydana çıxmırsa, tarazlığın belə halı fərqsiz tarazlıq adlanır (şəkil 117).

Fırlanma oxu olmayan cisim üfüqi səth üzərində olarkən onun tarazlığı fərqsiz olur. Fırlanma oxu olan cismin isə fərqsiz tarazlıq halında ola bilməsi üçün onun fırlanma mərkəzi kütlə mərkəzi ilə üst-üstə düşməlidir.



Şəkil 117.

Fərqsiz tarazlıq halında cismin potensial enerjisi dəyişməz qalır.

MATERİYA. MADDƏ.

Kainatı dolduran hər şey materiya adlanır. Materiyanın maddə və sahə kimi formaları vardır. Belə çıxır ki, kainat maddə və sahə ilə doludur.

Maddə və ya materiyanın maddə forması dedikdə onun elə forması başa düşülür ki, o bizim hiss orqanlarımıza təsir edərək duyğu əmələ gətirə bilsin.

Materiyanın hiss orqanlarımıza təsir edib, duyğu yarada bilməyən forması onun sahə forması adlanır. Materiyanın sahə forması da onun maddə forması kimi bizim şüurumuzdan, istəyimizdən, onun haqqındakı təsəvvürlərimizdən asılı olmayaraq real mövcuddur.

Biz hələlik materiyanın maddə forması ilə tanış olacağıq. Maddənin bərk, maye və qaz kimi növləri vardır.

Öz həcm və formasını saxlaya bilən maddələr **bərk**, həcmini saxlayıb, formasını asanlıqla dəyişə bilən maddələr **maye**, həcm və formasını saxlaya bilməyən maddələr isə **qaz** maddələr adlanır.

MADDƏ QURULUŞU HAQQINDA ƏSAS POSTULATLAR

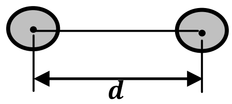
(Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas müddəaları)

‡ **Maddələr bərk, maye və qaz halında olmasından asılı olmayaraq, həddən artıq kiçik ölçüyə və kiçik kütləyə malik zərrəciklərdən (atom və ya molekullardan) təşkil olunmuşlar. Bu zərrəciklər arasında müəyyən məsafələr mövcuddur. Bu məsafələr maddənin bərk halında kiçik, maye halında nisbətən böyük, qaz halında isə daha da böyükdür.**

Dediklərimizə aydınlıq gətirmək üçün "**zərrəciyin ölçüsü"** və "**zərrəciklər arasındakı məsafə"** anlayışlarını dəqiqləşdirək.

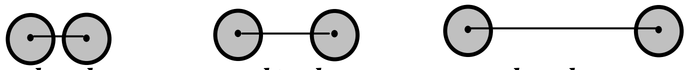
Zərrəciyin ölçüsü dedikdə – zərrəciyi kürə formasında qəbul etməklə, həmin kürənin diametri başa düşülür və "d" ilə işarə olunur (şəkil 118).

Zərrəciklər arasındakı məsafə dedikdə isə zərrəciklərə uyğun kürələrin mərkəzləri arasındakı məsafə başa düşülür və « $\boldsymbol{l}$ » ilə işarə olunur (şəkil 119).



Şəkil 118. **Şəkil 119.**

Maddənin bərk halında $\boldsymbol{l \approx d}$, maye halında $\boldsymbol{l \geq d}$, qaz halında isə $\boldsymbol{l \gg d}$ olur (şəkil 120).



$\boldsymbol{l \approx d}$ $\boldsymbol{l \geq d}$ $\boldsymbol{l \gg d}$

Şəkil 120.

‡ Maddəni təşkil edən zərrəciklər daim nizamsız (xaotik) hərəkət edirlər. Bu nizamsız hərəkətin sürəti maddənin temperaturundan asılıdır. Daha dəqiq desək, maddənin temperaturu artdıqca, zərrəciklərin nizamsız hərəkətinin sürəti artır və əksinə.

‡ Maddəni təşkil edən zərrəciklər arasında qarşılıqlı itələmə və cazibə qüvvələri, bir sözlə desək, qarşılıqlı təsir qüvvələri mövcuddur. Bu qarşılıqlı təsir qüvvələri zərrəciklər arasındakı məsafədən asılı olur. Zərrəciklər arasındakı məsafə artdıqca, qarşılıqlı təsir qüvvələri kiçilir və əksinə.

Əslində maddənin zərrəcikləri arasında mürəkkəb xarakterli qüvvələr mövcuddur.

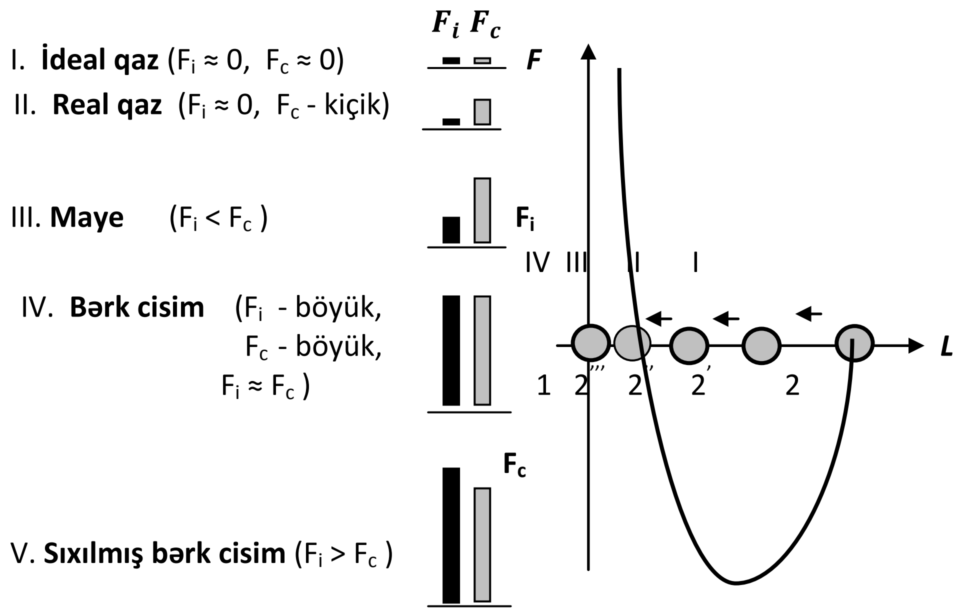
Maddənin ən sadə forması olan ideal qazın zərrəcikləri arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, həm itələmə, həm də cazibə qüvvələri sıfra bərabər qəbul olunur.

Maddənin real qaz halında zərrəciklər arasında itələmə qüvvəsi olmur (bu qüvvə yalnız xaotik hərəkət nəticəsində zərrəciklərin toqquşması anında yaranır), cazibə qüvvəsi isə çox kiçik olur. Belə çıxır ki, bir qaz zərrəciyi digər qaz zərrəciyini uzaq məsafədən kiçik qüvvə ilə cəzb edir, itələmə qüvvəsi isə yalnız toqquşma anında yaranır.

Maye maddələrin zərrəcikləri arasında qazlarla müqayisədə böyük cazibə qüvvəsi və həmçinin də kiçik itələmə qüvvəsi olur, yəni maye zərrəcikləri bir-birini nisbətən böyük qüvvə ilə cəzb etməklə yanaşı, həm də kiçik qüvvə ilə itələyirlər.

Bərk halında olan maddələrin zərrəcikləri arasında təxminən bir-birinə bərabər olan çox güclü itələmə və cazibə qüvvələri mövcuddur.

Dediklərimiz şəkil 121 - də diaqram və qrafik formasında öz əksini tapmışdır.



Şəkil 121.

Zərrəciklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinin məsafədən asılılıq qrafikində yuxarıya artma itələmə qüvvəsinin artması, aşağıya artma isə cazibə qüvvəsinin artmasına uyğundur. Burada 1 və 2 zərrəcikləri - ideal qaza, 1 və $2'$ zərrəcikləri – real qaza, 1 və $2''$ zərrəcikləri – mayeyə, 1 və $2'''$ zərrəcikləri isə – bərk cisimlərə aiddir.

Qaz zərrrəcikləri arasında cazibə qüvvəsi kiçik olduğundan, bu qüvvə zərrəcikləri bir-birinin yanında saxlamağa kifayət etmir və nəticədə onlar xaotik hərəkət hesabına hər tərəfə səpələnirlər. Buna görə də qaz halında olan maddələr həcm və formasını saxlaya bilmir.

Maddənin maye halında zərrəciklər arasındakı cazibə qüvvəsi nisbətən (qazlarla müqayisədə) böyük olduğundan, onların biri digərini tutub yanında saxlaya bilir - aralanmağa imkan vermir (nəticədə mayelər öz həcmlərini saxlayırlar), lakin böyük olmağına baxmayaraq, ağırlıq qüvvəsinə üstün gələ bilmir. Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında zərrəciklər aşağıya doğru sürüşürlər (maye axır). Bu səbəbdən də mayelər öz formalarını saxlaya bilmirlər.

Bərk maddələrdə zərrəciklər arasındakı cazibə qüvvəsi kifayət qədər böyük olduğundan, bu qüvvə zərrəcikləri bir-birindən nə aralanmağa, nə də ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında sürüşməyə imkan verir. Buna görə də bərk maddələr həm həcmlərini, həm də formalarını saxlaya bilirlər.

Sadalanan müddəaların doğruluğunu sübut edən hadisələr **diffuziya hadisəsi** və **Broun hərəkətidir**.

Təmasda olan maddələrin biri-birinə qarışması (daxil olması) hadisəsi diffuziya adlanır.

Diffuziya hadisəsi maddənin zərrəciklərdən təşkil olunması, onlar arasında məsafələrin olması, zərrəciklərin hərəkətdə olması (əks halda maddələr bir-birinə daxil ola bilməzlər) ilə yanaşı həm də zərrəciklər arasında məsafənin müxtəlif cisimlərdə müxtəlif olmasını da sübut etdi. Daha dəqiq desək, qazlarda diffuziyanın sürətinin böyük, mayelərdə nisbətən kiçik, bərk cisimlər də isə daha kiçik olması, qaz zərrəcikləri arasındakı məsafənin böyük, maye zərrəcikləri arasındakı məsafənin nisbətən kiçik, bərk cismin zərrəcikləri arasındakı məsafənin isə daha kiçik olmasını sübut etdi.

Mayedə və qazda asılı vəziyyətdə olan kiçik cisimlərin temperaturdan asılı nizamsız hərəkəti Broun hərəkəti adlanır.

Broun mayedə asılı vəziyyətdə qalan kiçik (mikroskop altında görünə bilən) bitki sporlarının fasiləsiz qarmaqarışıq hərəkətini müşahidə etmişdir. Aydındır ki, bitki sporları özbaşına hərəkət edə bilməzdilər. Onları əhatəsində olduqları maye zərrəcikləri hərəkət etməyə məcbur edə bilərdilər. Bunun üçün isə onların özləri hərəkət etməlidirlər ki, daimi mayedə olan cisimlərə zərbələr vurmaqla, onları hərəkətə gətirsinlər.

Dar işıq fonunda nizamsız hərəkət edən toz zərrəciklərinin hərəkəti də Broun hərəkətinə misaldır. Bu halda toz zərrəciklərinin nizamsız hərəkətinə səbəb hava zərrəciklərinin özlərinin nizamsız hərəkət etməsidir.

Broun hərəkəti maddəni təşkil edən zərrəciklərin daimi nizamsız hərəkət etməsini və bu hərəkətin sürətinin maddənin temperaturundan asılı olmasını sübut edən hadisədir.

NİSBİ ATOM VƏ NİSBİ MOLEKUL KÜTLƏSİ.

Müxtəlif maddələrin zərrəciklərinin kütlələrinin müxtəlif olmasına baxmayaraq, onların hamısı qarşısındakı əmsallar fərqlənməklə eyni tərtibə malikdirlər. Məsələn, hidrogen atomunun kütləsi $m_o(H) \approx 10^{-26}$ kq, $m_o(He) \approx 4 \cdot 10^{-26}$ kq , $m_o(Li) \approx 7 \cdot 10^{-26}$ kq, $m_o(Fe) \approx 56 \cdot 10^{-26}$ kq və s.

Müxtəlif maddələrin atom və ya molekullarının kiloqramlarla təyin olunmuş bu kütlələri atomun və ya molekulun mütləq kütləsi (və yaxud da mütləq atom və ya mütləq molekul kütləsi) adlanır və « $\mathbf{m_o}$» ilə işarə olunur. Atom və ya molekulların mütləq kütlələri, göründüyü kimi, hesablama üçün çətinlik törədən rəqəmlərdir. Bunun səbəbi mexanikada bütöv cisimlər üçün qəbul olunmuş kiloqram etalonunun maddəni təşkil edən zərrəciklər üçün yaramamasıdır. Ona görə də molekulyar fizikada yeni kütlə etalonu qəbul olunur. Etalon olaraq ən kiçik zərrəcik olan hidrogen atomu və ya kütləcə ona bərabər olan karbon atomunun kütləsinin $\frac{1}{12}$ –i götürülür. **Zərrəciyin hidrogen atomuna və ya karbon atomunun $\frac{1}{12}$ – nə görə tapılmış kütləsi onun nisbi atom və ya nisbi molekul kütləsi adlanır** və **« M_r »** ilə işarə olunur.

Nisbi atom və ya nisbi molekul kütləsi $\boxed{M_r = \frac{m_0}{\frac{1}{12} m_{0c}}}$ kimi tapılır. Deməli, **nisbi atom və ya nisbi molekul kütləsi – verilmiş maddənin atom və ya molekulunun mütləq kütləsinin karbon atomunun mütləq kütləsinin $\frac{1}{12}$ – dən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir**.

Aydındır ki, molekulyar quruluşlu maddələr üçün nisbi molekul kütləsindən istifadə edilir və nisbi molekul kütləsini tapmaq üçün molekulu təşkil edən atomların sayı nəzərə alınmaqla, atomların Mendeleyev cədvəlində göstərilmiş nisbi kütlələrini toplamaq lazımdır. Məsələn, $M_r(H_2O) = 1\cdot 2+16=18$, $M_r(H_2SO_4) = 1\cdot 2+32+16\cdot 4=98$ və s.

Deməli, **nisbi molekul kütləsi - atomların sayı nəzərə alınmaqla, nisbi atom kütlələrinin cəminə bərabər olur.**

Maddə miqdarı. Molekulyar fizikada maddə miqdarının vahidi üçün *1* mol adlanan vahid qəbul olunub. Qeyd edək ki, maddə miqdarının bu vahidi BS sisteminin əsas vahidlərindəndir. Şərti olaraq, kütləsi 12q olan karbon maddəsinin miqdarı *1* mol qəbul olunub. Müəyyən edilmişdir ki, 12q karbon maddəsinin tərkibində $6.02\cdot 10^{23}$ sayda atom vardır. İkinci şərt olaraq, qəbul olunmuşdur ki, istənilən maddənin *1 molu* dedikdə, tərkibində bu qədər zərrəcik olan maddə başa düşülsün.

1 mol miqdarında maddə dedikdə, tərkibində 12q karbondakı qədər, yəni $6.02\cdot 10^{23}$ sayda atom və ya molekul olan maddə miqdarı başa düşülür.

1 mol -un təyinindən görünür ki, istənilən maddənin *1 mol* - unu təşkil edən atom və ya molekulların sayı sabit ədəd olub, $6.02\cdot 10^{23}$ -ə bərabərdir. Bu rəqəm Avaqadronun şərəfinə Avaqadro sabiti adlanır və $\boldsymbol{N_A}$ ilə işarə olunur.

Deməli, **Avaqadro sabiti ədədi qiymətcə istənilən maddənin 1 mol - undakı zərrəciklərin sayını göstərir** :

$$N_A = 6.02\cdot 10^{23}\,\frac{zərr}{mol}\left\{\frac{atom}{mol},\frac{molekul}{mol},\frac{1}{mol},mol^{-1}\right\}.$$

Maddə miqdarı **«ν»** ilə işarə olunur.

Əgər *1 mol* - da $N = N_A = 6.02\cdot 10^{23}$ zərrəcik vardırsa, onda *2 mol* - da $N = 2N_A$, *3 mol* -da $N = 3N_A$, ν *mol* – da $\boxed{N = \nu N_A}$ qədər zərrəcik olacaq.

Belə çıxır ki, ν mol **miqdarında maddədəki zərrəciklərin sayını tapmaq üçün maddə miqdarını bir moldakı zərrəciklərin sayına, yəni Avaqadro sabitinə vurmaq lazımdır.**

Sonuncu ifadədən $\boxed{\nu = \dfrac{N}{N_A}}$ alınar. Bu isə o deməkdir ki, maddənin mollarla miqdarını tapmaq üçün maddəni təşkil edən zərrəciklərin sayını bir moldakı zərrəciklərin sayına bölmək lazımdır.

<u>Molyar kütlə</u>. Müxtəlif maddələrin *1* mol -undakı zərrəciklərin sayının eyni olmasına baxmayaraq, onların *1* mollarının kütlələri müxtəlif olur (müxtəlif kütləli, müxtəlif ölçülü zərrəciklərdən təşkil olunduqları üçün).

Molyar kütlə dedikdə, *1* mol miqdarında götürülmüş maddənin kütləsi başa düşülür və « **M** » ilə işarə olunur.

Aydındır ki, molyar kütləni tapmaq üçün 1 zərrəciyin mütləq kütləsini (m_o -ı) *1* moldakı zərrəciklərin sayına vurmaq lazımdır, yəni $\boxed{M = m_o \cdot N_A}$.

BS - də molyar kütlənin vahidi $[M] = 1\frac{kq}{mol}$ -dur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, molyar kütlə $\frac{q}{mol}$ – larla nisbi atom və ya nisbi molekul kütləsinə bərabər olur: $\boxed{M = M_r \frac{q}{mol} = M_r \cdot 10^{-3} \frac{kq}{mol}}$.

Fərz edək ki, zərrəciyinin mütləq kütləsi m_o olan və N sayda zərrəcikdən təşkil olunmuş maddə verilmişdir. Onda bu maddənin kütləsi üçün $\boxed{\boldsymbol{m = m_o N}}$ şəklində ifadə almış olarıq. Bu ifadədən N -i ($N = \frac{m}{m_o}$) və molyar kütlənin düsturundan isə N_A - nı ($N_A = \frac{M}{m_o}$) tapıb, $\nu = \frac{N}{N_A}$ ifadəsində nəzərə alsaq, onda maddə miqdarı üçün $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{m}{M}}}$ kimi də ifadə alarıq.

Deməli, **maddə miqdarını tapmaq üçün maddənin kiloqramlarla kütləsini onun molyar kütləsinə bölmək lazımdır.**

Maddə miqdarının bu ifadəsini $N = \boldsymbol{\nu N_A}$ - da yerinə yazsaq, onda $\boldsymbol{m}$ kütləli maddəni təşkil edən zərrəciklərin sayı üçün $\boxed{\boldsymbol{N} = \frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{M}} N_A}$ ifadəsini alarıq.

MAYE VƏ QAZLAR.

Mayenin sərbəst səthi.

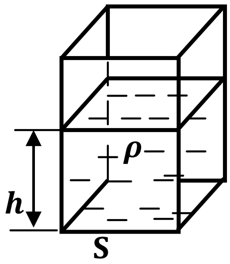
Mayenin qabın divarına toxunmayan səthi onun sərbəst səthi adlanır.

<u>Mayenin təzyiqi.</u> $\boldsymbol{\rho}$ sıxlığına və $\boldsymbol{h}$ hündürlüyünə malik olan mayenin yerləşdiyi qabın $\mathbf{S}$ oturacaq sahəsinə etdiyi təzyiqi hesablayaq (aydındır ki, bu təzyiq çəki təzyiqi olacaq: şəkil 122).

Bu halda $P = \frac{F}{S}$ ifadəsində F qabdakı mayenin çəkisi olduğundan, $P = \frac{mg}{S}$ olar ($m-$ qabdakı mayenin kütləsidir).

$m = \rho V$ və $V = Sh$ olduğunu nəzərə alsaq,

$P = \frac{\rho V g}{S} = \frac{\rho S h g}{S} = \rho g h$ alarıq.



Şəkil 122.

Deməli, mayenin olduğu qabın dibinə etdiyi təzyiq $\boxed{P = \rho g h}$ kimi hesablanır.

Göründüyü kimi, verilmiş yer üçün ($g = const$) mayenin təzyiqi onun sıxlığından və maye sütununun hündürlüyündən asılı olur.

Mayenin təzyiqi, başqa sözlə, hidrostatik təzyiq adlanır.

Qabın içərisindəki maye ilə birlikdə $\boldsymbol{a}$ təcili ilə şaquli istiqamətdə yuxarı və ya aşağı hərəkəti zamanı hidrostatik təzyiq $\boxed{P = \rho(g \pm a)h}$ kimi hesablanır.

Qab içərisindəki maye ilə birlikdə sərbəst düşdükdə isə onun hidrostatik təzyiqi $\boldsymbol{P = 0}$ olar.

Ağzı açıq qabda qabın dibinə edilən təzyiq mayenin öz təzyiqi ilə atmosfer təzyiqinin cəminə bərabər olur: $\boxed{P = \rho g h + P_o}$.

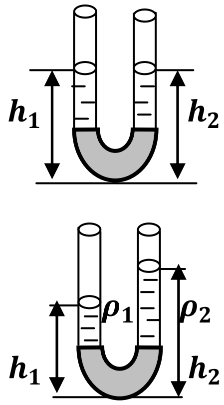
Birləşmiş qablar.

Biri - biri ilə rezin boru vasitəsilə birləşmiş iki slindrik formalı qab götürək. Belə bir sistem birləşmiş qablar olacaq (şəkil 123).

Birləşmiş qablar qanunu:

1. Birləşmiş qablarda bircins mayenin səviyyələri eyni olur ($h_1 = h_2$);

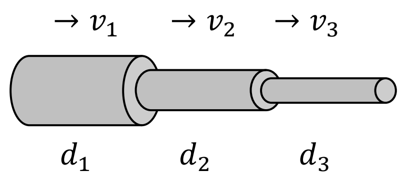
2. Birləşmiş qablarda iki müxtəlif mayedən sıxlığı böyük olanın səviyyəsi aşağı, sıxlığı kiçik olanın səviyyəsi isə yüksək olur: $\boxed{\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{h_2}{h_1}}$. Başqa sözlə desək, $\rho_1 > \rho_2$ olduqda $h_1 < h_2$ olur.



Şəkil 123.

Bernulli qanunu.

Çox vaxt maye və ya qaz müxtəlif diametrli borularda hərəkət edir (şəkil 124). Aydındır ki, böyük həcmli borudakı maye və ya qazın kiçik həcmli borudan tıxac əmələ gətirmədən keçə bilməsi üçün borunun dar yerində onların axma sürəti artmalıdır. Başqa sözlə desək, borunun geniş yerində kiçik sürətə malik maye və ya qaz borunun dar yerindən böyük sürətlə keçməlidir. Diametrləri d_1 və d_2 olan iki boru üçün bu şərt $\boxed{\frac{S_1}{S_2} = \frac{v_2}{v_1}}$



Şəkil 124.

və ya $\boxed{\frac{d_1^2}{d_2^2} = \frac{v_2}{v_1}}$ və yaxud da $\boxed{\frac{r_1^2}{r_2^2} = \frac{v_2}{v_1}}$ olmalıdır.

Burada $\mathbf{S_1}$ və $\mathbf{S_2}$, uyğun olaraq, d_1 və d_2 diametrli boruların en kəsik sahələri, r_1 və r_2 - həmin boruların radiuslarıdır.

Bernulli müxtəlif diametrli borularda axan maye və qazın təzyiqini ölçməklə müəyyənləşdirmişdir ki**, borunun maye və ya qazın axma sürəti böyük olan yerində təzyiqi kiçik, axma sürəti kiçik olan yerində isə təzyiqi böyük olur (Bernulli qanunu).**

Bernulli qanununun riyazi ifadəsi $\boxed{\frac{v_1}{v_2} = \frac{P_2}{P_1}}$ kimi olacaqdır.

En kəsik sahələri üçün isə bu ifadə $\boxed{\frac{S_1}{S_2} = \frac{P_1}{P_2}}$ şəklində olacaq.

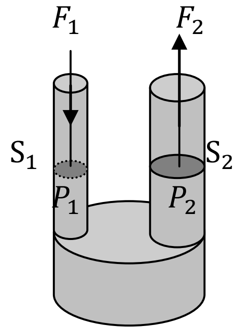
Bernulli qanununun əsasında uçan aparatlar (vertolyot və təyyarə) düzəltmək mümkün olmuşdur. Pərin fırlanması vertolyotun üstündə havanı sürətləndirir və nəticədə həmin yerdəki təzyiq vertolyotun altındakı təzyiqlə müqayisədə kiçik olur və yaranmış təzyiqlər fərqi onu yuxarı qaldırır.

Təyyarənin yerdən ayrılması üçün o müəyyən sürət toplamalıdır. Bu zaman əyriliyinin hesabına qanadın üstündən keçən havanın sürəti böyük olur ki, nəticədə yenə də qanadın alt və üst hissələrində yaranmış təzyiqlər fərqi onu havaya qaldırır.

Hidravlik maşın.

Hidravlik maşına misal olaraq bir - biri ilə birləşmiş, müxtəlif diametrli iki silindrik qabdan ibarət sistemi göstərmək olar. Sistem hər hansı maye ilə (adətən mineral yağla) doldurulur (şəkil 125).

Şəkildə F_1 – S_1 porşeninə təsir edən, F_2 isə S_2 porşenində yaranan qüvvələrdir. F_1 qüvvəsinin təsiri ilə I porşenin altında yaranan P_1 təzyiqi Paskal qanununa görə dəyişmədən hər yerə, o cümlədən də II porşenin altına ötürülür ki, bu da həmin porşenin altında qaldırıcı F_2 qüvvəsini yaradır.



Şəkil 125.

Hidravlik maşının iş prinsipinin Paskal qanununa əsaslandığını nəzərə alsaq, onda II porşenin altında yaranan P_2 təzyiqinin P_1 - ə bərabər olmasını ($P_1 = P_2$), buradan isə $\frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2}$ olması fikrini söyləmiş olarıq. Sonuncu ifadəni $\boxed{\frac{S_2}{S_1} = \frac{F_2}{F_1}}$ kimi də yazmaq olar ki, bu da **hidravlik maşın düsturu** adlanır.

Bu düstura əsasən **ikinci porşenin sahəsi birinci porşenin sahəsindən neçə dəfə böyükdürsə, ikinci porşendə yaranan qüvvə də birinci porşenə təsir edən qüvvədən o qədər dəfə böyük olacaq**. Deməli, hidravlik maşın kiçik qüvvəni böyük qüvvəyə çevirməklə, qüvvədə qazanc verir (porşenlərin sahələrinin müxtəlif olması hesabına). Qüvvədə qazanc verən mexanizmlərin sadə mexanizm olduğunu yada salsaq, hidravlik maşının da sadə mexanizm olması fikrini söyləyə bilərik.

$\frac{F_2}{F_1}$ nisbəti qüvvədə qazancı göstərir. Bütün sadə mexanizmlər kimi hidravlik maşın işdə qazanc vermir, yəni $\boxed{A_1 = A_2}$ olur.

Hidravlik maşında kiçik porşenin h_1 qədər aşağı enməsi, böyük porşenin h_2 qədər yuxarı qalxmasına səbəb olur. Şəkildən aydın olur ki, bu zaman $\boxed{\frac{S_2}{S_1} = \frac{h_1}{h_2}}$ şərti ödənir, yəni kiçik porşen çox, böyük porşen isə az yerini dəyişir.

Hidravlik maşın üçün digər ifadə müxtəlif diametrli borularda mayenin hərəkət sürətinin müxtəlif olması şərtindən alınır. Bu maşından istifadə zamanı biz mayeni dar borudan geniş boruya itələmiş oluruq. Ona görə də nazik boruda böyük $\boldsymbol{v_1}$ sürəti ilə hərəkət edən maye, yoğun boruda kiçik $\boldsymbol{v_2}$ sürəti ilə hərəkət etməlidir. Deməli, bu zaman həm də $\boxed{\frac{\mathbf{S_2}}{\mathbf{S_1}} = \frac{v_1}{v_2}}$ şərti ödənməlidir.

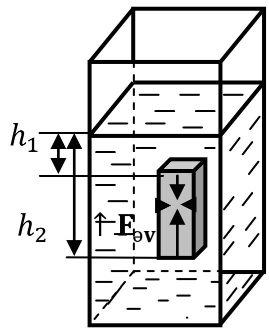
Hidravlik maşınlardan presləmə işlərində (hidravlik press), ağır yüklərin qaldırılmasında (hidravlik domkrat), avtomobillərin tormozlanmasında (hidravlik tormoz) və s. geniş istifadə olunur.

ARXİMED QÜVVƏSİ.

Mayeyə batırılmış cismin yüngülləşməsinin hər birimiz şahidi olmuşuq. Belə çıxır ki, mayeyə batırılmış cisim öz çəkisinin bir hissəsini itirir. Bu isə o zaman mümkündür ki, həmin cisimlərə ağırlıq qüvvəsinin əksinə yönəlmiş başqa bir qüvvə təsir etmiş olsun. Belə bir qüvvənin olmasını asanlıqla yoxlamaq mümkündür. Bunun üçün yüngül cisim (məsələn, kiçik taxta parçası) götürüb, barmağımızla onu suya batırmaq lazımdır. Əlimizi çəkən kimi onun yuxarı atıldığının şahidi olarıq. Belə çıxır ki, mayeyə batırılmış cismə aşağıdan yuxarıya doğru yönəlmiş itələyici qüvvə təsir edir. Qeyd edim ki, itələyici qüvvə təkcə mayeyə yox, həm də qaza batırılmış cisimlərə təsir edir. Ona görə də mayelərə aid dediklərimiz, həm də qazlara aid olacaq.

İtələyici qüvvənin yaranma səbəbini aydınlaşdıraq.

Şəkil 126 – da $h_2 > h_1$ olduğundan cismin alt səthində mayenin yaratdığı P_2 təzyiqi onun üst səthində mayenin yaratdığı P_1 təzyiqindən böyükdür: $P_2 > P_1$ ($P = \rho gh$ ifadəsinə görə).



Şəkil 126.

$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{F}}{\mathbf{S}}$ ifadəsində $S = const$ olduqda, $P \sim F$ olur. Mayeyə batırılmış cismin, şəkildə göstərildiyi halındakı kimi, alt və üst oturacaqlarının sahəsi eyni olduğundan onun alt səthinə təsir edən təzyiq qüvvəsi üst səthinə təsir edən təzyiq qüvvəsindən böyük olmalıdır (belə ki, $S = const$ olduqda, təzyiq böyük olan yerdə təzyiq qüvvəsi də böyük olmalıdır). Nəticədə müxtəlif istiqamətlərdə yönəlmiş bu iki qüvvənin əvəzləyicisi olan və istiqamətcə böyük qüvvə istiqamətində yönəlmiş itələyici qüvvə yaranacaq. Yan tərəflərə təsir edən qüvvələr isə modulca bərabər, istiqamətcə əks olduğundan bir-birini kompensasiya edəcək.

İtələyici qüvvənin nələrdən asılı olduğunu Arximed müəyyənləşdirmişdir. Ona görə də bu qüvvə, həm də arximed qüvvəsi adlanır.

Dediklərimizdən aydın olur ki,

$$F_{it} = F_A = F_2 - F_1 = P_2S - P_1S = S(P_2 - P_1) = S_c(\rho_m g h_2 - \rho_m g h_1)$$

və ya $F_A = S_c\rho_m g(h_2 - h_1) = S_c\rho_m g h_c$ olmalıdır.

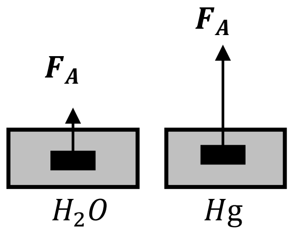
Burada S_c və h_c, uyğun olaraq, mayeyə batmış cismin oturacaq sahəsi və hündürlüyü, h_1 və h_2 həmin cismin üst və alt səthlərinə təsir edən maye sütununun hündürlükləridir.

Sonuncu ifadədə $S_c h_c = V_c$ (cismin həcmi) olduğunu nəzərə alsaq, onda Arximed qüvvəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{F_A = \rho_m g V_c}}$ şəklində ifadə alarıq.

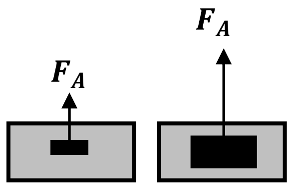
Qaza batmış cisim üçün Arximed qüvvəsinin ifadəsini çıxarsaq, onda $\boxed{\boldsymbol{F_A = \rho_q g V_c}}$ kimi ifadə alarıq.

Göründüyü kimi, Arximed qüvvəsi mayeyə və ya qaza batmış cismin həcmindən (daha dəqiq desək, cismin mayeyə və ya qaza batan hissəsinin həcmindən) və mayenin (və ya qazın) sıxlığından asılı olur.

$V_c = const$ olduqda,
$F_A \sim \rho_m$



$\rho_m = const$ olduqda,
$F_A \sim V_c$ (şəkil 127).



Şəkil 127.

Belə çıxır ki, mayeyə və ya qaza batırılmış cisim öz çəkisini (ağırlıq qüvvəsini yox) ona təsir edən Arximed qüvvəsi qədər itirəcək. Onda **cismin**

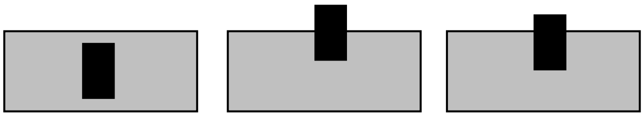
mayedəki (qazdakı) çəkisini tapmaq üçün onun vakuumdakı çəkisindən (ağırlıq qüvvəsindən) Arximed qüvvəsini çıxmaq lazımdır:

$$\boxed{\boldsymbol{P_c(mayed\text{ə}) = mg - F_A}}\ .$$

Dediklərimizdən aydın olur ki, mayeyə (qaza) batmış cismə bir-birinin əksinə yönəlmiş ağırlıq və Arximed qüvvələri kimi iki qüvvə təsir edir. Buna görə də bu qüvvələrin hansının böyük və ya kiçik olmasından asılı olaraq, cisim mayedə bata bilər ($\boldsymbol{mg > F_A}$), mayenin üzünə çıxa bilər ($\boldsymbol{mg < F_A}$), ya da mayenin istənilən dərinliyində tarazlıqda qala bilər, yəni üzər ($\boldsymbol{mg = F_A}$).

Cisimlərin maye və ya qazda batma, üzə çıxma və ya üzmə şərtlərini onların sıxlıqlarına görə də müəyyənləşdirmək olar. Beli ki, **1)** əgər cismin sıxlığı mayenin (qazın) sıxlıgından çoxdursa ($\boldsymbol{\rho_c > \rho_m}$), onda cisim mayedə (qazda) batır, **2)** $\boldsymbol{\rho_c < \rho_m}$ olduqda, cisim mayenin (qazın) üzərində qalır, **3)** $\boldsymbol{\rho_c = \rho_m}$ olduqda isə, cisim mayeyə (qazda) tam bataraq, onun istənilən dərinliyində üzür.

Asanlıqla göstərmək olar ki, yarıya qədər mayeyə batmış cismin sıxlığı mayenin sıxlığının yarısına, $\frac{2}{3}$ hissəsi mayeyə batmış cismin sıxlığı mayenin sıxlığının $\frac{2}{3}$ hissəsinə və s. bərabər olmalıdır (şəkil 128).



$\boldsymbol{\rho_c = \rho_m}$ $\boldsymbol{\rho_c = \frac{1}{2}\rho_m}$ $\boldsymbol{\rho_c = \frac{2}{3}\rho_m}$

Şəkil 128.

Ümumiyyətlə götürdükdə isə $\boxed{\boldsymbol{\rho_c = x \cdot \rho_m}}$ olur.

Burada $\boxed{\boldsymbol{x = \frac{\rho_c}{\rho_m}}}$ - ə bərabər olub, cismin həcminin mayeyə batan hissəsini təşkil edir. Bu halda $\boxed{\boldsymbol{y = 1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}}}$ - cismin həcminin mayedən kənarda qalan hissəsi olacaqdır.

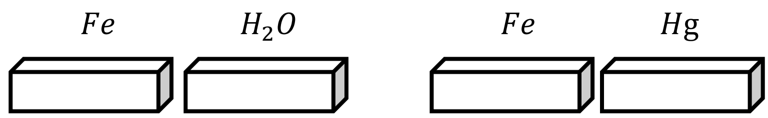
Arximed qanunu.

Arximed qüvvəsinin $F_A = \rho_m g V_c$ ifadəsində $\rho_m V_c$ hasili müxtəlif cisimlərə aid olduğuna görə kütləyə bərabər olmur, lakin, aydındır ki, mayeyə (və ya qaza) batırılmış cisim öz həcmi qədər maye (və ya qaz) sıxışdırıb çıxarır. Ona görə də $V_c = V_m$ olur. Burada V_m - cismin öz həcmi qədər (və ya mayeyə batan hissəsinin həcmi qədər) sıxışdırıb çıxardığı mayenin həcmidir. Bunu nəzərə almaqla, Arximed qüvvəsini $F_A = \rho_m g V_m$ və ya $F_A = m_m g$ kimi yazmaq olar. Bu isə $\boxed{\boldsymbol{F_A = P_m}}$ olması deməkdir.

Deməli, **mayeyə və ya qaza batırılmış cismə təsir edən Arximed qüvvəsi - cismin öz həcmi qədər (və ya mayeyə batan hissəsinin həcmi qədər) sıxışdırıb çıxardığı mayenin və ya qazın çəkisinə bərabər olur (Arximed qanunu).**

Bunu nəzərə alaraq, cisimlərin batma, üzə çıxma və üzmə şərtlərini həm də aşağıdakı kimi müəyyənləşdirmək olar. Bildiyimiz kimi, cismin mayedə batması üçün $mg > F_A$ şərti ödənməlidir. Bu halda ağırlıq qüvvəsinin cismin çəkisinə, Arximed qüvvəsinin isə cismin sıxışdırıb çıxardığı mayenin (və ya qazın) çəkisinə bərabər olduğunu nəzərə alsaq, onda batma şərtini $\boxed{\boldsymbol{P_c > P_m}}$ kimi də yazmaq olar. Belə çıxır ki, əgər **cismin çəkisi öz həcmi qədər sıxışdırıb çıxardığı mayenin (qazın) çəkisindən böyükdərsə, onda cisim mayeyə batar**. Əks halda, yəni $\boxed{\boldsymbol{P_c < P_m}}$ olduqda cisim mayenin üzərinə çıxar (şəkil 129). Cismin mayenin istənilən dərinliyində üzməsi üçün isə $\boxed{\boldsymbol{P_c = P_m}}$ olmalıdır.

Ona görə dəmirin suda batıb, civənin üzərində qalmasını sonuncu şərtə görə belə izah edə bilərik. Dəmir suda ona görə batır ki, dəmirin çəkisi həmin həcmdə suyun çəkisindən böyük, həmin həcmli civənin çəkisindən isə kiçikdir.



$P_{dəmir} > P_{su}$ $\qquad$ $P_{dəmir} < P_{civə}$

Şəkil 129.

Arximed qanunundan çıxan nəticələr:

- ❖ mayenin səthində üzən cismin hansı hissəsinin mayeyə batmasından asılı olmayaraq, ona təsir edən Arximed qüvvəsi ağırlıq qüvvəsinə bərabər olur;
- ❖ sıxlığından asılı olmayaraq, müxtəlif mayelərin səthində üzən

cisimlərə təsir edən arximed qüvvəsi eyni olur. Başqa sözlə desək, hansısa mayenin səthində üzən cismi sıxlığı ondan $\boldsymbol{n}$ dəfə çox və ya az olan mayeyə saldıqda, yenə də mayenin səthində qalırsa, deməli Arximed qüvvəsi əvvəlki qədərdir;

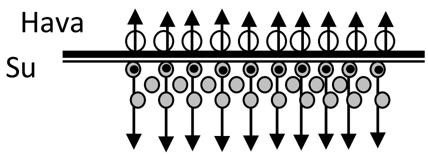
- ❖ cismin sıxlığı mayenin sıxlığına bəradər olduqda ($\rho_c = \rho_m$), cismin mayedəki çəkisi sıfra bərabər olur;
- ❖ cisim sıxılmayan mayenin müxtəlif dərinliklərinə tam batdıqda, ona təsir edən Arximed qüvvəsi dəyişmir;
- ❖ içərisində maye olan qab sərbəst düşürsə, mayedə üzən cismə təsir edən Arximed qüvvəsi sıfra bərabər olur.

Arximed qüvvəsi cismin mayeyə batan hissəsinin ağırlıq mərkəzinə tətbiq olunur.

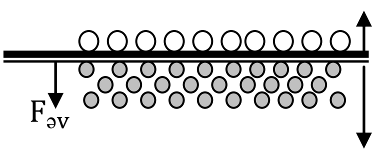
Mayelərin sıxlığını ölçməyə imkan verən və areometr adlanan cihazın iş prinsipi Arximed qüvvəsinin təsirinə əsaslanıb.

MAYELƏRİN SƏTHİ GƏRİLMƏSİ.

Mayenin səth təbəqəsini əmələ gətirən molekullar daxildəki molekullardan onunla fərqlənir ki, daxildəki molekullar hər tərəfdən yalnız maye molekulları ilə əhatə olunduğu halda, səthdəki molekullar bir tərəfdən maye molekulları, digər tərəfdən isə hava molekulları ilə əhatə olunurlar. Bu ona gətirib çıxarır ki, səthdəki molekullara təsir edən qüvvələr bir – birini tarazlaşdıra bilmir (şəkil 130) və nəticədə mayenin daxilinə tərəf yönəlmiş əvəzləyici qüvvə yaranır (şəkil 131). Buna görə də, mayenin açıq səthi həmişə gərilmiş vəziyyətdə, yəni səthdəki molekullar daxilə tərəf dartılmış vəziyyətdə olurlar.

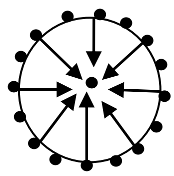


Şəkil 130.



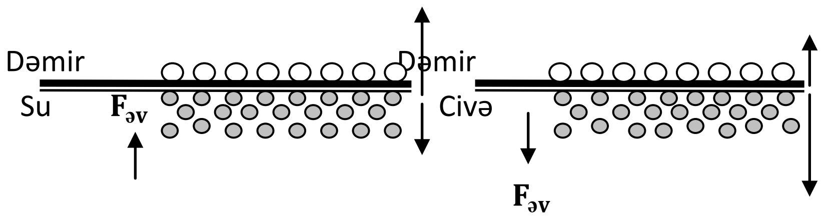
Şəkil 131.

Kiçik həcmli mayenin kürə (damcı) formasını almasının səbəbi də bununla izah olunur. Belə ki, mayenin üst səthini əmələ gətirən molekulların daxilə dartılması elə formalı həndəsi fiqur yaradır ki, onun da səthinin sahəsi ən kiçik olsun. Belə fiqur isə, məlum olduğu kimi, kürədir (şəkil 132).



Şəkil 132.

Hava sərhəddindən fərqli olaraq, bərk cisim sərhəddində maye özünü başqa cür aparır. Bu halda mayenin bərk cismi isladan və ya islatmayan olmasından asılı olaraq, səthi gərilmə qüvvəsi birinci halda bərk cismə tərəf, ikinci halda isə mayeyə tərəf yönəlmiş olur (şəkil 133).



Şəkil 133.

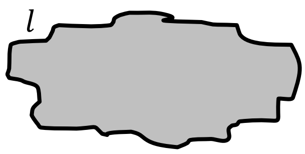
Əgər bərk cismin zərrəcikləri ilə maye zərrəcikləri arasındakı cazibə qüvvəsi mayenin öz zərrəcikləri arasındakı cazibə qüvvəsindən böyükdürsə, bu halda maye həmin bərk cisim üçün isladan maye olur. Digər halda, yəni bərk və maye zərrəcikləri arasındakı cazibə qüvvəsi mayenin öz zərrəcikləri arasındakı cazibə qüvvəsindən kiçikdirsə, maye həmin bərk cisim üçün islatmayan olur.

Məsələn, su dəmir üçün isladan, civə isə dəmir üçün islatmayan mayedir (şəkil 133).

Maye molekullarının hava və bərk cisim sərhədlərində özlərini bu cür aparmaları hadisə səthi gərilmə hadisəsi, yaranmış əvəzləyici qüvvə isə səthi gərilmə qüvvəsi adlanır.

Səthi gərilmə qüvvəsinin nələrdən asılı olduğunu müəyyənləşdirək. Səthi gərilmə qüvvəsinin yaranma prinsipindən aydın olur ki, bu qüvvə mayenin səthini hüdudlandıran konturun uzunluğundan asılı olmalıdır (şəkil 134): $F_{s.g.} \sim l$.

Bərabərliyə keçsək, $\boxed{\boldsymbol{F_{s.g.} = \sigma l}}$ alarıq.



Şəkil 134.

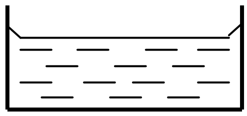
Burada $\boldsymbol{\sigma}$ - mütənasiblik əmsalı olub, səthi gərilmə əmsalı adlanır. $\boldsymbol{\sigma}$ -nın vahidi $\boldsymbol{1}\ \frac{\boldsymbol{N}}{\boldsymbol{m}}$ –dir.

Səthi gərilmə əmsalı - konturun vahid uzunluğuna düşən səthi gərilmə qüvvəsinə bərabər fiziki kəmiyyətdir.

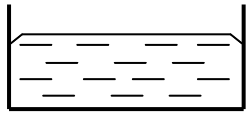
Çevrə formasında olan kontur üçün $\boldsymbol{l = 2\pi r}$ və ya $\boldsymbol{l = \pi d}$ olduğunu nəzərə alsaq, səthi gərilmə qüvvəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{F_{s.g.} = 2\pi r\sigma}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{F_{s.g.} = \pi d\sigma}}$ alarıq.

Kapilyarlıq hadisələri.

Səthi gərilmə qüvvəsinin olması ona gətirib çıxarır ki, böyük qablarda olan isladan mayenin səthi, az da olsa, kənarlardan yuxarıya tərəf (şəkil 135), islatmayan mayenin səthi isə kənarlardan aşağıya tərəf (şəkil 136) əyilmiş olur.



Şəkil 135.



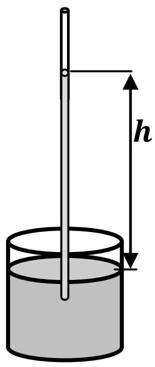
Şəkil 136.

Çox kiçik diametrli borularda (kapilyar borularda) bu hadisə isladan maye üçün onun boru boyunca qalxmasına, islatmayan maye üçün isə boru boyunca aşağı enməsinə səbəb olur.

Aydındır ki, səthi gərilmə qüvvəsinin boru boyunca qaldırdığı mayenin çəkisi səthi gərilmə qüvvəsi qədər olmalıdır. Bunu nəzərə alaraq, en kəsik sahəsi dairə olan silindrik formalı kapilyar boruda mayenin qalxma (enmə) hündürlüyü üçün ifadə çıxaraq (şəkil 137).

$F_{s.g.} = P_m = mg$ ifadəsində $F_{s.g.} = 2\pi r\sigma$ və $m = \rho V = \rho\pi r^2 h$ olduğunu nəzərə alaraq, kapilyar boruda mayenin qalxma hündürlüyü üçün

$\boxed{\boldsymbol{h = \frac{2\sigma}{\rho g r}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{h = \frac{4\sigma}{\rho g d}}}$ şəklində ifadələr alarıq.

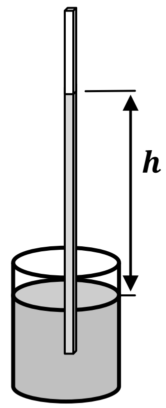


Şəkil 137.

Burada $\boldsymbol{r}$ – kapilyar borunun radiusu (d – diametri), ρ – isə boruda qalxan mayenin sıxlığıdır.

İslatmayan maye halında kapilyar boruda mayenin enmə hündürlüyü eyni ilə həmin ifadələrlə müəyyən ediləcək.

İndi də en kəsik sahəsi kvadrat olan kapilyar boruda mayenin qalxma (enmə) hündürlüyü üçün ifadə çıxaraq (şəkil 138). Bu halda $F_{s.g.} = P_m = m\mathrm{g}$ ifadəsində $F_{s.g.} = 4a\sigma$ və $m = \rho V = \rho a^2 h$ olduğunu nəzərə alsaq, kapilyar boruda mayenin qalxma hündürlüyü üçün $\boxed{\boldsymbol{h = \frac{4\sigma}{\rho g a}}}$ ifadəsini alarıq.



Şəkil 138.

İfadə çıxarılarkən boruda mayenin səthini hüdudlandıran konturun uzunluğunun kvadratın perimetrinə ($l = 4a$) və borunun en kəsik sahəsinin isə kvadratın sahəsinə ($S = a^2$) bərabər olması nəzərə alınmışdır (burada «a» kvadratın tərəfidir).

Qabla birlikdə kapilyar borunun $\boldsymbol{a}$ təcili ilə şaquli yuxarı və şaquli aşağı hərəkəti zamanı silidrik formalı boruda mayenin qalxma hündürlüyü $\boxed{\boldsymbol{h = \frac{2\sigma}{\rho(g+a)r}}}$ ifadəsi ilə təyin ediləcək.

QAZIN TƏZYİQİ.

$\mathrm{P} = \frac{\mathrm{F}}{\mathrm{S}}$ düsturunda F əksər hallarda cismi səthə sıxan qüvvə, yəni cismin çəkisi olduğundan, bu cür təyin olunan təzyiq, başqa sözlə, çəki təzyiqi adlanır. Bərk cisimlərin və mayelərin təzyiqi məhz onların verilmiş səthdə və ya olduqları qabın dibində yaratdıqları təzyiqdir.

Xaotik hərəkət ona səbəb olur ki, qaz zərrəcikləri daimi olduqları qabın divarları ilə toqquşaraq, ona zərbələr vurur. Külli miqdarda zərrəciklərin birgə təsiri – zərbəsi müəyyən təzyiq yaradır ki, bu təzyiq də qazın zərbə təzyiqi adlanır.

Belə çıxır ki, qazların çəki təzyiqi ilə yanaşı, həm də zərbə təzyiqi adlanan təzyiqi vardır.

Zərdə təzyiqi dedikdə - qaz zərrəciklərinin nizamsız hərəkəti nəticəsində olduqları qabın divarlarına vurduqları zərbələrin yaratdığı təzyiq başa düşülür.

Kiçik həcmli qablarda qazın çəki təzyiqi onun yaratdığı zərbə təzyiqi ilə müqayisədə kiçik olur. Ona görə də qazın təzyiqi dedikdə, əsasən onun zərbə təzyiqi başa düşülür.

Paskal qanunu.

Maye və qaz zərrəciklərinin mütəhərrik olması, yəni onların asanlıqla yerini dəyişə bilməsi ona səbəb olur ki, maye və ya qaz üzərində təzyiq yaradarkən bu təzyiq həcmə ötürülə bilir, paylana bilir.

Paskal müəyyən etmişdir ki, **maye və qazlar üzərinə düşən təzyiq dəyişmədən bütün həcmə bərabər paylanır.**

Maye və ya qazlar üzərinə düşən təzyiqin bütün həcmə bərabər paylanmasının səbəbi təzyiq nəticəsində sıxlaşmış zərrəciklərin seyrək yerlərə tərəf hərəkətə gəlməsi və xaotik hərəkət nəticəsində hər tərəfə yenidən bərabər paylanmasıdır. Qeyd edim ki, xaotik hərəkət zərrəciklərin həcm üzrə qeyri-bərabər paylanmasına imkan vermədiyindən, ola bilməz ki, qabın hansısa hissəsində zərrəciklərin sıxlığı digər hissəsindəki sıxlığından fərqli olsun.

Paskal qanunu bərk cisimlərə aid deyil, çünki bərk cismin zərrəcikləri maye və qaz zərrəciklərindən fərqli olaraq, mütəhərrik deyillər və ona görə də onlar seyrək yerlərə tərəf hərəkət edə bilmirlər və nəticədə üzərlərinə düşən təzyiqi həcmə paylaya bilmirlər.

Atmosfer. Atmosfer təzyiqi .

Atmosfer dedikdə, Yeri əhatə edən hava qatı başa düşülür. Atmosfer əsasən azot (78 %) və oksigen (21 %) qazlarından ibarət olub, CO_2, H_2O və bəzi təsirsiz qazlara da malikdir.

Atmosferi Yerin ətrafında saxlayan Yerin böyük cazibə qüvvəsidir. Atmosferin Yeri tərketmə təhlükəsi ola bilərmi? Fərz edilir ki, Ayın da nə vaxtsa atmosferi olub və sonradan atmosfer Ayı tərk edib.

Məlumdur ki, cismin Yerin cazibəsindən çıxa bilməsi üçün onun sürəti II kosmik sürət qədər, yəni $11.2\ \frac{km}{san}$ qədər olmalıdır. Hava molekullarının xaotik hərəkətinin orta sürəti bu rəqəmdən çox kiçik olduğundan atmosferin Yeri tərketmə təhlükəsi yoxdur.

Atmosfer Yerin ətrafına bir neçə min kilometrlərlə paylanmışdır, yəni atmosferin dəqiq hündürlüyü yoxdur.

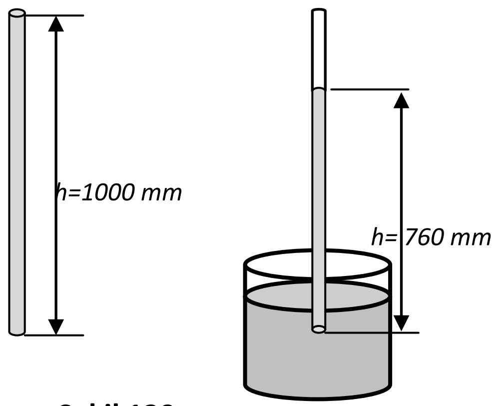
Atmosfer Yerin ətrafına həm də qeyri-bərabər sıxlıqda paylanmışdır. Yerin səthinə yaxın atmosferin sıxlığı ən böyük olub, Yerdən uzaqlaşdıqca, havanın sıxlığı azalır. Deməli, atmosferin dəqiq sıxlığı da yoxdur. Yerin səthi üzərində atmosferin sıxlığı $\rho = 1.29\frac{kq}{m^3} \approx 1.3\frac{kq}{m^3}$ qədərdir.

Aydın olur ki, çox böyük hündürlüyə malik hava təbəqəsi böyük kütləyə (böyük çəkiyə) malik olmalıdır və ona görə də Yerin səthində və Yerin səthində olan cisimlərin üzərində böyük çəki təzyiqi yaratmalıdır.

Aydındır ki, bu halda Yerin səthinə yaxın hava zərrəcikləri səthə zərbələr vurmaqla, həm də zərbə təzyiqi yaratmalıdır, lakin bu təzyiq çəki təzyiqi ilə müqayisədə çox kiçik olduğundan, atmosfer təzyiqi dedikdə, hava təbəqəsinin çəki təzyiqi başa düşülür.

Atmosfer təzyiqi dedikdə bir neçə min kilometrlərlə uzanan və nəticədə böyük kütləyə (böyük çəkiyə) malik hava təbəqəsinin Yerdə yaratdığı çəki təzyiqi başa düşülür.

Atmosfer təzyiqini Torriçelli çox sadə üsulla ölçə bilmişdir. Bir metr (***1000 mm***) uzunluğunda civə ilə dolu borunu başı üstə çevirərək, içərisində civə olan digər qaba salmışdır. Bu zaman borudakı civənin bir hissəsi qaba tökülmüş və boruda ***760 mm*** hündürlüyündə civə qalmışdır (şəkil 139).



Şəkil 139.

Borudabu qədər civənin qalması Atmosfer təzyiqinin *760 mm* civə sütunun təzyiqinə bərabər olması deməkdir. Onda atmosfer təzyiqini müəyyənləşdirmək üçün elə ***760 mm*** civə sütununun təzyiqini tapmaq lazımdır. Bunun üçün $P = \rho g h$ ifadəsində $\rho = 13600\frac{kq}{m^3}$, $g = 9.8\frac{m}{san^2}$, $h = 0.76\,m$ yazmaq lazımdır. Onda atmosfer təzyiqi üçün $P = 101300\,Pa \approx 100000\,Pa = 10^5\,Pa$ alarıq.

Torriçelli təcrübəni müxtəlif vaxtlarda aparmış və müəyyən etmişdir ki, civə sütununun hündürlüyü (deməli, atmosfer təzyiqi), az da olsa, dəyişə bilir. Torriçelli düzgün olaraq, atmosfer təzyiqinin hətta verilmiş yer üçün belə sabit kəmiyyət olmadığı fikrinə gəlmişdir. Torriçelli okean səviyyəsi üçün (okean səviyyəsi Yerin səthi hesab olunur) müxtəlif vaxtlarda apardığı təcrübələr üçün əksər hallarda ***760 mm*** və ya ona yaxın hündürlük qeydə almışdır. Ona görə də ***760 mm*** civə sütununun təzyiqinə uyğun atmosfer təzyiqini o, normal atmosfer təzyiqi adlandırmışdır.

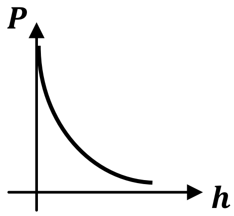
Normal atmosfer təzyiqi dedikdə, *760 mm* civə sütununun təzyiqinə bərabər atmosfer təzyiqi başa düşülür. Normal atmosfer təzyiqi $\boldsymbol{P_0}$ ilə işarə olunur və artıq müəyyən etdiyimiz kimi, $\boldsymbol{P_0 = 10^5\ Pa}$ -dır.

Torriçelli atmosfer təzyiqinin vahidi üçün ***1 mm c.s.*** adlanan yeni vahid təklif etmişdir.

Aydındır ki, $\boldsymbol{1\ mm\,c.s. = \frac{101300\ Pa}{760} = 133.3\ Pa}$ olmalıdır.

Hündürlük artdıqca, hava təbəqəsinin həm qalınlığı, həm də sıxlığı azaldığı üçün atmosfer təzyiqi azalmalıdır. Müəyyən edilmişdir ki, hər ***12 m*** - dən bir, atmosfer təzyiqi $\boldsymbol{1\ mm\,c.s.\ (133.3\ Pa)}$ qədər azalır.

Şəkil 140 - da atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsi göstərilmişdir.



Şəkil 140.

Atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsinə əsaslanan hündürlükölçən cihaz - ***altimetr*** adlanır.

Təbii olaraq belə bir sual meydana çıxır. Həmin təcrübəni Torriçelli su ilə aparmış olsaydı, nə müşahidə edərdi? Bu halda da başı üstə çevrilmiş boruda qalan suyun səviyyəsi **760 mm** qədərmi olacaq? Bu suala cavab tapmaq üçün normal atmosfer təzyiqinin neçə metr su sütununun təzyiqinə bərabər olduğunu müəyyənləşdirək. Bunun üçün $P = \rho g h$ ifadəsində $\rho = 1000\,\frac{kg}{m^3}$ (suyun sıxlığını) yazmaqla, ***h*** hündürlüyünü tapsaq, $\boldsymbol{h_{su}}$ **= 10.3 m** almış olarıq.

Deməli, **760 mm** civə sütununun təzyiqinə bərabər olan normal atmosfer təzyiqi, **10.3 m** su sütununun təzyiqinə bərabərdir.

Atmosfer təzyiqini ölçən cihaz barometr adlanır.

Barometrlər mayeli və mayesiz olurlar. Mayesiz barometr – barometr aneroid adlanır.

Təzyiqi atmosfer təzyiqindən fərqlənən (çox böyük və ya kiçik olan) qazların təzyiqini manometr adlanan cihazla ölçürlər.

Manometrlər də, barometrlər kimi, mayeli və mayesiz olurlar. Mayeli manometr civə ilə doldurulmuş birləşmiş qablar sistemidir. Mayesiz manometrin əsas hissəsi isə içərisində vakuum yaradılmış metal qutudan ibarətdir.

İDEAL QAZIN TƏZYİQ DÜSTURU
(Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi).

Zərrəcikləri arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olan $(F_{it} \approx 0, F_c \approx 0)$ qaz - ideal qaz adlanır.

Real qazı seyrəkləşdirməklə onu ideal qaza çevirmək olar. İdeal qaz ən sadə makroskopik sistem hesab olunur.

Makroskopik sistemlərin halı üç müxtəlif parametrlə xarakterizə olunur ki, həmin parametrlər də makroskopik parametrlər adlanır. Bunlar - ideal qazın həcmi, ideal qazın mütləq temperaturu və ideal qazın təzyiqidir.

İdeal qazın həcmi dedikdə, onun fəzada tutduğu yer başa düşülür.

Temperatur dedikdə, cisimlərin istilik dərəcəsi (soyuq, ılıq, isti və s.) başa düşülür.

İdeal qazın təzyiqi dedikdə isə, artıq qeyd etdiyimiz kimi, onun zərrəciklərinin nizamsız hərəkəti nəticəsində qabın divarlarına vurduğu zərbələrin yaratdığı təzyiq başa düşülür.

İdeal qazın zərbə təzyiqi üçün ifadə çıxarmamışdan əvvəl **qazın konsentrasiyası** və **zərrəciklərin sürətinin orta qiyməti (sürətin kvadratının orta qiyməti)** anlayışları ilə tanış olaq.

Qazın konsentrasiyasını tapmaq üçün qaz molekullarının ümumi sayını qazın həcminə bölmək lazımdır. Konsentrasiya $\boldsymbol{n}$ ilə işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{N}}{\boldsymbol{V}}}$ kimi tapılır.

$V = 1$ olduqda, $n = N$ olur. Deməli, **konsentrasiya – qazın vahid həcminə düşən zərrəciklərin sayına bərabər fiziki kəmiyyətdir**.

BS-də konsentrasiyanın vahidi

$$[\boldsymbol{n}] = \frac{\boldsymbol{z\partial\partial r}}{\boldsymbol{m^3}} = \frac{\boldsymbol{atom}}{\boldsymbol{m^3}} = \frac{\boldsymbol{molekul}}{\boldsymbol{m^3}} = \frac{\boldsymbol{ion}}{\boldsymbol{m^3}} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{m^3}} = \boldsymbol{m^{-3}} \quad \text{- dir.}$$

Qazın konsentrasiyası zərrəciklərin sayından düz (həcm sabit qaldıqda), həcmindən isə tərs (zərrəciklərin sayı sabit qaldıqda) mütənasib olur.

Zərrəciklərin xaotik hərəkəti ona səbəb olur ki, onlar fasiləsiz bir-biri ilə toqquşurlar və nəticədə zərrəciklərin sürəti daimi dəyişir. Belə olan halda yalnız zərrəciklərin sürətinin orta qiymətindən danışmaq olar. Görəcəyik ki, bizə orta sürətin özü yox, onun kvadratının orta qiyməti daha çox lazım gələcək, çünki molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas anlayışlarından biri olan orta kinetik enerji məhz bu kəmiyyətlə müəyyən edilir.

Sürətin kvadratının orta qiyməti $\boxed{\overline{v^2} = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \ldots + v_N^2}{N}}$ kimi tapılır.

Burada N - qaz zərrəciklərinin sayıdır.

İstənilən vektorial kəmiyyətin modulunun kvadratının onun oxlar üzrə proyeksiyalarının kvadratlarının cəminə bərabər olmasını əsas götürərək $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ yazmaq olar. Xaotik hərəkət üçün bütün istiqamətlərdə hərəkətin eyni ehtimallı olmasını nəzərə almaqla ($\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$), onda sürətin kvadratının orta qiyməti üçün $\overline{v_x^2} = \frac{1}{3}\overline{v^2}$ alarıq.

Nyutonun II qanununun bu halda $F = m_0 n v_x^2 S$ ifadəsini $F = \frac{1}{3} m_0 n \overline{v^2} S$ şəklində yazmaqla, ideal qazın təzyiqi üçün $\boxed{\boldsymbol{P = \frac{1}{3} m_0 n \overline{v^2}}}$ üsturunu almış olarıq. İdeal qazın zərbə təzyiqi üçün alınmış bu ifadə həm də ideal qazın molekuyar - kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi adlanır.

Burada, $\boldsymbol{m_0}$ - zərrəciyin mütləq kütləsi, $\boldsymbol{n}$ - qazın konsentrasiyası, $\boldsymbol{\overline{v^2}}$ - xaotik hərəkətin sürətinin kvadratının orta qiymətidir.

Sonuncu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{P = \frac{2}{3} n \overline{E_k}}}$ kimi də yazmaq olar. Bu halda $\boldsymbol{\overline{E_k}}$ - qaz zərrəciklərinin orta kinetik enerjisi olacaqdır.

Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi üçün aldığımız ifadədə $n = \frac{N}{V}$ və $m = m_0 N$ olduğunu nəzərə almaqla, ideal qazın təzyiqi üçün

$$P = \frac{1}{3} m_0 n \overline{v^2} = \frac{1}{3} m_0 \frac{N}{V} \overline{v^2} = \frac{1}{3} \frac{m}{V} \overline{v^2} = \frac{1}{3} \rho \overline{v^2} \quad \text{alarıq.}$$

Deməli, qazın təzyiqi həm də $\boxed{\boldsymbol{P = \frac{1}{3} \rho \overline{v^2}}}$ kimi tapılır (burada $\boldsymbol{\rho}$ - qazın sıxlığıdır).

Temperatur. Temperatur tarazlığı.

Müxtəlif temperaturlu cisimlər arasında istilik mübadiləsi baş verir. Bu zaman isti cisim istiliyinin bir hissəsini soyuq cismə verərək soyuyur, soyuq cisim isə aldığı istiliyin hesabına qızır və nəticədə cisimlərin temperaturları bərabərləşir. Bu halda deyilir ki, cisimlər istilik tarazlığı halına gəlirlər. İstilik tarazlığı halında cisimlərin malik olduğu temperatur qərarlaşmış temperatur adlanır.

İstilik tarazlığı halında cisimləri təşkil edən zərrəciklərin xaotik hərəkətinin orta sürəti eyni olur. Bu isə onların orta kinetik enerjilərinin eyni olması deməkdir.

İdeal qazın təzyiqi üçün aldığımız $P = \frac{2}{3} n\overline{E_k}$ ifadəsini $P = \frac{2}{3}\frac{N}{V}\overline{E_k}$ şəklində yazmaqla, həmin ifadədən $\frac{PV}{N} = \frac{2}{3}\overline{E_k}$ alarıq. Bu ifadədən aydın olur ki, istilik tarazlığı halında müxtəlif qazlar üçün $\overline{E_k}$ eyni olduğundan $\frac{PV}{N}$ nisbəti də eyni olmalıdır. Müxtəlif qazları (H_2, O_2, He) 0^oC temperaturlu buzun içərisində saxlamaqla, onları temperatur tarazlığına gətiriblər və hər bir qaz üçün $\frac{PV}{N}$ nisbətini təyin ediblər. Bu nisbətin bütün qazlar üçün istilik tarazlıq halında eyni olması sübut olunub. Belə çıxır ki, $\frac{PV}{N}$ nisbəti istilik tarazlığı halında müxtəlif qazlar üçün eynidir. Həmin kəmiyyəti **« $\boldsymbol{\theta}$ »** ilə işarə ediblər: $\boldsymbol{\frac{PV}{N} = \theta}$.

Bu nisbəti başqa temperatur halı üçün də müəyyən edən zaman (həmin qazları 100^oC temperaturlu suyun içərisində saxlamaqla), temperatur tarazlığında həmin nisbətin müxtəlif qazlar üçün yenə eyni olduğu müəyyən edilib və əlavə olaraq aydın olub ki, bu halda $\boldsymbol{\theta}$ – nın qiyməti əvvəlki qiyməti ilə müqayisədə böyükdür. Belə çıxır ki, $\boldsymbol{\theta}$ temperaturdan asılı olan kəmiyyətdir: $\theta \sim T$. Bərabərliyə keçsək, $\boxed{\boldsymbol{\theta = k\,T}}$ alarıq. Burada **« $\boldsymbol{k}$»** - mütənasiblik əmsalı olub, Bolsman sabiti adlanır. $\boldsymbol{\theta}$ - enerji vahidləri ilə ölçülən temperatur, $\boldsymbol{T}$ – isə dərəcələrlə (Kelvinlərlə) ölçülən temperaturdur və qazın mütləq temperaturu adlanır.

Belə çıxır ki, **Bolsman sabiti - enerji vahidləri ilə ölçülən temperaturla Kelvinlərlə ölçülən temperatur arasında əlaqə yaradır**.

Bu sabitin ədədi qiyməti $k = 1.38 \cdot 10^{-23}\frac{C}{K}$ – dir.

$\frac{\boldsymbol{PV}}{\boldsymbol{N}} = \boldsymbol{\theta}$ ifadəsində $\theta = k\,T$ olduğunu nəzərə alsaq, $\frac{\boldsymbol{PV}}{\boldsymbol{N}} = kT$ alarıq. Buradan isə molekulyar – kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi üçün $\boxed{\boldsymbol{P = nkT}}$ şəklində ifadə alınır.

Belə çıxır ki, ideal qazın təzyiqi onun konsentrasiyasından və mütləq temperaturundan asılı olur.

$\frac{\boldsymbol{PV}}{\boldsymbol{N}} = kT$ ifadəsindən həmçinin mütləq temperaturun fiziki mənası aydın olur. Belə ki, $\boldsymbol{T = 0K}$ olduqda, $\frac{PV}{N} = 0$ olur. Buradan isə $PV = 0$ və ya $= \boldsymbol{0}\,,\ \boldsymbol{V = 0}$ alınır.

Deməli, mütləq temperatur dedikdə, elə temperatur başa düşülür ki, həmin temperaturda qazın təzyiqi və həcmi sıfır olur. Bu isə xaotik hərəkətin dayanması və ya zərrəciklərin «donaraq» zərbə vura bilməməsi deməkdir. Ona görə də qazın zərbə təzyiqi sıfır olur. Həcmin sıfır olması isə xaotik hərəkətin kəsilməsi nəticəsində qaz zərrəciklərinin həcmə paylana bilməməsi və qabın dibinə çökərək cüzi həcm əmələ gətirməsi ilə əlaqədardır.

Mütləq temperaturun vahidi **BS** - də əsas vahiddir və Kelvinin şərəfinə ***1K*** (Kelvin) adlanır.

Kelvin xaotik hərəkətin sürətinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsinin əsasında temperatur şkalası yaratmışdır. Kelvin şkalası adlanan bu temperatur şkalasının sıfır qiyməti xaotik hərəkətin kəsildiyi ana uyğun gəldiyi üçün, bu temperatun mənfi qiyməti yoxdur.

Selsi temperaturu ilə Kelvin temperaturu arasında $\boxed{\boldsymbol{T = t + 273}}$ kimi münasibət vardır. Xaotik hərəkətin kəsildiyi ana uyğun $\boldsymbol{T = 0K}$ temperaturu mütləq sıfır temperaturu adlanır. Bu temperaturun Selsi şkalasında qiyməti **–273 ^{0}C** – yə uyğun gəlir.

$\frac{PV}{N} = \frac{2}{3}\overline{E_k}$ ifadəsində sol tərəf kT – yə bərabər olduğundan, sağ tərəf də kT - yə bərabər olmalıdır, yəni $\frac{2}{3}\overline{E_k} = kT$ olmalıdır. Buradan da qaz molekullarının orta kinetik enerjisi üçün $\boxed{\boldsymbol{\overline{E_k} = \frac{3}{2}kT}}$ ifadəsini alarıq.

İndi də xaotik hərəkətin sürəti üçün düstur çıxaraq. Kinetik enerji üçün aldığımız $\overline{E_k} = \frac{3}{2}kT$ ifadəsini $\overline{E_k} = \frac{m_0\overline{v^2}}{2}$ ifadəsi ilə müqayisə etsək, xaotik hərəkətin sürətinin orta qiyməti üçün $\boxed{\boldsymbol{\bar{v}} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{3kT}}{\boldsymbol{m_0}}}}$ alarıq.

Qaz zərrəciklərinin xaotik hərəkətinin orta sürəti üçün alınmış bu ifadə orta kvadratik sürət adlanır. İfadədən göründüyü kimi, xaotik hərəkətin orta sürəti qazın mütləq temperaturundan kökaltı, zərrəciyin mütləq kütləsindən isə tərs mütənasib asılıdır.

İDEAL QAZIN HAL TƏNLİYİ.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, ideal qazın halı $\boldsymbol{P}, \boldsymbol{V}, \boldsymbol{T}$ kimi üç makroskopik parametrlə xarakterizə olunur. Bu parametrlərin biri digərindən asılıdır, yəni bunlardan birinin dəyişməsi digərinin də dəyişməsinə səbəb olur. **İdeal qazın hər üç makroskopik parametrləri arasındakı miqdarı asılılığı göstərən düstur ideal qazın hal tənliyi adlanır**. Bu üç parametrin bir-birindən hansı formada asılı olduğunu təcrübi yolla Mendeley və Klapeyron müəyyənləşdirdiyinə görə, **hal tənliyi həm də *Mendeleyev – Klapeyron* tənliyi adlanır.**

Adı çəkilən tənliyi molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən, yəni $P = nkT$ düsturundan da almaq olar. Bunun üçün ifadədə $n = \frac{N}{V}$ olduğunu nəzərə almaq lazımdır. Onda $P = \frac{N}{V}kT$, buradan isə $PV = NkT$ alarıq. Sonuncu ifadədə $N = \frac{m}{M}N_A$ yazmaqla, $PV = \frac{m}{M}N_A kT$ alınar.

$N_A k$ hasili, iki sabit ədədin hasili kimi, sabit ədəddir. Bu hasili «$\boldsymbol{R}$» ilə işarə edirlər və **universal qaz sabiti adlandırırlar** ($\boxed{\boldsymbol{R = N_A k}}$).

Universal qaz sabiti üçün

$$R = 6.02 \cdot 10^{23}\,\frac{1}{mol} \cdot 1.38 \cdot 10^{-23}\,\frac{C}{K} = 8.31\,\frac{C}{mol \cdot K}$$ alarıq.

Universal qaz sabiti - ədədi qiymətcə 1 mol miqdarında götürülmüş qazın temperaturunu 1K dəyişmək üçün görülən işə bərabər olan kəmiyyətdir.

Dediklərimizi nəzərə alaraq, sonuncu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{PV = \frac{m}{M}RT}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{PV = \nu RT}}$ kimi yazarıq ki, bu da **ideal qazın hər üç makroskopik parametr arasındakı asılılığı göstərən hal tənliyidir**.

Bu ifadənin hər tərəfini V - ə bölüb, $\frac{m}{V} = \rho$ olduğunu nəzərə almaqla, hal tənliyini $\boxed{\boldsymbol{P = \frac{\rho RT}{M}}}$ kimi də yazmaq olar.

Hal tənliyini başqa formada da yazmaq olar. Bunun üçün tənliyin hər tərəfini T- yə bölmək kifayətdir. Onda tənlik $\frac{PV}{T} = \frac{m}{M}R$ şəklində olar.

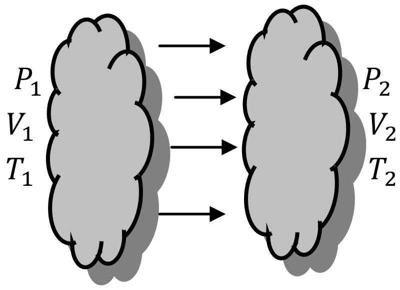
Verilmiş kütləli qaz üçün $\frac{m}{M}$ nisbəti sabit ədəd olduğu üçün bərabərliyin sağ tərəfi sabit ədəddir. Onda **hal tənliyi** üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{\frac{PV}{T} = const}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

Bu ifadəyə görə **qazın hər hansı parametrinin dəyişməsi digər parametrlərin elə dəyişməsinə səbəb olur ki, bu zaman qazın təzyiqinin həcmə hasilinin temperatura nisbəti verilmiş kütləli qaz üçün sabit qalır.**

Qeyd edim ki, ideal qazın hal tənliyini $PV = \frac{m}{M}RT$ şəklində Mendeleyev, $\frac{PV}{T} = const$ şəklində isə Klapeyron almışdır.

İdeal qazın halını xarakterizə edən parametrlərdən birinin dəyişməsi digərlərini də dəyişdirdiyinə görə, bu halda deyilir ki, ideal qaz halını dəyişir və ya qaz bir haldan digər hala keçir. Hal tənliyinə görə qazın halının dəyişməsi elə baş verməlidir ki, bu zaman $\frac{P_1V_1}{T_1} = \frac{P_1V_1}{T_1}$ olsun (şəkil 141).

Universal qaz sabitini nəzərə almaqla, orta kvadratik sürət üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}}}$, hal tənliyini nəzərə almaqla isə $\boxed{\boldsymbol{\bar{v} = \sqrt{\frac{3PV}{m}}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{\bar{v} = \sqrt{\frac{3P}{\rho}}}}$ ifadələrini alarıq.



Şəkil 141.

QAZ QANUNLARI.

Praktikada çox vaxt qazın makroskopik parametrlərindən hansısa biri sabit qalır. **Parametrlərdən birinin sabit qalması ilə qazda baş verən proses izoproses adlanır**.

Aydındır ki, üç müxtəlif izoproses mümkün ola bilər. Həmin proseslər izotermik **($T = const$),** izobar (**$P = const$**) və izoxor (**$V = const$**) proseslər adlanır.

Parametrlərdən biri sabit qaldıqda, digər ikisi arasındakı miqdarı asılılığı göstərən qanunlar qaz qanunları adlanır.

Adı çəkilən proseslərə uyğun qaz qanunları Boyl - Moriott, Gey Lüssaq və Şarl qanunları adlanır.

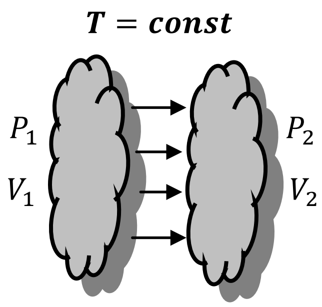
Boyl - Moriott qanunu.

Boyl və Moriott izotermik prosesi öyrənmişlər, yəni qazın temperaturunu sabit saxlamaqla, onun təzyiqi və həcmi arasında asılılığı təcrübi yolla müəyyənləşdirmişlər.

Bu asılılığı ideal qazın hal tənliyindən də almaq olar. Bunun üçün $PV = \frac{m}{M}RT$ ifadəsində həm $\frac{m}{M}$ nisbətinin (verilmiş kütləli qaz üçün), həm də temperaturun (proses izotermik olduğu üçün) sabit qalması faktını nəzərə almaq lazımdır. Onda sonuncu ifadəni $\boxed{PV = const}$ kimi də yazmaq olar .

Deməli, sabit temperaturda verilmiş kütləli ideal qazın təzyiqinin həcmə hasili də sabit kəmiyyətdir (Boyl-Moriott qanunu).

PV hasilinin sabit qalması, başqa sözlə, $\boxed{P_1V_1 = P_2V_2}$ olması deməkdir. Sonuncu ifadəni $\boxed{\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}}$ kimi də yazmaq olar. Bu isə qazın təzyiqinin onun həcmi ilə tərs mütənasib olması deməkdir (şəkil 142).



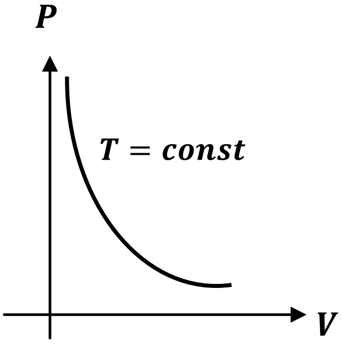
Şəkil 142.

Belə məlum olur ki, Boyl - Moriott qanununu, başqa sözlə, aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar:

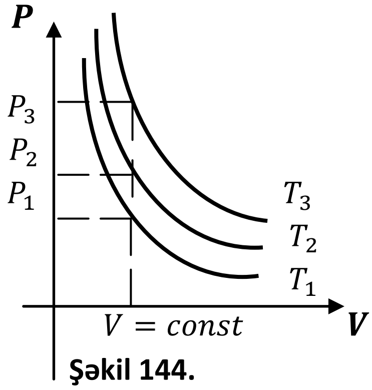
Sabit temperaturda verilmiş kütləli ideal qazın təzyiqi onun həcmi ilə tərs mütənasibdir (şəkil 143).

Sabit temperaturda verilmiş kütləli qazın təzyiqinin onun həcmindən asılılığını göstərən əyri izoterm əyrisi adlanır.

Müxtəlif temperaturlara uyğun bir neçə izoterm əyrisi çəkək. Hansı əyriyə uyğun temperaturun böyük (və ya kiçik) olduğunu müəyyənləşdirək (şəkil 144).



Şəkil 143.



Şəkil 144.

Həcmi sabit saxladıqda T_1 emperaturuna uyğun izoterm üçün təzyiq böyük olduğu üçün,. həmin əyriyə uyğun temperatur da böyük olacaq ($P = nkT$– ə əsasən). Başqa sözlə desək, $T_3 > T_2 > T_1$ olacaq.

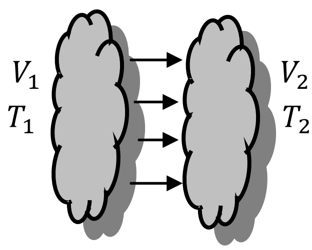
Gey Lüssaq qanunu.

Gey Lüssaq izobar prosesi öyrənib, yəni ideal qazın təzyiqini sabit saxlamaqla təcrübi yolla onun həcminin temperaturdan asılılığını müəyyənləşdirib. Bu asılılığı ideal qazın hal tənliyindən də çıxarmaq mümkündür. Bunun üçün $PV = \frac{m}{M}RT$ tənliyin hər tərəfini PT - yə bölmək kifayətdir. Onda $\frac{V}{T} = \frac{mR}{MP}$ alınar. R - in , verilmiş kütləli qaz üçün $\frac{m}{M}$ nisbətinin və izobar proses üçün P- nin sabitliyini nəzərə alsaq, sonuncu ifadəni $\boxed{\frac{V}{T} = const}$ kimi də yazmaq olar.

Deməli, **sabi təzyiqdə verilmiş kütləli ideal qazın həcminin temperatura nisbəti də sabit kəmiyyətdir** (Gey Lüssaq qanunu) (şəkil 145).

Bu qanunun riyazi ifadəsi $\boxed{\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}}$ şəklində olacaqdır.

$P = const$

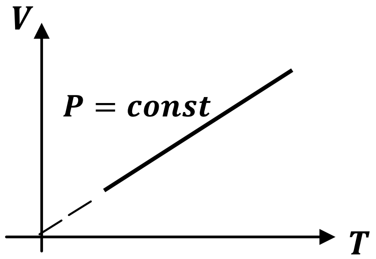


Şəkil 145

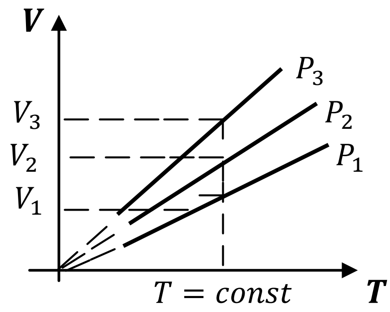
$\frac{V}{T} = const$ ifadəsini $\boxed{\boldsymbol{V = const \cdot T}}$ kimi də yazmaq olar. Buradan isə $\boxed{\frac{\boldsymbol{V_1}}{\boldsymbol{V_2}} = \frac{\boldsymbol{T_1}}{\boldsymbol{T_2}}}$ alarıq. Sonuncu ifadə həcmin temperaturdan xətti asılı olmasını göstərir. Belə çıxır ki, Gey Lüssaq qanununa əsasən, başqa sözlə, **sabit təzyiqdə verilmiş kütləli ideal qazın həcmi onun temperaturu ilə düz mütənasibdir** (şəkil 146)**.**

Sabit təzyiqdə verilmiş kütləli ideal qazın həcminin onun temperaturundan asılılığını göstərən əyri izobar əyrisi adlanır.

İzobar əyrilərini bir neçə müxtəlif təzyiqlər üçün çəkək. Sabit temperaturda P_1 əyrisinə uyğun həcm böyük olduğundan Boyl-Moriott qanununa əsasən onun təzyiqi ən kiçikdir. Başqa sözlə desək, $P_3 < P_2 < P_1$ olacaq (şəkil 147)**.**



Şəkil 146.



Şəkil 147.

Şarl qanunu.

Şarl izoxor prosesi öyrənib, yəni həcmi sabit saxlamaqla, qazın təzyiqi ilə temperaturu arasındakı asılılığı müəyənləşdirib (təcrübi yolla). Bu asılılığı hal tənliyindən də almaq olur. Onun üçün hal tənliyinin $PV = \frac{m}{M}RT$ ifadəsinin hər tərəfini TV hasilinə bölək. Onda $\frac{P}{T} = \frac{mR}{MV}$ şəklində ifadə alarıq. Bərabərliyin sağ tərəfi sabit ədəd olduğundan, onun sol tərəfi də sabit ədəd olacaq, yəni $\boxed{\frac{\boldsymbol{P}}{\boldsymbol{T}} = const}$.

Deməli, **sabit həcmdə verilmiş kütləli ideal qazın təzyiqinin temperatura nisbəti də sabit kəmiyyətdir** (Şarl qanunu).

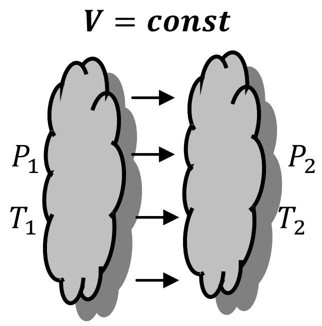
Əgər fərz etsək ki, verilmiş kütləli qaz sabit həcmdə halını dəyişməklə,

P_1, T_1 parametrli haldan P_2, T_2 parametrli hala keçir (şəkil 148), onda Şarl qanunun deyilən formada riyazi ifadəsi

$\boxed{\dfrac{P_1}{T_1} = \dfrac{P_2}{T_2}}$ kimi olacaqdır.

Bu ifadəni $\boxed{\dfrac{P_1}{P_2} = \dfrac{T_1}{T_2}}$ kimi də yazmaq olar.

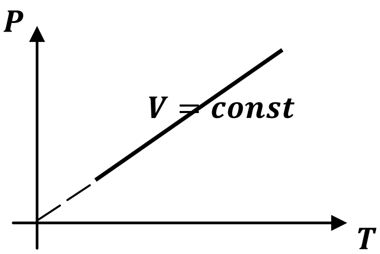
Sonuncu ifadədən aydın olur ki, qazın təzyiqi onun temperaturu ilə düz mütənasibdir. Daha dəqiq desək, **sabit həcmdə verilmiş kütləli qazın təzyiqi onun temperaturu ilə düz mütənasibdir** (Şarl qanunu) (şəkil 149).



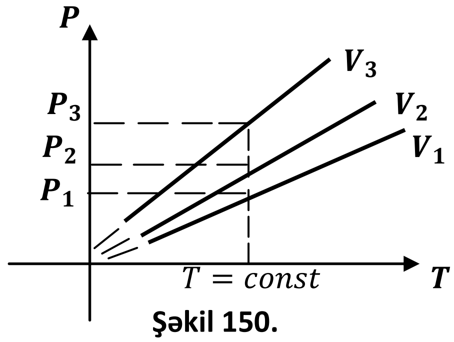
Şəkil 148.

Bu asılılığı göstərən əyri izoxor əyrisi adlanır.

İzoxor əyrisini bir neçə müxtəlif həcm çəkək (şəkil 150). V_1 həcminə uyğun əyri üçün təzyiq böyük olduğundan ona uyğun həcm kiçik olmalıdır (Boyl - Mariott qanunu), yəni $V_3 < V_2 < V_1$.



Şəkil 149.



Şəkil 150.

Doymuş buxar.

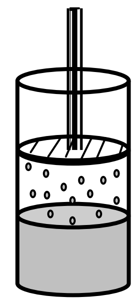
Ağzı açıq qabda mayenin buxarlanması onun həcminin zaman keçdikcə azalması ilə nəticələnir. Bunun səbəbi ağzı açıq qabda buxarlanmanın kondensasiyanı üstələməsi, daha dəqiq desək, mayeni tərk edən zərrəciklərin sayının mayeyə qayıdan zərrəciklərin sayından çox olmasıdır.

Mayenin ağzı bağlı qabda qızdırılması zamanı bu proseslər başqa xarakterli olur. Qızmanın əvvəlində mayeni tərk edən zərrəciklərin sayının mayeyə qayıdan zərrəciklərin sayından çox olması, zaman keçdikcə maye üzərində toplanan buxar molekullarının sayının artmasına səbəb olur ki, bu da buxardan mayeyə qayıdan zərrəciklərin sayını artırır. Nəticədə müəyyən müddətdən sonra eyni vaxtda mayeni tərk edən zərrəciklərin sayı qədər mayeyə qayıdan zərrəcik olur. Bu halda deyilir ki, buxar öz mayesi ilə dinamik tarazlığa gəlir (şəkil 151).

Öz mayesi ilə dinamik tarazlıqda olan buxar doymuş buxar adlanır.

Doymuş buxarın doymamış buxardan (ideal qazdan) fərqini aydınlaşdıraq. Bunun üçün doymuş buxarın təzyiqinin onun həcmindən və temperaturundan hansı formada asılı olduğunu müəyyənləşdirək.

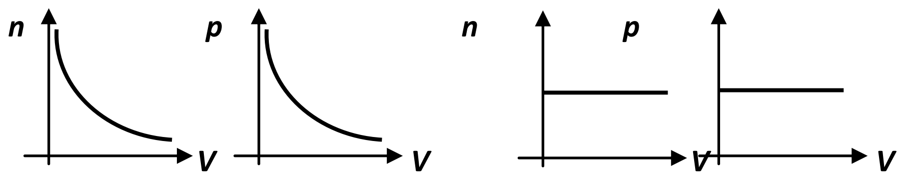
Bildiyimiz kimi, doymamış buxarın təzyiqi sabit temperaturda həcmlə tərs mütənasib olur, yəni doymamış buxarın həcmi artdıqca, onun konsentrasiyası azalır və nəticədə qazın təzyiqi kiçilir. Buna oxşar olaraq, doymuş buxarın həcmini azaltsaq, ani olaraq onun konsentrasiyası (deməli həm də təzyiqi) artar, lakin bu artma qısa müddətli olur və tez bir zamanda konsentrasiyanın və təzyiqin əvvəlki qiymətləri bərpa olur. Bu onunla izah olunur ki, doymamış buxar halında olduğu kimi, doymuş buxarı sıxanda da konsentrasiyanın artması hesabına qazın təzyiqi artır, lakin dinamik tarazlığın pozulması hesabına, buxardan mayeyə qayıdan zərrəciklərin sayı çoxalır və nəticədə ani artmış konsentrasiyanın və təzyiqin əvvəlki qiymətləri bərpa olunur.



Şəkil 151.

Buxarın həcminin artması zamanı isə qazın təzyiqi və Konsentrasiyası ani olaraq azalır və dinamik tarazlığın pozulması hesabına onların əvvvəlki qiymətləri bərpa olunur. Belə çıxır ki, ideal qazdan (doymamış buxardan) fərqli olaraq, doymuş buxarın konsentrasiyası və təzyiqi onun həcmindən asılı olmur ($T = const$ şərti ödəndikdə)(şəkil 152).

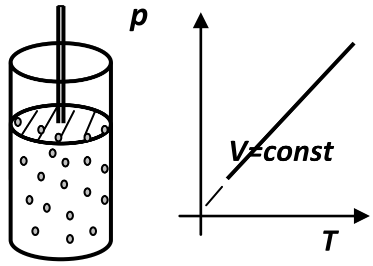
$$\boldsymbol{T = const}$$



İdeal qaz (doymamış buxar) **Doymuş buxar**

Şəkil 152.

İndi də doymuş buxarın təzyiqinin temperaturdan asılılığını müəyyənləşdirək (şəkil 153). İdeal qaz üçün bu asılılıq, bildiyimiz kimi, qazın həcmi sabit qaldıqda, xətti asılılıq idi. Belə ki, temperaturun artması zərrəciklərin xaotitk hərəkətinin sürətinin artmasına səbəb olurdu ki, nəticədə zərrəciklərin qabın divarlarına vurduqları zərbələr güclənirdi və qazın təzyiqi artırdı.



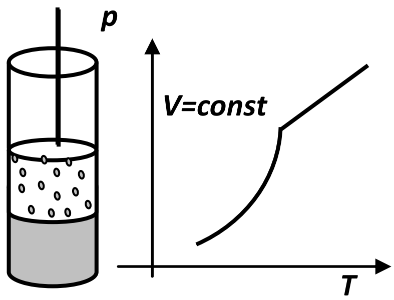
Şəkil 153.

Doymuş buxar halında da temperaturun artması ilə, ideal qazda olduğu kimi, zərrəciklərin nizamsız hərəkətinin sürəti artmalı, nəticədə zərbələr güclənməli və təzyiq artmalıdır, lakin bu halda təzyiq təkcə zərbələrin güclənməsi hesabına yox, həm də buxar zərrəciklərinin sayının artması hesabına artmalıdır. Belə ki, qabın qızdırılması təkcə doymuş buxarın yox, həm də onunla dinamik tarazlıqda olan mayenin qızmasına səbəb olur. Bu isə mayenin buxarlanma sürətinin artması və doymuş buxara yeni zərrəciklərin daxil olması ilə nəticələnir.

Dediklərimizdən aydın olur ki, ideal qazdan fərqli olaraq, doymuş buxarın təzyiqi həm zərrəciklərin sürətlərinin, həm də onların sayının artması hesabına artır. Ona görə də eyni bir temperaturda doymuş buxarın təzyiqi ideal qazın təzyiqindən böyük olur.

Deməli, doymuş buxarın təzyiqi xətti asılılıqla müqayisədə temperaturdan daha güclü asılı olur (şəkil 154).

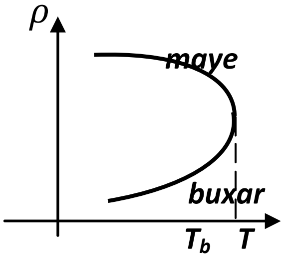
Aydındır ki, maye tamamilə buxara çevrildikdən sonra buxar özünü ideal qaz kimi aparmalıdır, yəni bu andan başlayaraq təzyiq temperaturdan xətti asılı olmalıdır.



Şəkil 154.

Böhran temperature.

Aydındır ki, ağzı bağlı qabda mayenin qızdırılması onun üzərindəki buxarın sıxlığının müntəzəm artmasına, mayenin sıxlığının isə azalmasına səbəb olmalıdır və elə bir an gəlib çatmalıdır ki, maye və buxarın sıxlıqları bərabərləşməlidir. Başqa sözlə desək, maye və qazın fiziki xassələri arasındakı fərq itməlidir. Bu hal, böhran halı, maye və qazın fiziki xassələri arasında fərqin yox olduğu ana uyğun temperatur isə böhran temperaturu adlanır (şəkil 155).



Şəkil 155.

Qrafikdən göründüyü kimi, böhran temperaturundan aşağı temperaturda maye və qaz qarşılıqlı surətdə bir – birinə çevrilə bilir. Bu o deməkdir ki, yalnız böhran temperaturundan aşağı temperaturda qazı sıxmaqla mayeyə çevirmək olar. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturda isə qazı heç bir təzyiqdə sıxmaqla mayeyə çevirmək olmaz.

Dediklərimizdən aydın olur ki, qazları mayeləşdirmək üçün əvvəlcə onları böhran temperaturuna qədər soyutmaq, sonra isə böyük təzyiq altında sıxmaq lazımdır.

Havanın rütubəti

Havanın tərkibində olan su buxarının miqdarı havanın rütubəti adlanır. Havanın rütubəti su buxarının parsial təzyiqi və havanın nisbi rütubəti kimi parametrlərlə xarakterizə olunur.

Başqa qazlar olmadıqda, yalnız su buxarının yaratdığı təzyiq parsial təzyiq adlanır və ya ümumi atmosfer təzyiqində su buxarının payına düşən təzyiq parsial təzyiq adlanır və **«*p*»** ilə işarə olunur (vahidi **BS** - də ***1 Pa*** -dır).

Düzdür, parsial təzyiqi bilməklə, havada olan su buxarının çox və ya az olmasını müəyyən etmək olur, lakin təkcə parsial təzyiqi bilməklə, su buxarının doymuş buxara nə dərəcədə yaxın olduğunu müəyyən etmək olmur. Ona görə də nisbi rütubət adlanan ikinci parametrdən istifadə olunur, yəni havada olan su buxarının təzyiqini doymuş buxarın təzyiqi ilə müqayisə edirlər.

Havanın nisbi rütubəti dedikdə - su buxarının parsial təzyiqinin həmin temperaturda doymuş buxarın təzyiqinə olan nisbəti başa düşülür.

Nisbi rütubət $\boxed{\boldsymbol{\varphi = \frac{P}{P_0}\,100\%}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\varphi = \frac{\rho}{\rho_0}100\%}}$ kimi təyin olunur. Burada, $\boldsymbol{P}$ və $\boldsymbol{\rho}$ - uyğun olaraq havada olan su buxarının təzyiqi və sıxlığı, $\boldsymbol{P_0}$ və $\boldsymbol{\rho_0}$ isə həmin temperaturda doymuş buxarın təzyiqi və sıxlığıdır.

Asanlıqla hesablamaq olar ki, nisbi ütubəti φ_1 olan V_1 həcmli havanın nisbi rütubəti φ_2 olan V_2 həcmli hava ilə qarışmasından alınan qarışığın nisbi rütubəti $\boxed{\varphi = \frac{\varphi_1 V_1 + \varphi_2 V_2}{V_1 + V_2}}$ olacaq.

Rütubətliyi ölçən cihazlar psixrometr və hiqrometr adlanır.

Psixrometr bir lövhə üzərində quraşdırılmış 2 termometrdən ibarətdir. Termometrlərdən birinin rezervuarı havada yerləşir (quru termometr), digərininki isə suya salınmış kətana bükülmüşdür (yaş termometr). Quru termometr havanın temperaturunu ölçür. Suyun buxarlanması nəticəsində yaş termometr soyuyur və onun göstərişi quru termometrin göstərişindən kiçik olur. Havanın rütubətliliyi çox olduqca, suyun buxarlanması ləng gedir və ona görə də termometrlərin göstərişləri arasındakı fərq kiçik olur. Quru hava halında isə, əksinə, bu fərq böyük olur. Termometrlərin fərqi əsasında xüsusi cədvəlin köməyi ilə havanın rütubətliyi təyin edilir.

Nisbi rütubət *100 %* olduqda, su, demək olar ki, buxarlanmır və bu halda termometrlərin göstərişi eyni olur.

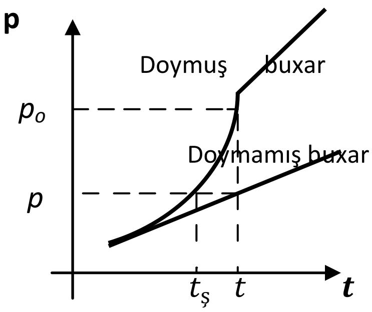
Hiqrometrlərin metal və tük hiqrometrlər kimi növləri vardır.

Tük hiqrometrinin əsasında yağsızlaşdırılmış insan saçının havanın rütubətliliyi artdıqca, uzanması durur.

Şeh nöqtəsini müəyyən etməyə imkan verən metal hiqrometrin iş prinsipi aşağıdakı kimidir. Səthi yaxşı cilalanmış və içərisində termometr yerləşdirilmiş metal qutu yarıya qədər tez buxarlanan efir ilə doldurulmuşdur. İçəriyə hava vurmaqla, efiri sürətlə buxarlandırır və tez soyudurlar. Nəticədə cilalanmış səth üzərində şeh əmələ gəlməsi anına uyğun temperaturu təyin edirlər ki, həmin temperatur da şeh nöqtəsi adlanır.

Havada olan su buxarı adətən doymamış halda olur, sabit təzyiqdə soyuması isə onu doymuş buxara çevirir.

Doymamış su buxarının sabit təzyiqdə soyuyaraq doymuş buxara çevrildiyi temperatur şeh nöqtəsi adlanır və $t_ş$ ilə işarə olunur (şəkil 156).



Şəkil 156.

Şeh nöqtəsinə görə su buxarının parsial təzyiqini və nisbi rütubətini təyin etmək olur. Bunun üçün verilmiş « *t* » temperaturuna uyğun doymuş su buxarının p_o təzyiqini hazır cədvəldən götürüb, həmin temperatura uyğun doymamış su buxarının *p* təzyiqini isə doymuş su buxarının bu halda şeh nöqtəsinə uyğun təzyiqi kimi götürmək lazımdır, çünki, artıq qeyd etdiyimiz kimi, şeh nöqtəsinə uyğun temperaturda havadakı su buxarının parsial təzyiqi həmin temperaturda doymuş buxarın təzyiqinə bərabər olur.

TERMODİNAMİKA.

İstilik hərəkəti.

Bildiyimiz kimi, mexaniki hərəkət dedikdə bütöv bir cismin zaman keçdikcə digər cismə nəzərən vəziyyətinin dəyişməsi başa düşülür.

İstilik hərəkəti isə cismi təşkil edən zərrəciklərin nizamsız hərəkətidir. İstilik hərəkəti mexaniki hərəkətdən onunla fərqlənir ki, bu hərəkətdə külli miqdarda zərrəciklər birgə iştirak edir və bu hərəkətin sürəti cismin temperaturundan asılı olur.

Daxili enerji. Daxili enerjinin dəyişdirilməsi yolları.

Cismi təşkil edən zərrəciklərin xaotik hərəkəti və bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində cismin malik olduğu enerji onun daxili enerjisi adlanır.

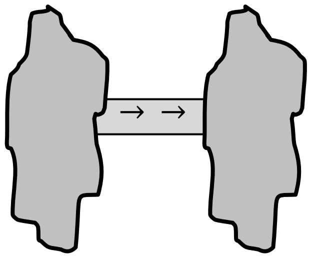
Cismin daxili enerjisinin dəyişdirilməsinin istilikvermə və işgörmə kimi yolları mümkündür. Daha dəqiq desək, cismin daxili enerjisini artırmaq, yəni onun temperaturunu artırmaq üçün cismə ya istilik vermək, ya da onun üzərində iş görmək lazımdır. Daxili enerjini azaltmaq üçün isə, cismin özü ətrafdakı cisimlərə istilik verməli və ya özü ətraf cisimlər üzərində iş görməlidir.

Əvvəlcə cismin daxili enerjisinin istilik verməklə dəyişdirilməsi üsulları ilə tanış olaq. İstilikvermənin **istilikkeçirmə, konveksiya** və **şüalanma** kimi yolları mövcuddur.

İstilikkeçirmə. İstiliyin isti cisimdən soyuq cismə istilikkeçirmə yolu ilə ötürülə bilməsi üçün cisimlər arasında qaz, maye və ya bərk halda mühit olmalıdır. Başqa sözlə desək, istiliyin ötürülə bilməsi üçün elə mühit olmalıdır ki, həmin mühitin zərrəcikləri nizamsız hərəkətdə və bir- biri ilə qarşılıqlı təsirdə olsun (şəkil 157).

Mühitin zərrəciklərinin nizamsız hərəkəti və bir – biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində istiliyin isti cisimdən soyuq cismə və ya cismin isti ucundan soyuq ucuna mühit vasitəsilə ötrülməsinə istilikkeçirmə deyilir.

Dediklərimizdən aydın olur ki, mühitin zərrəcikləri biri-birinə nə qədər yaxın olarsa və ya onlar arasındakı qarşılıqlı təsir nə qədər güclü olarsa, istilik isti cisimdən soyuq cismə o qədər asan ötürülər. Ona görə də bərk cisimlər ən yaxşı istilik keçirən mühitlər hesab olunur.



İsti cisim Soyuq cisim

Şəkil 157.

Mayelərin istilik keçirməsi zəif, qazların istilikkeçirməsi isə yox dərəcəsindədir. Vakuumda isə istilik keçirmədən danışmaq olmaz.

Bir qrup bərk cisimlər (ağac, kərpic, daş, tük, yun, xəz-dəri və s.) daxilində çoxlu sayda məsamələrin olması hesabına istiliyi pis keçirir.

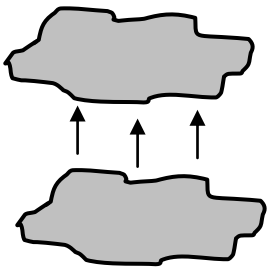
İstilikkeçirmənin əsas xüsusiyyətləri isti və soyuq cisimlər arasında mühitin olması və istilikkeçirmə zamanı maddə daşınmamasıdır.

Konveksiya. Tavanla döşəmə arasında hava olmasına və havanın isə istiliyi pis keçirməsinə baxmayaraq, döşəməyə yaxın olan sobanın istiliyinin tavana asanlıqla çatmasının şahidi oluruq. Tavanla döşəmənin arasını su dolduran halda da həmin hadisənin şahidi olarıq. Belə çıxır ki, isti cismin istiliyinin soyuq cismə ötürülməsinin istilikkeçirmədən fərqli yolu da mövcuddur.

Bu prosesdə maye və ya qazın isti cismə yaxın olan alt təbəqəsi isti cisimdən aldığı istiliyin hesabına qızaraq genişlənir və arximed qüvvəsinin təsiri ilə aşağıdan yuxarıya doğru yerini dəyişməklə, aldığı istiliyi soyuq cismə çatdırır (şəkil 158).

İstiliyin isti cisimdən soyuq cisimə bu cür - maye və ya qaz axını vasitəsilə ötürülməsi konveksiya adlanır.

Soyuq cisim



İsti cisim

Şəkil 158.

Belə çıxır ki, istiliyin konveksiya yolu ilə ötürülməsi üçün isti cisim aşağıda, soyuq cisim isə yuxarıda olmalıdır.

Dediklərimizdən aydın olur ki, konveksiya vaxtı istilik ötürülməsi maddə daşınması ilə müşayiət olunur.

Deməli, konveksiyanın baş verməsi üçün isti və soyuq cisimlər arasında maye və ya qaz halında mühit olmalı (bərk cisimlərdə konveksiya baş verə bilməz, çünki zərrəciklər arasında elə güclü cazibə qüvvəsi vardır ki, bu qüvvə zərrəciklərin bir-birindən aralanmasına imkan verməz), isti cisim aşağıda, soyuq cisim isə yuxarıda yerləşməlidir və bu proses maddə daşınması yolu ilə müşayiət olunur (konveksiyanın əsas xüsusiyyətləri).

Şüalanma. Biz tonqalın və ya isti sobanın yaxınlığında oturarkən onun istiliyini hiss edirik. İstilikvermənin yalnız istilikkeçirmə və konveksiya kimi yolları mümkün olsaydı, onda havanın istiliyi həddən artıq pis keçirdiyini və konveksiyanın isə şaquli istiqamətdə yuxarı mümkünlüyünü nəzərə alsaq, biz istiliyi hiss etməməliydik. Əslində isə istiliyin ətrafdakı cisimlərə çatması istilikvermənin istilikkeçirmə və konveksiyadan başqa digər bir növünün də olmasını göstərir. İstilikvermənin bu növü şüalanma adlanır.

Gələcəkdə görəcəyik ki, qızmış cisimlər istiliyini ətrafa şüalar vasitəsilə ötürür. Daha dəqiq desək, qızmış cismin həyəcanlanmış atom və ya molekulları elektromaqnit dalğaları (bu halda infraqırmızı şüalar) şüalandırmaqla, öz həyəcanlanma enerjilərini itirirlər.

İstiliyin isti cisimdən soyuq cismə elektromaqnit dalğaları (infraqırmızı şüalar) vasitəsilə daşınması şüalanma adlanır.

İstənilən dalğanın yayılmasının enerji ötürülməsi olduğunu nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, istilikkeçirmədə olduğu kimi, şüalanmada da maddə daşınmır. Bu baxımdan, şüalanma istilikkeçirməyə oxşayır, lakin istilikkeçirmədən fərqli olaraq, şüalanmanın baş verməsi üçün mühitin olması vacib deyil. Məlum olduğu kimi, elektromaqnit dalğaları ən yaxşı (ən böyük sürətlə) boşluqda –vakuumda yayılır. Əlavə olaraq, elektromaqnit dalğaları onun üçün şəffaf olan mühitdə də (məsələn, havada) yayıla bilirlər.

Qeyd edim ki, Günəşin istiliyi Yerə məhz şüalanma vasitəsilə daşınır.

Şüalanmanın özünəməxsus xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, soyuq cismin səthinə şüalar vasitəsilə çatan enerjinin səth tərəfindən udulması səthin rəngindən asılı olur. Bu zaman tünd səthlər şüaları daha çox, açıq səthlər isə daha az udur və nəticədə tünd səthlər açıq səthlərə nisbətən daha çox qızır.

İSTİLİK MİQDARI. XÜSUSİ İSTİLİK TUTUMU.

Aydındır ki, istilik mübadiləsi zamanı isti cisim istilik verir, soyuq cisim isə istilik alır.

İstilik mübadiləsi zamanı isti cismin verdiyi və ya soyuq cismin aldığı enerjinin miqdarı istilik miqdarı adlanır və **«** $\boldsymbol{Q}$ **»** ilə işarə olunur.

BS - də [$\boldsymbol{Q}$] = *1C* (Coul) - dur.

İstilik miqdarının 1 kalori ($\boldsymbol{kal}$) adlanan vahidi də vardır.

Kütləsi *1q* olan suyun temperaturunu 1°C dəyişmək üçün lazım olan istilik miqdarı *1* $\boldsymbol{kal}$ adlanır. $1\boldsymbol{kal} = \boldsymbol{4.2\ C}, 1k\boldsymbol{kal} = \boldsymbol{4200\ C}$ - dur.

İstilik miqdarının nələrdən asılı olduğunu müəyyənləşdirək:

1. İstilik miqdarı maddənin (istilik alan və ya istilik verən) kütləsindən asılıdır: $\boldsymbol{Q} \sim \boldsymbol{m}$ (maddənin növü və temperaturlar fərqi sabit qaldıqda);

2. İstilik miqdarı maddənin temperaturlar fərqindən asılıdır: $\boldsymbol{Q} \sim \boldsymbol{t_2} - \boldsymbol{t_1}$ (maddənin növü və kütləsi sabit qaldıqda);

3. İstilik miqdarı həm də maddənin növündən asılı olur (maddənin kütləsi və temperaturlar fərqi sabit qaldıqda).

İstilik miqdarının maddənin növündən asılılığını göstərən parametr **«** $\boldsymbol{c}$ **»** ilə işarə olunur və maddənin xüsusi istilik tutumu adlanır. Deməli, $\boldsymbol{Q} \sim \boldsymbol{c}$ - dir.

Bu üç asılılığı birləşdirsək, istilik miqdarı üçün $\boxed{\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{cm}(\boldsymbol{t_2} - \boldsymbol{t_1})}$ şəklində ifadə alarıq.

Bu ifadədən xüsusi istilik tutumu üçün $\boxed{\boldsymbol{c} = \frac{\boldsymbol{Q}}{\boldsymbol{m}(\boldsymbol{t_2} - \boldsymbol{t_1})}}$ alınır.

Əgər $m = 1\ kq,\ t_2 - t_1 = 1°C$ olarsa, onda $\boldsymbol{c} = \boldsymbol{Q}$ olar.

Deməli, **xüsusi istilik tutumu – kütləsi 1kq olan cismin temperaturunu 1°S dəyişmək üçün lazım olan istilik miqdarına bərabər olan fiziki kəmiyyətdir**.

İstilik miqdarının ifadəsini $\boxed{\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{cm}\Delta\boldsymbol{t}}$ şəklində yazmaqla və $\Delta\boldsymbol{t} = \Delta\boldsymbol{T}$ şərtinin nəzərə almaqla, həmin ifadəni həm də $\boxed{\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{cm}\Delta\boldsymbol{T}}$ nəzərə almaqla, kimi də yazmaq olar.

Onda xüsusi istilik tutumunun vahidi üçün **BS** - də $[c] = 1\frac{C}{kq\cdot{}^0S}$ və ya $[c] = 1\frac{C}{kq\cdot K}$ - alınar.

$\boldsymbol{cm = C}$ ilə işarə olunur və maddənin istilik tutumu adlanır.

Bunu nəzərə alsaq, istilik miqdarı üçün $\boxed{\boldsymbol{Q = C\,\Delta t}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{Q = C\,\Delta T}}$ ifadəsini alarıq. Buradan $C = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{Q}{\Delta T}$ alınar.

Belə çıxır ki, **istilik tutumu - verilmiş kütləli cismin temperaturunu 1^{0}C (1K) dəyişmək üçün lazım olan istilik miqdarıdır**.

BS - də vahidi $[C] = 1\frac{C}{{}^0S} = 1\frac{C}{K}$ - dir.

İstilik balansı tənliyi. Artıq qeyd etdiyimiz kimi, müxtəlif temperaturlu cisimlər arasında istilik mübadiləsi baş verən zaman isti cisim istiliyinin bir hissəsini soyuq cismə verərək soyuyur, soyuq cisim isə aldığı istiliyin hesabına qızır və nəticədə cisimlərin temperaturları bərabərləşir. Bu halda deyilir ki, cisimlər istilik tarazlığı halına gəlirlər. İstilik tarazlığı halında cisimlərin malik olduğu temperatur qərarlaşmış temperatur adlanır.

Cüzi enerji itkisini nəzərə almasaq, soyuq cismin aldığı istilik isti cismin verdiyi istiliyə bərabər olmalıdır : $\boxed{Q_1 = -Q_2}$. Bu tənlik istilik balansı tənliyi adlanır. Burada « - » işarəsi temperaturlar fərqinin istilik verən cisim üçün mənfi, istilik alan cisim üçün isə müsbət olması ilə əlaqədardır.

İstilik balansı tənliyini eyni növdən olan 2 cismə (məsələn, suya) tətbiq edək. Fərz edək ki, temperaturu $\boldsymbol{t_1}$ və kütləsi $\boldsymbol{m_1}$ olan isti suyu temperaturu $\boldsymbol{t_2}$ və kütləsi $\boldsymbol{m_2}$ olan soyuq su ilə qarışdırmışıq. Bu halda qərarlaşmış temperatur $\boldsymbol{\theta}$ olsun.

Onda istilik balansı tənliyinə əsasən $c_1 m_1(\theta - t_1) = -c_2 m_2(\theta - t_2)$ olar. Burada isti və soyuq suların xüsusi istilik tutumları eyni olduğundan $(c_1 = c_2)$, mötərizələri açmaqla, qərarlaşmış temperatur üçün $\boxed{\boldsymbol{\theta = \frac{m_1 t_1 + m_2 t_2}{m_1 + m_2}}}$ ifadəsini alarıq.

Xüsusi istilik tutumları müxtəlif olan cisimlər üçün isə qərarlaşmış temperaturun ifadəsi $\boxed{\boldsymbol{\theta = \frac{c_1 m_1 t_1 + c_2 m_2 t_2}{c_1 m_1 + c_2 m_2}}}$ şəklində olacaq.

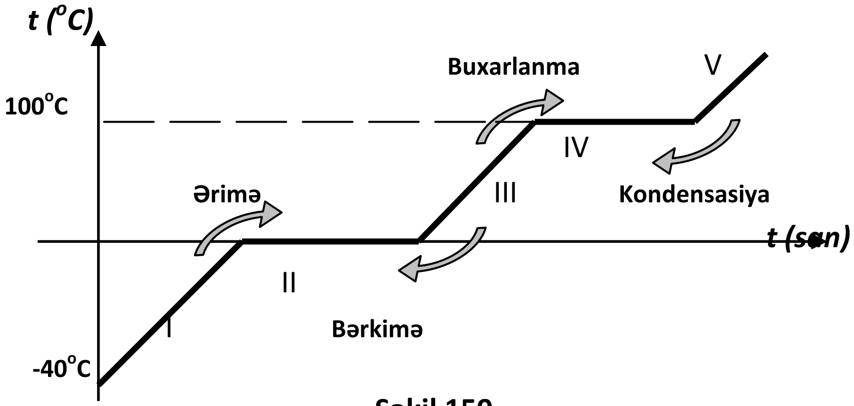
MADDƏNİN AQREQAT HALLARININ DƏYİŞMƏSİ.

Maddənin bərk, maye və qaz halı onun aqreqat halları adlanır.

Bilirik ki, maddənin temperaturunun dəyişməsi onun aqreqat halının dəyişməsinə səbəb olur. Maddənin bərk haldan maye, maye halından qaz halına keçməsi üçün onu qızdırmaq tələb olunursa, qaz halından maye, maye halından bərk hala keçməsi üçün isə onu soyutmaq lazımdır.

Maddənin bərk haldan maye halına keçməsi **ərimə**, maye halından qaz halına keçməsi **buxarlanma**, əksinə, qaz halından maye halına keçməsi **kondensasiya**, maye halından bərk halına keçməsi isə **bərkimə** və ya **kristallaşma** adlanır. Deməli, düzünə proses istiliyin udulması, əksinə proses isə istiliyin ayrılması ilə müşayiət olunur.

Maddənin aqreqat halının dəyişməsi zamanı baş verən prosesləri aydınlaşdırmaq məqsədi ilə içərisində buz olan (fərz edək ki, buzun temperaturu -40^{0}C-dir) qabı qızdırıb, zamandan asılı olaraq buzun temperaturunun dəyişməsini qabın içərisində əvvəlcədən yerləşdirilmiş termometr vasitəsilə izləmək lazımdır (şəkil 159).



Şəkil 159.

Bu zaman əvvəlcə verilən istiliyin hesabına buzun temperaturunun artmasının şahidi olarıq. Aydındır ki, buza verilən istilik onun zərrəciklərinin xaotik hərəkətinin sürətinin artmasına, yəni buzun daxili enerjisinin (temperaturunun) artmasına səbəb olmalıdır. Bu minvalla buzun qızma prosesinin **0^{0}C** –yə qədər davam etdiyini görərik (şəkildə bu prosesə uyğun əyri **I** əyrisidir). **0^0C** anından başlayaraq qabın fasiləsiz istilik almasına baxmayaraq, bir müddət termometrin göstərişi dəyişməyəcək (**II** əyrisi). Temperaturun sabit qaldığı anda qabın içərisinə diqqət yetirmiş olsaq, görərik ki, həmin andan buzun ərimə prosesi başlayıb. Bunu qabın içərisində əmələ gələn su damcıları sübut edir. Ərimə prosesinin sonuna qədər, yəni sonuncu buz kristallarının əriməsi anına qədər, temperatur sabit qalır. Belə çıxır ki, birinci prosesdə verilən istilik buzun temperaturunun -40^0C - dən 0^0C - yə qədər artmasına sərf olunursa, sonrakı istilik buzun əriməsinə, başqa sözlə desək, buzun kristal qəfəsinin dağılmasına sərf olunur. Bu istilik miqdarı ərimə istiliyi adlanır və $\boldsymbol{Q_{ərimə}}$ ilə işarə olunur.

Sonuncu buz kristalları da əridikdən sonra (bu zaman abın içərisində yalnız su olur) yenidən termometrin göstərişi artmağa başlayır (**III** əyrisi) və bu proses intensiv buxarlanma (qaynama) başlayanadək davam edir.

Qaynama başlayan andan etibarən yenidən termometrin göstərişi dəyişmir. Bu proses mayenin tamamilə buxara çevrilməsinə qədər davam edir (**IV** əyrisi). Mayenin temperaturunun sabit qalmasına uyğun gələn proses zamanı mayeyə verilən istilik miqdarı buxarlanma istiliyi adlanır və $\boldsymbol{Q_{buxarlanma}}$ ilə işarə olunur.

Sonuncu damcılar da buxara çevrildikdən sonra buxarın qızması prosesi başlayır (hesab edirik ki, əmələ gələn buxar xüsusi ötürmə vasitəsilə içərisində termometr yerləşdirilmiş ağzı bağlı qaba yığılı) ki, bu da temperaturun artması ilə müşayiət olunur (**V** əyrisi).

I, III, V prosesslərdə, yəni buzun, suyun və buxarın qızmasına uyğun proseslərdə verilən istilik miqdarı $\boldsymbol{Q = cm(t_2 - t_1)}$ düsturu ilə müəyyən olunur. **II** və **IV** proseslərində, uyğun olaraq buzun əriməsinə və suyun buxarlanmasına sərf olunan istilik miqdarları isə, aydındır ki, temperatur dəyişməsi olmadığına görə $\boldsymbol{Q = cm(t_2 - t_1)}$ düsturu ilə təyin oluna bilməz.

Ərimə və buxarlanma istilikləri adlanan bu istilik miqdarları üçün düstur çıxaraq. Ərimə istiliyinin ərimə temperaturunda götürülmüş bərk cismin kütləsindən və növündən asılılığını, buxarlanma istiliyinin isə qaynama temperaturunda götürülmüş mayenin kütləsindən və növündən asılılığını nəzərə alsaq, onda $\boxed{\boldsymbol{Q_{ərimə} = \lambda m}}$, $\boxed{\boldsymbol{Q_{buxarlanma} = Lm}}$ alarıq.

Burada $\boldsymbol{\lambda}$ - ərimə istiliyinin bərk cismin növündən asılılığını göstərən parametr olub, xüsusi ərimə istiliyi, $\boldsymbol{L}$ isə buxarlanma istiliyinin mayenin növündən asılılığını göstərən parametr olub, xüsusi buxarlanma istiliyi adlanır.

Xüsusi ərimə istiliyi dedikdə, ərimə temperaturunda götürülmüş kütləsi 1 kq olan bərk cismi tamamilə mayeyə çevirmək üçün lazım olan istilik miqdarı başa düşülür (vahidi **BS** – də $1\frac{C}{kq}$ – dır).

Xüsusi buxarlanma istiliyi isə - qaynama temperaturunda götürülmüş kütləsi 1 kq olan mayeni tamamilə buxara çevirmək üçün lazım olan istilik miqdarıdır (vahidi **BS** – də $1\frac{C}{kq}$ – dır).

Əksinə proseslər üçün isə bu istilik miqdarları, uyğun olaraq, **xüsusi kondensasiya** və **xüsusi bərkimə (kristallaşma)** istiyilikləri adlanır. Belə çıxır ki, **xüsusi kondensasiya istiliyi 1 kq buxar tamamilə mayeyə çevrilərkən ayrılan istilik miqdarı, xüsusi bərkimə (kristallaşma) istiliyi isə 1 kq maye tamamilə kristallaşarkən ayrılan istilik miqdarıdır.**

Xüsusi kondensasiya və kristallaşma istilikləri, uyğun olaraq, xüsusi buxarlanma və xüsusi ərimə istiliklərinə bərabər olur.

Buza uyğun qrafikin təhlilindən aydın olur ki, istənilən bərk cismi əritmək üçün əvvəlcə onun temperaturunu ərimə temperaturuna qədər qaldırmaq, alınmış mayeni buxara çevirmək üçün isə mayenin temperaturunu onun qaynama temperaturuna qədər qaldırmaq lazımdır.

Buxarlanma.

Bildiyimiz kimi, buxarlanma dedikdə, mayenin qaza çevrilməsi prosesi başa düşülür. Buxarlanmanın səthi buxarlanma və daxili buxarlanma kimi növləri vardır.

Səthi buxarlanma. Aydındır ki, maye zərrəciklərinin buxarlanması, yəni mayedən qopub ayrılması üçün zərrəciklərin enerjisi zərrəciklərarası rabitəni (cazibəni) qırmağa kifayət etməlidir. İstənilən temperaturda enerjisi qonşu zərrəciklərlə rabitəni qırmağa kifayət edən zərrəciklər olduğundan, mayenin buxarlanması istənilən temperaturda baş verə bilər, lakin rabitəni qıra bilən zərrəciklərin mayeni tərk edə bilməsi üçün həmin zərrəciklər mayenin açıq səthinə yaxın olmalıdır. Mayenin daxilində olan böyük enerjili zərrəciklər qonşu zərrəciklərlə rabitəni qıra bilsələr də, onlar mayeni tərk edə bilmirlər. Ona görə də buxarlanmanın bu növü səthi buxarlanma adlanır.

Mayenin səthinə yaxın olan böyük enerjili zərrəciklərin mayeni tərk etməsi hadisəsi səthi buxarlanma adlanır.

Səthi buxarlanmanın nələrdən asılı olduğunu aydınlaşdıraq. Mayenin səthi buxarlanması onun temperaturundan asılıdır. Daha dəqiq desək, temperatur artdıqca, mayenin səthi buxarlanması sürətlənir. Mayenin səthi buxarlanması, həm də mayenin açıq səthinin sahəsindən asılı olur. Eyni miqdarda mayenin açıq səthinin sahəsini böyütdükcə, onun səthi buxarlanması sürətlənir.

Aydındır ki, buxarlanan maye soyumalıdır, çünki mayeni tərk edən böyük enerjili zərrəciklər mayenin enerjisinin bir hissəsini özləri ilə aparmış olur. Mayenin səthində külək yaratmaqla da onun soyumasını sürətləndirmək olur. Bu onunla izah olunur ki, külək yaratmaqla, biz buxarlanma ilə paralel baş verə bilən kondensasiyanın, yəni mayeni tərk edən molekulların yenidən mayeyə qayıtmasının qarşısını almış oluruq.

<u>**Daxili buxarlanma (qaynama).**</u> Səthi buxarlanmadan fərqli olaraq, mayeni qaynatmaq üçün adətən onu qızdırmaq lazımdır. Qaynama prosesinin hansı formada baş verdiyini izləmək üçün suyu şəffaf qabda (kolbada) qızdıraq. Bu zaman görərik ki, qızmanın ilkin mərhələsində qabın dibində əvvəlcə qabarcıqlar görünməyə başlayır, sonra qabarcıqlar yuxarı hərəkət edərək getdikcə kiçilir və yox olurlar. Qızmanın sonrakı mərhələsində isə əmələ gələn qabarcıqların yuxarı qalxaraq, daha da böyümələrinin və səthə çatıb partlamalarının şahidi oluruq. Bu hadisə daxili buxarlanma və ya qaynama adlanır.

Maye daxilində qabarcıqların görünməsi, onların böyüyərək səthə qalxması və səthdə partlaması hadisəsi daxili buxarlanma və ya qaynama adlanır.

Məlum olduğu kimi, mayenin daxilində həll olunmuş şəkildə buxar qabarcıqları olur. Mayeni qızdırdıqda, bu qabarcıqların daxili təzyiqi böyüyür və üzərinə düşən atmosfer təzyiqinə üstün gəlir. Nəticədə qabarcıqlar şişir və arximed qüvvəsinin təsiri altında yuxarıya doğru hərəkət edirlər. Qızmanın ilkin mərhələsində hələ konveksiya baş vermədiyindən, mayenin üst təbəqələri soyuq olur. Ona görə də yuxarı qalxan qabarcığın temperaturu azaldığı üçün onun daxili təzyiqi azalır və qabarcıq yenidən görünməz olur. Qızmanın sonrakı mərhələlərində mayenin üst təbəqələri də konveksiyanın hesabına qızdığından, yuxarı qalxan qabarcıq daha da şişir və səthə çatıb partlayır, yəni mayenin qaynaması baş verir. Bu zaman buxar qabarcıqları daxildən çıxdığına görə qaynama, həm də daxili buxarlanma adlanır.

Mayenin qaynadığı temperatur qaynama temperaturu adlanır. Qaynama temperaturunun nələrdən asılı olduğunu aydınlaşdıraq.

1. Mayenin qaynaması üçün, yəni qabarcığın şişib, səthdə partlaması üçün o, üzərinə düşən atmosfer təzyiqinə və suyun özünün hidrostatik təzyiqinə üstün gəlməlidir. Belə çıxır ki, atmosfer təzyiqi yüksək olduqca, qabarcığın şişməsi (qaynama) çətinləşir. Ona görə də **mayenin qaynama temperaturu atmosfer təzyiqindən asılı olur.** Daha dəqiq desək, **atmosfer təzyiqi böyük olan yerdə qaynama temperaturu yüksək olur və əksinə**. Belə çıxır ki**, hündürlük artdıqca, qaynama temperaturu azalmalı, azaldıqca isə, artmalıdır**. Normal atmosfer təzyiqində suyun qaynama temperaturu 100^0C – ə bərabərdir.

2. Mayenin qaynama temperaturu eyni bir atmosfer təzyiqində həm də mayenin növündən asılı olur. **Qabarcıq daxili təzyiqi böyük olan mayenin (məsələn, efirin) qaynama temperaturu kiçik, qabarcıq daxili təzyiqi kiçik olan mayenin (məsələn, suyun) qaynama temperaturu isə böyük olur.**

BİRATOMLU İDEAL QAZIN DAXİLİ ENERJİSİ.

Daxili enerji dedikdə, cismi təşkil edən zərrəciklərin daxili kinetic və daxili potensial enerjilərinin cəmi başa düşülür. Daxili enerji «**U**» ilə işarə edilir. Ən sadə sistem olan ideal qazın daxili enerjisini hesablayaq. Bildiyimiz kimi, ideal qaz - zərrəciklər arasında qarşılıqlı təsir olmayan qaza deyilir. Ona görə də ideal qazın daxili potensial enerjisi olmur və qazın daxili enerjisi zərrəciklərin daxili kinetik enerjilərinin cəminə bərabər olur. Sadəlik xatirinə biratomlu ideal qaz üçün bu ifadəni hesablayaq. Bunun üçün hər bir qaz zərrəciyinin malik olduğu $E_k = \frac{3}{2}kT$ enerjisini qaz zərrəciklərinin $N = \frac{m}{M}N_A$ sayına vurmaq lazımdır. Onda biratomlu ideal qazın daxili enerjisi üçün $\boxed{\boldsymbol{U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,T}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{U = \frac{3}{2}\,\nu R\,T}}$ alarıq.

Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə əsasən $\frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{M}}\boldsymbol{R\,T}=\boldsymbol{PV}$ olduğundan, onda biratomlu ideal qazın daxili enerjisi üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{U}=\frac{3}{2}\,\boldsymbol{pV}}$ alarıq.

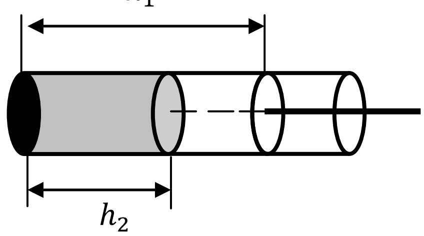
Daxili enerji üçün aldığımız $U=\frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,T$ ifadəsindən görünür ki, verilmiş kütləli bir atomlu ideal qazın daxili enerjisi yalnız temperaturdan asılı olur. Başqa sözlə desək, qazın daxili enerjisinin dəyişməsi üçün onun temperaturu dəyişməlidir. Deyiləni nəzərə almaqla, daxili enerjinin dəyişməsi üçün $\boxed{\Delta\boldsymbol{U}=\frac{3}{2}\frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{M}}\boldsymbol{R}\,\Delta\boldsymbol{T}}$ kimi ifadə almış olarıq.

Daxili enerji üçün alınmış digər ifadədən ($U=\frac{3}{2}\,pV$) aydın olur ki, daxili enerjinin dəyişməsi həm də təzyiqinin sabit qiymətində həcmin dəyişməsi zamanı və ya həcmin sabit qiymətində təzyiqin dəyişməsi zamanı mümkündür, yəni $\boxed{\Delta\boldsymbol{U}=\frac{3}{2}\,\boldsymbol{p}\Delta\boldsymbol{V}}$ $(\boldsymbol{p}=\boldsymbol{const})$ və ya $\boxed{\Delta\boldsymbol{U}=\frac{3}{2}\,\boldsymbol{V}\Delta\boldsymbol{p}}$ $(\boldsymbol{V}=\boldsymbol{const})$.

TERMODİNAMİKADA İŞ.

Bildiyimiz kimi, mexanikada iş görülməsi üçün qüvvə və yerdəyişmənin olması vacib idi. Görək, termodinamikada işin görülməsi üçün nə olmalıdır? Əvvəlcə qeyd edək ki, termodinamikada iki cür işdən söhbət gedə bilər. Daha dəqiq desək, bu zaman xarici qüvvələr sistem üzərində iş görə bilər, yaxud da sistem özü xarici qüvvələr üzərində iş görə bilər.

Əvvəlcə xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işi hesablayaq. Fərz edək ki, silindrik formalı qabın içərisindəki qaz $\boldsymbol{F}$ qüvvəsinin təsiri ilə sıxılır. Bu zaman qüvvə ilə yerdəyişmənin istiqamətləri üst - üstə düşdüyündən $(\alpha=0)$ iş $A=F\,S$ kimi hesablanır.



Şəkil 160.

Şəkil 160 - dən göründüyü kimi, yerdəyişmənin $S=h_1-h_2$ və təzyiq qüvvəsinin $F=p\,S$ olduğunu nəzərə alsaq, xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü iş üçün

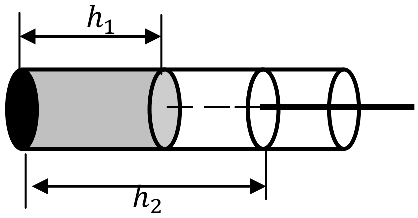
$$\boldsymbol{A}=\boldsymbol{pS}(\boldsymbol{h_1}-\boldsymbol{h_2})=\boldsymbol{p}(\boldsymbol{Sh_1}-\boldsymbol{Sh_2})=\boldsymbol{p}(\boldsymbol{V_1}-\boldsymbol{V_2})=-\,\boldsymbol{p}(\boldsymbol{V_2}-\boldsymbol{V_1})=-\,\boldsymbol{p}\Delta\boldsymbol{V}$$

ifadəsini alarıq (burada **S** - porşenin en kəsik sahəsi, **p** - qazın təzyiqi, $\Delta\mathbf{V}$ - isə qazın həcm dəyişməsidir).

Deməli, xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü iş $\boxed{\boldsymbol{A = -p\Delta V}}$ kimi hesablanır.

İndi də sistemin xarici qüvvələr üzərində gördüyü işi hesablayaq. Bu halda da iş $A = F\,S$ düsturu ilə hesablanacaq.

Şəkil 161 – dan göründüyü kimi, bu halda xarici qüvvənin təsiri ilə porşen h_1 vəziyyətindən h_2 vəziyyətinə yerini dəyişdiyi üçün yerdəyişmə $S = h_2 - h_1$ olur.



Şəkil 161.

Eyni ilə göstərmək olar ki, sistemin xarici qüvvələr üzərində gördüyü işi (bu işi A' ilə işarə edirlər) $\boxed{A' = \boldsymbol{p\Delta V}}$ olur.

Belə məlum olur ki, **termodinamikada işin görülməsi üçün mütləq qazın həcmi dəyişməlidir**. Əgər qazın həcmi dəyişmirsə, yəni proses izoxor prosesdirsə, bu halda iş görülmür.

İş üçün aldığımız ifadələrdən aydın olur ki, sistemin işi mənfi işarə ilə xarici qüvvələrin işinə bərabər olur: $\boxed{\boldsymbol{A = -A'}}$.

Belə təsəvvür yaranmasın ki, xarici qüvvələrin işi həmişə mənfi, sistemin işi isə həmişə müsbət olur. Gördüyümüz kimi, xarici qüvvə iş görərkən qazın həcmi kiçilir, sistem iş görərkən isə həcm böyüyür. Ona görə də **qazın həcmi kiçilərkən, xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü iş müsbət, sistemin özünün gördüyü iş isə mənfi olur. Həcmin böyüməsi zamanı isə, əksinə, sistemin işi müsbət, xarici qüvvələrin işi mənfi olur**.

TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU.

Bildiyimiz kimi, cismin daxili enerjisini artırmaq üçün ona ya istilik vermək, ya da onun üzərində iş görmək lazımdır. Əgər cismə eyni zamanda həm istilik verib, həm də onun üzərində iş görəriksə, bu halda onun daxili enerjisi enerjinin saxlanması qanununa əsasən həm verilən istiliyin, həm də görülən işin hesabına dəyişəcək. Söylənilən bu fikir **Termodinamikanın birinci qanununun** mahiyyətini təşkil edir. Belə məlum olur ki, Termodinamikanın birinci qanunu əslində istilik hadisələri üçün enerjinin saxlanması qanunudur.

Bu qanuna əsasən **sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi ona verilən istilik miqdarı ilə xarici qüvvələrin sistem üzərində görülən işin cəminə bərabər olur, yəni** $\boxed{\Delta \boldsymbol{U} = \boldsymbol{A} + \boldsymbol{Q}}$.

$\boldsymbol{A} = -\boldsymbol{A}'$ olduğunu nəzərə alsaq, bu qanunu həm də $\boxed{\Delta \boldsymbol{U} = -\boldsymbol{A}' + \boldsymbol{Q}}$ **və ya** $\boxed{\boldsymbol{Q} = \Delta \boldsymbol{U} + \boldsymbol{A}'}$ kimi də yazmaq olar.

Deməli, **Termodinamikanın I qanununa əsasən həm də sistemə verilən istilik miqdarı onun daxili enerjisinin dəyişməsi ilə sistemin xarici qüvvələr üzərində gördüyü işin cəminə bərabər olur.**

Termodinamikanın I qanununun müxtəlif proseslərə tətbiqi.

1. <u>İzobar proses</u> ($\boldsymbol{p = const}$). Termodinamikanın I qanunu üçün aldığımız $\boxed{\Delta \boldsymbol{U} = \boldsymbol{A} + \boldsymbol{Q}}$ və $\boxed{\boldsymbol{Q} = \Delta \boldsymbol{U} + \boldsymbol{A}'}$ ifadələri izobar proses üçün doğru olur.

2. <u>İzotermik proses</u> ($\boldsymbol{T = const}$). Bu prosesdə temperatur dəyişməsi olmadığı üçün $\Delta \boldsymbol{T} = \boldsymbol{0}$ və ona görə də $\Delta \boldsymbol{U} = \boldsymbol{0}$ olur. Onda $\boldsymbol{Q} = \Delta \boldsymbol{U} + \boldsymbol{A}'$ ifadəsindən $\boxed{\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{A}'}$ ya da $\boxed{\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{A}}$ alınar.

Deməli, **izotermik prosesdə sistemə verilən istilik miqdarı sistemin xarici qüvvələr üzərində gördüyü işə bərabər olur.**

3. <u>İzoxor proses</u> ($\boldsymbol{V = const}$). Bu prosesdə həcm dəyişməsi olmadığı üçün $\Delta \boldsymbol{V} = \boldsymbol{0}$, buradan isə həm $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{0}$, həm də $\boldsymbol{A}' = \boldsymbol{0}$ olur.

Onda $\Delta U = A + Q$ ifadəsindən $\boxed{\Delta \boldsymbol{U} = \boldsymbol{Q}}$ alınar.

Deməli, **izoxor prosesdə sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi ona verilən istilik miqdarına bərabər olur.**

4. **<u>Adiabat proses.</u>** İstilikdən təcrid edilmiş sistemdə baş verən proses adiabat proses adlanır. Bu prosesdə sistem xariclə heç bir istilik mübadiləsində olmadığı üçün $\boxed{\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{0}}$ olur. Ona görə də $\Delta U = A + Q$ ifadəsindən $\boxed{\Delta U = A}$ və ya $\boxed{\Delta U = -\boldsymbol{A}'}$ alınır.

Bu isə o deməkdir ki, **adiabat prosesdə daxili enerjinin dəyişməsi xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işə bərabər olur**.

Adiabat proses üçün Termodinamikanın I qanunundan aydın olur ki, müsbət iş görülən halda ($A > 0$) $\Delta U > 0$ və ya $U_2 - U_1 > 0$ olmalıdır. Buradan isə $U_2 > U_1$ alınır. Deməli, müsbət iş görülən halda cismin (sistemin) daxili enerjisi artmalıdır. Məsələn, qazı sıxarkən biz (xarici qüvvə) müsbət iş görmüş oluruq ki, bu halda da qazın daxili enerjisi artır - qaz qızır.

Mənfi iş görülən halda isə ($A < 0$), başqa sözlə sistemin xarici qüvvələr üzərində iş görməsi halında $\Delta U < 0$, buradan $U_2 - U_1 < 0$, buradan isə $U_2 < U_1$, yəni sistemin daxili enerjisi azalmalıdır.

Məsələn, qaz genişlənərkən, yəni sistem xarici qüvvələr üzərində iş görərkən soyuyur, onun daxili enerjisi azalır.

İndi də Termodinamikanın I qanunundan çıxan nəticələrlə tanış olaq. $\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T$ olduğunu bilirik. Həm $\boldsymbol{A'}$, həm də $\boldsymbol{Q}$ üçün də bu ifadəyə oxşar ifadələr alaq.

İşin $A' = p\Delta V$ ifadəsinin formasını dəyişib,

$$A' = p\Delta V = p(V_2 - V_1) = pV_2 - pV_1 = \frac{m}{M}RT_2 - \frac{m}{M}RT_1 = \frac{m}{M}R(T_2 - T_1) = \frac{m}{M}R\Delta T$$

kimi də yazmaq olar.

Bu halda $\boldsymbol{A' = \frac{m}{M}R\Delta T}$ olacaq.

Termodinamikanın I qanununun $\boldsymbol{Q = \Delta U + A'}$ ifadəsində $\boldsymbol{\Delta U}$ və $\boldsymbol{A'}$ üçün aldığımız düsturları nəzərə alsaq, $Q = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T + \frac{m}{M}R\,\Delta T$ olar.

Buradan isə $\boldsymbol{Q = \frac{5}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T}$ alarıq.

Deməli, bu üç kəmiyyət, əmsallarla fərqlənən eyni ifadə ilə təyin olunurlar: $\boxed{\boldsymbol{\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T}}$, $\boxed{\boldsymbol{A' = \frac{m}{M}R\Delta T}}$, $\boxed{\boldsymbol{Q = \frac{5}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T}}$.

$\boldsymbol{A'}$, $\boldsymbol{\Delta U}$ və $\boldsymbol{Q}$ üçün analoji olaraq başqa formada oxşar ifadələr yaza bilərik. Bunlar aşağıdakı kimi olacaqdır:

1. $\boxed{\boldsymbol{A' = p\Delta V}}$ ($\boldsymbol{p = const}$ olduqda),
$\boxed{\boldsymbol{A' = 0}}$ ($\boldsymbol{V = const}$ olduqda);

2. $\boxed{\boldsymbol{\Delta U = \frac{3}{2}\,p\Delta V}}$ ($\boldsymbol{p = const}$ olduqda),
$\boxed{\boldsymbol{\Delta U = \frac{3}{2}\,V\Delta p}}$ ($\boldsymbol{V = const}$ olduqda);

3. $\boxed{\boldsymbol{Q = \frac{5}{2}\,p\Delta V}}$ ($\boldsymbol{p = const}$ olduqda),
$\boxed{\boldsymbol{Q = \frac{5}{2}\,V\Delta p}}$ ($\boldsymbol{V = const}$ olduqda).

Xüsusi istilik tutumunun - istilik miqdarının maddənin növündən asılılığını göstərən parametr olduğunu bilirik. Termodinamikada aldığımız düsturlardan aydın olur ki, qazın xüsusi istilik tutumu onun növündən başqa həm də istilik mübadiləsinin hansı növ prosesdə baş verməsindən asılıdır. Ona görə də qazların sabit həcmdə ($\boldsymbol{c_V}$) və sabit təzyiqdə ($\boldsymbol{c_p}$) xüsusi istilik tutumu kimi növləri vardır. Bu hallarda qazın qızması uyğun olaraq ya sabit həcmdə, ya da sabit təzyiqdə baş verir.

$\boldsymbol{c_V}$ və $\boldsymbol{c_p}$ üçün düsturlar çıxaraq.

1) Bildiyimiz kimi, izoxor proses üçün ($V = const$) $A' = 0$ olduğundan, $\Delta \boldsymbol{U} = \boldsymbol{Q}$ olur. Bu bərabərlikdə $\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T$ və $Q = cm\Delta T$ olduğunu nəzərə alsaq, sabit həcmdə xüsusi istilik tutumu üçün $\boxed{\boldsymbol{c_V} = \frac{\boldsymbol{3}}{\boldsymbol{2}}\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{M}}}$ alarıq.

2) İzobar proses ($p = const$) üçün $Q = \Delta U + A'$ olduğunu bilirik. Bu bərabərlikdə $Q = cm\Delta T$, $\Delta U = \frac{3}{2}\frac{m}{M}R\,\Delta T$ və $A' = \frac{m}{M}R\Delta T$ ifadələrini nəzərə almaqla, sabit təzyiqdə xüsusi istilik tutumu üçün $\boxed{\boldsymbol{c_p} = \frac{\boldsymbol{5}}{\boldsymbol{2}}\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{M}}}$ almış olarıq.

TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU.

Termodinamikanın II qanunu istilik proseslərinin istiqamətini müəyyənləşdirir. Məlum olduğu kimi, təbiətdə özbaşına baş verən proseslər dönməz proseslərdir, yəni proseslər yalnız bir istiqamətdə baş verir, özbaşına tərsinə proseslər mümkün deyil.

Dediklərimizi istilik hadisələrinə tətbiq etsək, deyə bilərik ki, istilik həmişə isti cisimdən soyuq cismə axır. Özbaşına istiliyin soyuq cisimdən isti cismə verilməsi mümkün deyil. Buna oxşar olaraq, su həmişə ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında yuxarıdan aşağıya doğru axır, özbaşına əks istiqamətdə axın mümkün ola bilməz.

Termodinamikanın ikinci qanununa görə sistemin özündə və ya onu ətrafında heç bir dəyişiklik aparmadan istiliyi soyuq cisimdən isti cismə ötürmək olmaz.

İSTİLİK MÜHƏRRİKLƏRİ.
İSTİLİK MÜHƏRRİKLƏRİNİN FAYDALI İŞ ƏMSALI.

Yanacağın yanma istiliyi. Xüsusi yanma istiliyi.

Bildiyimiz kimi, yanma dedikdə, karbonun atmosferin tərkibində olan oksigen qazı ilə birləşməsi nəticəsində karbon qazının əmələ gəlməsi ilə baş verən ekzotermik reaksiya başa düşülür: $C+\ O_2 = CO_2$.

Yana bilən maddələr yanacaq adlanır və onların tərkibi CH skiletindən ibarət olur. Yanma zamanı yanacağın tərkibindəki $\boldsymbol{C}$ oksigen qazı ilə birləşir. Yanma reaksiyası ekzotermik reaksiya olduğundan, yanacaq yanarkən enerji ayrılır. Həmin enerji yanacağın yanma istiliyi adlanır və « $\boldsymbol{Q}$ » ilə işarə olunur.

Aydındır ki, yanacaq yanarkən ayrılan istilik miqdarı yanacağın kütləsindən ($\boldsymbol{Q \sim m}$) və yanacağın növündən asılı olmalıdır.

Yanma istiliyinin yanacağın növündən asılılığını göstərən parametr xüsusi yanma istiliyi adlanır və « $\boldsymbol{q}$» ilə işarə olunur. Deməli, həm də $\boldsymbol{Q \sim q}$. Bu iki asılılığı birləşdirsək, yanma istiliyi üçün $\boxed{\boldsymbol{Q = qm}}$ alarıq.

Sonuncu ifadədən $\boxed{\boldsymbol{q = \frac{Q}{m}}}$ alarıq.

Xüsusi yanma istiliyi - kütləsi 1 kq olan yanacaq tamamilə yanarkən ayrılan istilik miqdarına bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

Xüsusi yanma istiliyinin **BS** – də vahidi $[q]$ = 1 $\frac{C}{kq}$ - dır.

Yanacağın yanmasından alınan istiliyi işə çevirən mühərriklər istilik mühərrikləri adlanır.

Buxar maşınları, buxar turbinləri, daxiliyanma mühərrikləri istilik mühərrikləridir.

Yanacaq yanarkən ayrılan və ya qızdırıcıdan alınan istiliyin miqdarı $\boldsymbol{Q_1}$, itən və ya soyuducuya verilən istilik miqdarı isə $\boldsymbol{Q_2}$ - dirsə, onda faydalı işə çevrilən istilik miqdarı $\boldsymbol{Q_1 - Q_2}$ olacaq ($\boldsymbol{A_f = Q_1 - Q_2 = A'}$).

Faydalı işə çevrilən istilik miqdarının yanacaq yanarkən ayrılan istilik miqdarına nisbətinin faizlərlə ifadəsi faydalı iş əmsalı adlanır (f.i.ə.) və « η» ilə

işarə olunur : $\boldsymbol{\eta} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cdot \mathbf{100}\,\%$, $\boldsymbol{\eta} = \frac{A_f}{A_t} \cdot \mathbf{100}\,\%$, $\boldsymbol{\eta} = \frac{A'}{Q_1} \cdot \mathbf{100}\,\%$ və ya $\boldsymbol{\eta} = \frac{N_f}{N_t} \cdot \mathbf{100}\,\%$ olur.

Karno müəyyən etmişdir ki, istilik mühərriklərinin faydalı iş əmsalının maksimal qiyməti və ya ideal istilik mühərriklərinin faydalı iş əmsalı

$\boldsymbol{\eta_{max}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot \mathbf{100}\,\%$ - ə bərabər olur. Burada $\boldsymbol{T_1}$ - qızdırıcının, $\boldsymbol{T_2}$ – isə soyuducunun temperaturudur.

CİSİMLƏRİN ELEKTRİKLƏNMƏSİ.

Qədimdən yuna və ya dəriyə sürtülmüş kəhrabanın xırda cisimləri özünə cəzb etmək qabiliyyətinin olması məlum idi. Hesab olunurdu ki, belə bir xüsusiyyət təkcə kəhrabaya xas olan xüsusiyyətdir. Sonralar sürtünmədən sonra xırda cisimləri özünə cəzb etmək qabiliyyətinin başqa cisimlərdə də müşahidə edilməsinin əsasında «cisimlər elektrikləniblər», yəni «kəhrabaya dönüblər» və ya «cisimlərə elektrik yükü verilmişdir» («elektrik» termini *elektron – kəhraba* sözündəndir) ifadələri işlədilməyə başlamışdır.

Deməli**, cisimlərin elektriklənməsi dedikdə - sürtünmədən sonra onlarda kiçik cisimləri özünə cəzb etmək qabiliyyətinin meydana çıxması başa düşülür.**

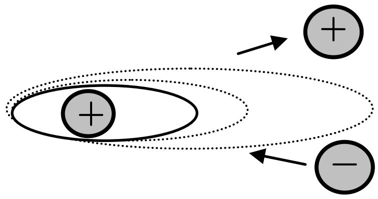
Sürtünmə nəticəsində toxunan cisimlərin hər ikisinin elektriklənməsi aşkar edilmişdir. Elektriklənmiş cisimlər üzərində aparılan təcrübələr göstərmişdir ki, elektriklənmiş iki eyni cisim bir - birini müəyyən məsafədən itələyirsə, elektriklənmiş iki müxtəlif cisim bir - birini müəyyən məsafədən cəzb edir. Bunun əsasında təbiətdə iki növ elektrik yükünün olması nəticəsinə gəlinib və bu yüklər şərti olaraq müsbət (şüşədə yaranan yük) və mənfi (kəhrabada yaranan yük) yüklər adlandırılıb.

Deməli, **eyni işarəli yüklər bir-birini itələyir, müxtəlif işarəli yüklər isə bir-birini cəzb edir.**

Elektrik sahəsi.

Mexanikadan bizə cisimlər arasında kontakt olan halda onların bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olması məlumdur. Göründüyü kimi, elektriklə yüklənmiş cisimlər arasında qarşılıqlı təsir, bundan fərqli olaraq, müəyyən məsafədən həyata keçir. Bu halda deyilir ki, elektrik yükünə malik cisimlər öz ətraflarında elektrik sahəsi adlanan sahə yaradır ki, həmin sahə də onlar arasında qarşılıqlı təsiri həyata keçirir. Başqa sözlə, cisimlərin özləri toxunmasalar da, onların yaratdığı sahələr cisimlərə toxunaraq, onlar arasında qarşılıqlı təsiri həyata keçirir (şəkil 162).

Elektrik sahəsi bizim istəyimizdən, bizim onun haqqında təsəvvürlərimizdən asılı olmayaraq, materiyanın sahə forması kimi real mövcuddur. Bu sahə yük tərəfindən yaradılır və sahədə yerləşmiş digər yükə təsir edə bilir (elektrik sahəsi sahədə yerləşmiş yüksüz cismə təsir edə bilmir).



Şəkil 162.

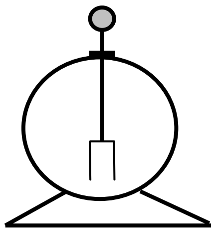
Qeyd edim ki, elektrik sahəsi təkcə elektrik yükü tərəfindən yox, həm də dəyişən maqnit sahəsi tərəfindən yaradılır (bu barədə ətraflı məlumat «Elektromaqnit induksiyası hadisəsi» bölməsində veriləcək).

Aydındır ki, elektrik sahəsi sahəni yaradan yükün miqdarından və yükdən olan məsafədən asılı olmalıdır. Daha dəqiq desək, yükün miqdarı artdıqca, sahə güclənməli, yükdən olan məsafə artdıqda isə sahə zəifləməlidir. Elektrik sahəsi sahəyə gətirilmiş yükün miqdarından asılı deyil.

Cisimlərin elektrik yükünə malik olub-olmadığını **elektroskop** adlanan cihazın köməyi ilə aşkar edirlər (şəkil 163).

Elektroskopun əsas hissəsi metal çubuq və ona birləşdirilmiş metal kürədən ibarətdir. Çubuğun digər ucuna yüngül kağız vərəqlər asılmışdır. Bütün bunları kənar təsirlərdən qorumaq üçün metal qutunun içərisində yerləşdirmişlər.

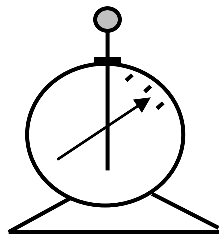
Cisimlərin elektrik yükünə malik olub-olmadığını müəyyənləşdirmək üçün onları elektroskopun metal kürəsinə toxundurmaq lazımdır. Bu halda vərəqlərin açılması cismin yüklü olmasını, açılmaması isə onun yüksüz olmasını göstərir.



Şəkil 163.

Elektroskopun köməyi ilə cisimlərin elektrik yükünün işarəsini və miqdarını müəyyən etmək olmur. Vərəqlərin açılma bucağına görə yalnız yükləri müqayisə etmək - onların çox və ya az olmalarını müəyyən etmək olur.

Elektroskopun digər növünü (əqrəbli elektroskopu) məlum yükə görə dərəcələmək mümkündür. Bu halda onun köməyi ilə elektrik yükünün miqdarını da müəyyənləşdirmək olar, yəni ondan elektrometr kimi də istifadə etmək olar (şəkil 164).



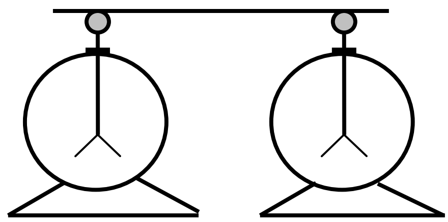
Şəkil 164.

Elektrik haqqında əlavə məlumatlar almaq məqsədi ilə maraqlı təcrübələr aparılmışdır. Onlardan biri ondan ibarət olmuşdur ki, yüklü elektroskopu müxtəlif cisimlərlə (kəhraba, kauçuk, şüşə, ağac, rezin, parça, saf su və s.) yüksüz elektroskopla birləşdirmişlər. Bu zaman elektroskopun vərəqlərində elə bir dəyişiklik baş verməmişdir.

Elektroskopların dəmir, mis, alüminium və s. çubuqlarla birləşdirilməsi zamanı isə yükün bir hissəsinin yüksüz elektroskopa verilməsinin şahidi olmuşlar. Bununla da aydın olmuşdur ki, elektrik yükünü keçirən və keçirməyən cisimlər olur.

Elektrik yükünü keçirənlər naqillər, keçirməyənlər isə qeyri naqillər və ya dielektriklər adlanır.

<u>Elektrik yükünün bölünməsi</u>. Elektroskoplarla aparılan təcrübələrdən aydın oldu ki, elektrik yükünün bir hissəsini yüksüz elektroskopa verməklə, onu bölmək olur (şəkil 165). Təbii olaraq belə bir sual meydana çıxır. Görəsən, elektrik yükünü hansı həddə qədər bölmək olar? Aydındır ki, yük böləndükcə, azalmalıdır. Onda, görəsən, yükün azalması sonsuzluğa qədər, yəni yük tamamilə yox olana qədərmi davam edir, yoxsa, yükün elə bir bölünmə sərhəddi mövcuddurmu ki, o andan başlayaraq yükün bölünməsi dayanır?



Şəkil 165.

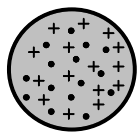
Başqa sözlə desək, görəsən təbiətdə ən kiçik bölünməz yük mövcuddurmu? Bu sualların cavabını İoffe və Müllügen çox dəqiq təcrübələr vasitəsilə tapa bilmişlər. Onlar müəyyənləşdirmişlər ki, yükün getdikcə azalması ona gətirib çıxarır ki, son nəticədə yükün bölünməsi dayanır. Belə çıxır ki, yükün bölünmə sərhəddi, yəni ən kiçik bölünməz yük mövcuddur.

Ən kiçik bölünməz yük elementar yük adlanır və $q_e = -1.6 \cdot 10^{-19}\,Kl$ - a bərabərdir.

Müllügen yükün bölünmə sərhəddini müəyyənləşdirərkən hər dəfə yükün tam ədəd qədər azalmasının şahidi olmuşdur. Bu faktın əsasında o, elementar yükü daşıyan zərrəciyin də ola bilməsi ideyasını irəli sürmüşdür. Tomson isə təcrübi yolla elementar yükü daşıyan zərrəciyi müəyyənləşdirmişdir. Həmin zərrəcik elektron adlandırılmışdır. Belə çıxır ki, **elektron mənfi elementar yükü daşıyan zərrəcikdir.**

Elektronun kəşfi atomun bölünməzliyi ideyasına son qoydu. Aydın oldu ki, bölünməz qəbul olunan atomun özü də daha kiçik zərrəciklərdən, o cümlədən elektronlardan, təşkil olunmalıdır. Nəzərə alsaq ki, sürtünmədən əvvəl elektrik yükünə malik olmayan, yəni neytral olan atom təkcə elektronlardan təşkil oluna bilməz, onda atomun tərkibində eyni miqdarda müsbət yük daşıyan zərrəciklərin də ola bilməsi aydın olur.

Atomun tədqiqinin növbəti mərhələsi müsbət və mənfi yükün hansı formada paylanmasına həsr olunmuşdur. Bu sahədə də ilk cəhdi Tomson etmişdir. Tomsona görə, müsbət yük atomun bütün həcmini doldurur (xəmir keksin hər yerini doldurduğu kimi), elektronlar isə müsbət yükün arasında yerləşmişlər (kişmiş xəmirin içərisində paylandığı kimi) (şəkil 166).

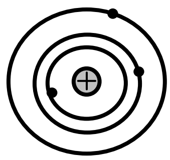


Şəkil 166.

Atomun bu modeli -Tomson modeli və ya keks modeli adlanır.

Sonralar bu modelin səhv olduğunu müəyyənləşdirmək mümkün olmuşdur. Daha dəqiq desək, atomun quruluşu haqqında Tomson modeli atomun işıq şəklində enerji şüalandırmasını və atomun diskret şəkildə enerji udmasını izah edə bilməmişdir.

İlk dəfə olaraq, atomun düzgün modelini Rezerford təklif etmişdir. Rezerforda görə müsbət yük, heç də Tomsonun dediyi kimi atomun bütün həcmini deyil, onun çox kiçik bir hissəsini – nüvəsini tutur (Rezerford atomun nüvə modelini təklif etmişdir). Bu modelə görə elektronlar müsbət yükün daxilində yox, onun ətrafında, planetlərin Günəş ətrafında hərəkətinə oxşar olaraq, müxtəlif orbitlər üzrə fırlanırlar (şəkil 167).



Şəkil 167.

Atomun bu modeli Rezerford modeli və ya planetar model adlanır.

Məlum olduğu kimi, elektronların nüvə ətrafı orbitlərdəki sayı $\boldsymbol{N_e = 2n^2}$ düsturu ilə müəyyən olunur (burada $\boldsymbol{n}$ - orbitin sıra nömrəsi, $\boldsymbol{N_e}$ – isə orbitdəki elektronların sayıdır.

Bu düstura əsasən nüvə ətrafı birinci orbitdə 2, ikinci orbitdə 8, üçüncü orbitdə 18 və s. elektron fırlanır. Sonuncu orbitdə fırlanan elektronlar valent elektronları adlanır (bu say elementin valentliyini müəyyən edir)

Atomun sonrakı tədqiqi onun nüvəsinin protonlardan və neytronlardan təşkil olunmasını sübut etdi. Müəyyən edildi ki, protonun yükü müsbət işarəli olub, elektronun yükünə bərabərdir. Belə çıxır ki, **proton müsbət elementar yükə malik zərrəcikdir** ($q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}\, Kl$). **Neytronlar isə elektrik yükünə malik olmayan neytral zərrəciklərdir.**

Atomu təşkil edən zərrəciklərin kütlələrinin təyini göstərdi ki, proton elektrondan 1840 dəfə, neytron isə elektrondan 1860 dəfə ağır zərrəcikdir. Deməli, proton və neytronun kütlələri təqribən bir-birinə bərabər olub, elektronun kütləsi ilə müqayisədə $\sim \mathbf{2000}$ dəfə böyükdür.

Atom zərrəciklərinin kulonlarla və kiloqramlarla müəyyən edilmiş yük və kütlələri aşağıdakı kimidir:

$$q_e = -1.6 \cdot 10^{-19}\, Kl, \qquad m_{oe} = 9.11 \cdot 10^{-31}\, kq$$
$$q_p = 1.6 \cdot 10^{-19}\, Kl, \qquad m_{op} = 1.67 \cdot 10^{-27}\, kq$$
$$q_n = 0, \qquad m_{on} = 1.67 \cdot 10^{-27}\, kq.$$

Atom zərrəciklərinin kulon və kiloqramlarla təyin olunmuş yük və kütlələri, uyğun olaraq, onların mütləq yükü və mütləq kütləsi adlanır.

Atom və nüvə fizikasında protonu etalon kimi qəbul etməklə, zərrəciklərin mütləq yük və mütləq kütlələrindən başqa, onların protona görə təyin olunmuş nisbi yük və kütləsindən də istifadə edilir. Ayudındır ki, protonu etalon qəbul etmək - onun yükünü və kütləsini vahid qəbul etmək deməkdir**:** $\boldsymbol{{}_1^1 p}$. Onda protona görə elektronun nisbi yükü $-\boldsymbol{1}$ - ə, nisbi kütləsi isə $\boldsymbol{0}$ - a bərabər olacaq: $\boldsymbol{{}_{-1}^{0} e}$. Neytronun nisbi kütləsi isə $\boldsymbol{1}$ – ə, yüksüz zərrəcik olduğundan onun nisbi yükü sıfır olacaqdır: $\boldsymbol{{}_0^1 n}$.

Bütün kimyəvi element atomlarının (nüvələrinin) nisbi yükü və nisbi kütləsi protona görə təyin olunur.

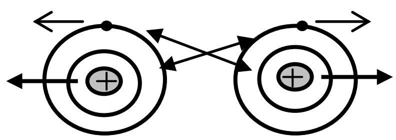
Dediklərimizə əsasən ən yüngül atom olan hidrogen atomu ($^{1}_{1}\mathbf{H}$) 1 protondan və 1 elektrondan, helium ($^{4}_{2}He$) atomu 2 protondan (2 elektrondan) və 2 neytrondan, dəmir ($^{56}_{26}\mathbf{Fe}$) atomu isə 26 protondan (26 elektrondan) və 30 neytrondan ibarət olmalıdır.

Aydın olur ki, kimyəvi elementin nüvəsinin nisbi yükünü göstərən rəqəm həm nüvəni təşkil edən protonların sayını, həm neytral atom üçün nüvənin ətrafında fırlanan elektronların sayını, həm də elementin Mendeleyev cədvəlindəki yerini göstərir. Neytronların sayını tapmaq üçün isə nisbi kütləni göstərən rəqəmdən nisbi yükü göstərən rəqəmi çıxmaq lazımdır.

Neytral atomda protonların sayı qədər elektron olur. Atom nüvəsindən ən uzaq orbitdə fırlanan və nəticədə onunla zəif rabitədə olan valent elektronunu asanlıqla itirə bilir. Atom elektron itirə bildiyi kimi, elektron qəbul edə də bilir. Elektron itirmiş atom *müsbət ion*, elektron qəbul etmiş isə *mənfi ion* adlanır.

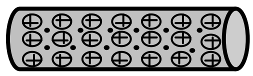
Dediklərimizin əsasında cisimlərin sürtünmə nəticəsində elektriklənə bilməsinin izahını verə bilərik. Sürtünmə nəticəsində cisimlərdən biri elektronunu (nüvə ilə zəif rabitədə olan valent elektronunu) itirərək müsbət yüklənir, digəri isə birinci cisimn itirdiyi elektronları qəbul edərək mənfi yüklənir.

Bildiyimiz kimi, cismi təşkil edən zərrəciklər arasında, kainatın hər hansı iki cismi arasında mövcud olan cazibə qüvvəsindən fərqli olaraq, həm cazibə, həm də itələmə qüvvələri mğvcud olur. Bu onunla izah olunur ki, iki qonşu atomun nüvələri və elektron təbəqələri arasında mövcud olan itələmə qüvvəsi ilə yanaşı, həm də bir atomun nüvəsi ilə digər atomun elektron təbəqəsi arasında cazibə qüvvəsi olmalıdır (şəkil 168).



Şəkil 168.

Kristal quruluşlu bərk cisimlərin zərrəcikləri (atomları) arasında məsafənin kiçik olması, bildiyimiz kimi, onlar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələrinin çox böyük olmasına səbəb olur. Ona görə də, bir atomun nüvəsi digər qonşu atomun elektronlarını elə böyük qüvvə ilə cəzb edir ki, nəticədə nüvə ilə zəif rabitədə olan valent elektron qopub ayrılır. Qopmuş elektronun atoma birləşməsinə isə atomun öz elektronları imkan



Şəkil 169.

vermir və nəticədə qopmuş elektron sərbəst hala keçir (şəkil 169). Bu cür **sərbəst elektronları olan bərk cisimlər naqil olurlar. Deməli, qeyri-naqillər sərbəst elektrona malik deyillər.**

ELEKTRİK CƏRƏYANI.

Metallarda elektrik cərəyanı.

Metallar, əsasən də əlvan metallar, yaxşı naqillər hesab olunur. Metalların naqil olması, artıq qeyd etdiyimiz kimi, onlarda sərbəst elektronların olması ilə izah olunur.

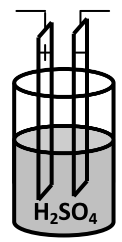
Elektrik sahəsinin yük tərəfindən yaradıldığını və sahədə yerləşmiş yükə təsir etdiyini yada salsaq, onda elektrik sahəsi olmadıqda, metaldakı sərbəst elektronların nizamsız hərəkət etdiyini və metala elektrik sahəsi ilə təsir etdikdə isə onların bir istiqamətdə, nizamlı hərəkət edə bilməsi fikrini söləyə bilərik ki, bu da, elektrik cərəyanı adlanır.

Metal naqildə elektrik cərəyanı dedikdə, sərbəst elektronların nizamlı (istiqamətlənmiş) hərəkəti başa düşülür.

Dediklərimizdən aydın olur ki, elektrik cərəyanı yaratmaq üçün elektrik dövrəsində naqil olmalı və naqildəki sərbəst elektrona təsir edib, onları nizamlı hərəkət etdirən elektrik sahəsi olmalıdır.

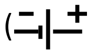
Uzun müddətli elektrik sahəsi yaratmaq üçün cərəyan mənbələri adlanan qurğulardan istifadə olunur (cərəyan mənbələrinin funksiyası elektrik sahəsini yaratmaqdır).

Əgər cərəyan mənbəyi dövrədə zamandan asılı olaraq dəyişməyən cərəyan yaradarsa, belə cərəyan mənbəyi sabit cərəyan mənbəyi adlanır. Əks halda cərəyan mənbəyi dəyişən cərəyan mənbəyi olur.



Şəkil 170.

Volta elementi, onun əsasında quraşdırılmış qalvanik elementlər, akkumulyatorlar sabit cərəyan mənbələridir. Ən sadə sabit cərəyan mənbəyi olan Volta elementi - içərisinə mis və sink lövhələr salınmış sulfat turşusundan ibarətdir (şəkil 170). Bu metallar və sulfat turşusu arasında gedən kimyəvi reaksiya nəticəsində metal lövhələrdən birinin üzərinə müsbət, digərinin üzərinə isə mənfi yüklər toplanır. Üzərinə yüklər toplanmış lövhələri naqillə birləşdirən zaman yüklərin yaratdığı elektrik sahəsinin təsiri ilə naqildəki sərbəst elektronlar nizamlı hərəkətə başlayırlar və nəticədə dövrədə elektrik cərəyanı yaranır.

Ən sadə elektrik dövrəsi cərəyan mənbəyindən ( - sabit cərəyan mənbəyi), birləşdirici naqillərdən (), elektrik işlədicilərindən (məsələn, lampadan - ) və istənilən vaxt işlədicini cərəyan mənbəyinin qütblərindən ayırmaq üçün istifadə olunan açardan () ibarətdir.

Elektrik cərəyanının təsirləri.

Elektrik cərəyanı bu gün məişətimizə, ümumiyyətlə əməli fəaliyyətimizin bütün sahələrinə elə nüfuz etmişdir ki, qısa bir müddət ərzində həyatımızı elektriksiz təsəvvür edə bilmərik. Elektrik cərəyanından bu gün geniş istifadə etməyimizin əsasında onun yaratdığı təsirlər dayanır. Belə ki, elektrik cərəyanı 3 müxtəlif təsirə malikdir.

1. İstilik təsiri. Bu təsirə əsasən **elektrik cərəyanı keçən naqil qızır**. Bu onunla izah olunur ki, cərəyan yaratmaqda iştirak edən elektronlar daim kristal qəfəsin ionları ilə toqquşaraq, öz enerjilərini onlara verir və nəticədə ionların daxili enerjisi artır. Bu isə bütövlükdə naqilin qızmasına gətirib çıxarır.

Qeyd edim ki, bu təsir ifratkeçirici naqillərə aid deyil, belə ki, bu naqillərdən cərəyan keçərkən onlar qızmır (Bu barədə ətraflı «İfratkeçiricilər» bölməsində) .

Cərəyanın istilik təsirindən istilik və işıq almaq məqsədi ilə istifadə edirlər.

2. <u>Kimyəvi təsir</u>. Bu təsir yalnız maye naqillərə aiddir.

Məlumdur ki, duzlar, turşular, qələvilər, o cümlədən də saf su qeyri-naqildir, lakin duzların, turşuların, qələvilərin suda məhlulu naqilə çevrilir. Bu cür naqillər - maye naqillər adlanır. Gələcəkdə görəcəyik ki, maye naqildən cərəyanın keçməsi zamanı duz, turşu və ya qələvi öz tərkib hissələrinə ayırılırlar. Bu hadisə **elektrolitik dissosiasiya hadisəsi** adlanır. Belə çıxır ki, elektrik cərəyanı molekulları tərkib hissələrinə ayırmaqla, kimyəvi təsir göstərmiş olur.

Cərəyanın kimyəvi təsiri dedikdə, elektrolitdən cərəyan keçərkən elektrolitə daxil olan maddənin tərkib hissələrinə ayrılması başa düşülür.

(Bu barədə ətraflı «Mayelərdə elektrik cərəyanı» bəhsində danışılacaq).

3. **<u>Maqnit təsiri</u>**. Bu təsirə əsasən **cərəyan keçən naqil öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır.**

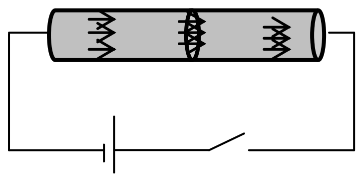
Cərəyan keçən naqilin öz ətrafında maqnit sahəsi yaratması o deməkdir ki, cərəyanlı naqilin ətrafında maqnit əqrəbinə təsir edə bilən (elektrik sahəsindən fərqli) maqnit sahəsi adlanan xüsusi sahə yaranır. Əgər elektrik sahəsini elektrik yükü yaradırdısa və o, bu sahədə yerləşmiş digər elektrik yükünə təsir edə bilirdisə, maqnit sahəsi cərəyanlı naqil tərəfindən yaradılır və o, sahədə yerləşmiş digər cərəyanlı naqilə təsir edə bilir. Maqnit sahəsi sahədə yerləşmiş cərəyansız naqilə təsir edə bilmir.

(Bu barədə ətraflı «Maqnit sahəsi» bəhsində)

<u>Elektrik cərəyanının istiqaməti</u>. Elektrik cərəyanının istiqaməti olaraq, müsbət yüklü zərrəciklərin hərəkət istiqaməti qəbul edilib. Metal naqillər üçün bu istiqamət elektronların hərəkət istiqamətinin əksinədir.

Cərəyan şiddəti.

Elektrik cərəyanının adlarını çəkdiyimiz məlum təsirlərini xarakterizə etmək üçün cərəyan şiddəti adlanan parametrdən istifadə edilir. Aydındır ki, naqildə cərəyan yaranması, onun en kəsik sahəsindən vahid zamanda müəyyən qədər elektrik yükünün (yüklü zərrəciklərin) keçməsi deməkdir. Bu yükün miqdarı nə qədər çox olarsa, cərəyanın təsirləri də o qədər çox olar. Buna görə də, **vahid zamanda naqilin en kəsik sahəsindən keçən yükün miqdarı cərəyanı xarakterizə edən parametr kimi qəbul olunub, cərəyan şiddəti adlanır** və $\boxed{I = \frac{q}{t}}$ kimi təyin olunur (Burada q - naqilin en kəsik sahəsindən keçən yükün miqdarı, t – yükün keçmə müddətidir (şəkil 171).



Şəkil 171.

Cərəyan şiddəti yeganə fiziki kəmiyyətdir ki, düsturu olmağına baxmayaraq, vahidi etalon kimi qəbul olunub.

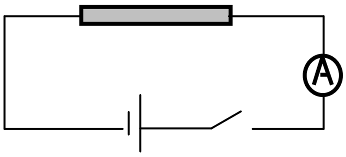
Cərəyan şiddətinin vahidi cərəyanlı naqillərin maqnit qarşılıqlı təsirinə əsasən müəyyənləşdirilib. Bunun üçün vakuumda yerləşmiş, aralarındakı məsafə ***1m*** olan iki sonsuz uzun, paralel naqillər götürülüb və onlardan cərəyan buraxılıb.

Naqillərin hər bir metrləri arasında $2 \cdot 10^{-7}\,N$ maqnit qarşılıqlı təsiri yaranan halda deyilib ki, naqillərdən axan cərəyanın şiddəti *1* Amperdir (**A**).

1A elə cərəyan şiddətinə deyilir ki, həmin cərəyan vakuumda götürülmüş, aralarındakı məsafə 1m olan iki sonsuz uzun, paralel naqillərdən keçərkən, onların hər bir metrləri arasında 2 ·10 $^{-7}$ N maqnit qarşılıqlı təsiri yarada bilsin.

Cərəyan şiddətinin düsturundan yük üçün ifadə alınır: $\boldsymbol{q = It}$. Yükün vahidi bu düsturdan tapılır. BS - də $[q] = 1A \cdot san$ - dir. Bu vahid Kulonun şərəfinə $\mathbf{1Kl}$ adlanır ($\mathbf{1Kl = 1\,A \cdot san}$).

$\mathbf{1Kl}$ yük – 1A şiddətində cərəyan axan naqilin en kəsik sahəsindən 1 san-də keçən yükün miqdarıdır.



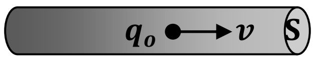
Şəkil 172.

Elektrik dörəsində cərəyan şiddətini ölçən cihaz ampermetr adlanır. Ampermetr dövrədə –Ⓐ– işarəsi ilə göstərilir.

Ampermetrin əsas hissəsi nalşəkilli maqnitin içərisində yerləşmiş çərçivədən və ona birləşmiş əqrəbdən ibarətdir. Çərçivədən cərəyan keçərkən o, maqnitlə qarşılıqlı təsirdə olur və nəticədə dönür və əqrəbi də döndərir. Deməli, ampermetrin iş prinsipi cərəyanın maqnit təsirinə əsaslanıb.

Ampermetr dövrəyə ardıcıl birləşdirilir (şəkil 172), belə ki, görəcəyik ki, ardıcıl birləşmiş dövrənin hər yerində cərəyan şiddəti eyni olur. Ona görə ampermetri ardıcıl dövrənin hansı hissəsinə qoşmağın əhəmiyyəti olmur.

Metal naqillər üçün cərəyan şiddətinin düsturunu çıxaraq. Fərz edək ki, en kəsik sahəsi $\boldsymbol{S}$ olan cərəyanlı naqildə $\boldsymbol{v}$ sürəti ilə nizamlı hərəkət edən sərbə yüklü zərrəciklərin (metal naqil misalında elektronların) konsentrasiyası $\boldsymbol{n}$ - dir (şəkil 173). Cərəyan yaratmaqda iştirak edən hər bir zərrəciyin yükünün $\boldsymbol{q_o}$ olduğunu qəbul edək. Bu şərtlər daxilində naqildə yaranan cərəyan şiddətini $\boldsymbol{I = \frac{q}{t}}$ ifadəsində $q = q_o \cdot N$ yazmaqla tapaq. Burada N - naqilin en kəsik sahəsindən keçən yüklü zərrəciklərin ümumi sayıdır.



Şəkil 173.

$N = n \cdot V$ olduğunu nəzərə almaqla, cərəyan şiddəti üçün

$I = \frac{q_o\, N}{t} = \frac{q_o\, n\, V}{t} = \frac{q_o\, n\, S\, l}{t}$ ifadəsini alarıq (burada V - naqil parçasının həcmi, $l -$ isə onun uzunluğudur).

Bərabərsürətli hərəkət halında $\frac{l}{t} = v$ olduğundan sonuncu ifadədən cərəyan şiddəti üçün $\boxed{\boldsymbol{I = q_o n\, S\, v}}$ alınar.

Metal naqil misalında hərəkət edən zərrəciklər elektron olduğundan, cərəyan şiddətinin düsturu $\boxed{\boldsymbol{I = e\, n\, S\, v}}$ kimi olacaqdır.

Elektrik gərginliyi.

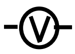
Elektrik gərginliyi cərəyan mənbəyinin yaratdığı elektrik sahəsini xarakterizə edən parametrdir. Bildiyimiz kimi, elektrik sahəsi naqildəki sərbəst yüklü zərrəciklərə təsir edərək onları hərəkətə gətirməklə, müəyyən iş görmüş olur. Sahənin gərginliyi məhz onun gördüyü işlə müəyyən olunur, yəni sahənin dövrədə çox iş görməsi, onun güclü sahə olması, bu isə sahəni xarakterizə edən parametrin - gərginliyin böyük olması deməkdir.

Gərginlik « ***U*** » işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{U = \frac{A}{q}}}$ kimi təyin olunur.

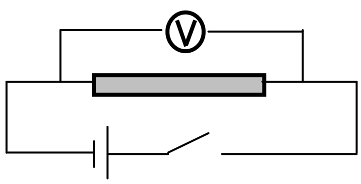
Əgər $q = +1$ olarsa, onda $U = A$ olar. Deməli, **sahənin gərginliyi - vahid müsbət yükün sahənin hər hansı 2 nöqtəsi arasında hərəkəti zamanı görülən işə bərabər kəmiyyətdir.**

BS - də $[U] = 1\frac{C}{Kl} = 1\text{V}$ (volt) - dur .

1 V - elə sahənin gərginliyidir ki, həmin sahədə 1 Kl yükün hərəkəti zamanı 1 C iş görülmüş olsun.

Elektrik gərginliyini ölçən cihaz voltmetr adlanır. Dövrədə voltmetrin şərti işarəsi  kimidir.

Voltmetrin quruluşu, eyni ilə ampermetrin quruluşu kimi, cərəyanın maqnit təsirinə əsaslanıb, lakin voltmeter ardıcıl birləşmiş dövrənin istənilən yerinə qoşula bilməz, çünki bu cür dövrənin ayrı - ayrı yerlərində elektrik gərginliyi eyni olmur. Görəcəyik ki, paralel qoşulmuş budaqların uclarındakı gərginlik eyni olur. Ona görə də voltmetr gərginlik ölçüləcək yerə paralel qoşulur (şəkil 174).



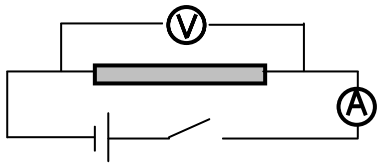
Şəkil 174.

DÖVRƏ HİSSƏSİ ÜÇÜN OM QANUNU.

Om metal naqil qoşulmuş dövrənin verilmiş hissəsindəki cərəyan şiddətinin həmin hissənin uclarındakı gərginlikdən asılılığını öyrənib.

Naqildəki cərəyan şiddətinin onun uclarındakı gərginlikdən asılılığı naqilin volt-amper xarakteristikası adlanır.

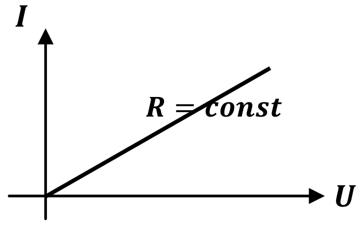
Om dövrənin verilmiş həssəsindəki cərəyan şiddətini və onun uclarındakı gərginliyi dövrəyə qoşulmuş ampermetr və voltmetrin köməyi ilə müəyyənləşdirib (şəkil 175). Sonra dövrəyə əvvəlki ilə eyni olan ikinci bir cərəyan mənbəyi qoşub. Bununla da o, naqildəki sərbəst elektronlaratəsir edən sahəninin gərginliyini iki dəfə artırmış olub. Bu zaman ampermetr cərəyan şiddətinin də artdığını göstərmişdir.



Şəkil 175.

Gərginliyi artırmaqda davam edərək, Om müəyyənləşdirmişdir ki, verilmiş metal naqilin uclarındakı gərginlik neçə dəfə artırsa, ondan keçən cərəyan şiddəti də o qədər dəfə artmış olur, yəni $I \sim U$.

Belə çıxır ki, metal naqillərin volt-amper xarakteristikası düz xətt verir (şəkil 176).



Şəkil 176.

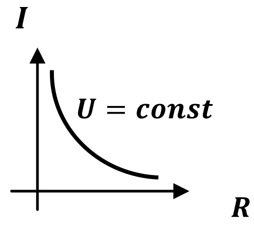
Cərəyan şiddətinin gərginlikdən asılılığı aşağıdakı kimi izah olunur. Sahə gücləndikcə (gərginlik artdıqca), nizamlı hərəkət edən (cərəyan yaradan) elektronların sayı, yəni cərəyan şiddəti də artır. Gərginliyi artırmaqda davam etsək, gərginliyin elə bir qiymətinə çatarıq ki, onun sonrakı artımı cərəyan şiddətinin artmasına səbəb olmaz. Bu isə o deməkdir ki, sahə o qədər güclənib ki, nizamsız hərəkət edən elektronların hamısını nizamla düzərək, onların cərəyan yaratmaqda iştirakını təmin edib.

Bilirik ki, cərəyan yaratmaqda iştirak edən elektronların nizamlı hərəkətinə kristal qəfəsin ionları maneçilik törədir.

Elektronların nizamlı hərəkətinə Kristal qəfəsin ionlarının göstərdiyi

maneçilik naqilin müqaviməti adlanır və « $\boldsymbol{R}$ » ilə işarə olunur.

Naqildəki cərəyan şiddəti onun uclarındakı gərginliklə yanaşı, həm də onun müqavimətindən asılı olmalıdır. Daha doğrusu, naqilin müqaviməti böyük olduqda, ondakı cərəyan şiddəti kiçik olacaq və əksinə. Deməli, $I \sim \frac{1}{R}$ (şəkil 177).



Şəkil 177.

Bu iki asılılığı birləşdirsək, $\boxed{\boldsymbol{I = \frac{U}{R}}}$ alarıq.

Deməli, **dövrənin verilmiş hissəsindəki cərəyan şiddəti həmin hissənin uclarındakı gərginliklə düz, hissənin müqaviməti ilə isə tərs mütənasib olur.** Bu qanun dövrə hissəsi üçün Om qanunu adlanır.

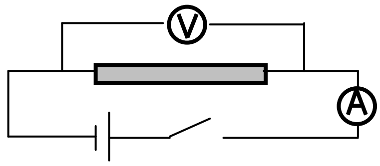
Om qanunun ifadəsindən $\boldsymbol{R = \frac{U}{I}}$ alarıq. Elə bu ifadədən də müqavimət üçün vahid alınır.

BS - də müqavimətin vahidi $[R] = 1\frac{V}{A} = 1\ Om$.

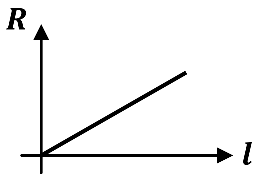
1 Om elə naqilin müqavimətidir ki, onun uclarındakı gərginlik 1V olduqda, ondan keçən cərəyan şiddəti 1A olsun.

Naqilin müqaviməti. Müqavimət düsturu.

Uzunluğu $l = 1\ m$, en kəsik sahəsi $S = 1\ mm^2$ olan mis naqil götürüb, onu elektrik dövrəsinə qoşaq (şəkil 178). Bu naqildə cərəyan şiddətini və onun uclarındakı gərginliyi ölçmək üçün dövrəyə ampermetr və voltmetr qoşaq. Ampermetrin və voltmetrin göstərişinə əsasən dövrəyə qoşduğumuz naqilin müqavimətini tapaq (Om qanuna görə). Sonra naqilin en kəsik sahəsini və materialın növünü dəyişmədən uzunluğunu iki dəfə artıraq və əvvəlki qayda ilə müqaviməti hesablayaq. Bu zaman onun müqavimətinin də 2 gəfə artdığını görərik. Deməli, naqilin müqaviməti onun uzunluğu ilə düz mütənasibdir: $R \sim l$ (şəkil 179) (naqilin uzunluğunu artırdıqca, kristal qəfəsin ionlarının elektronların hərəkətinə maneçiliyi çoxalır, yəni müqavimət artır).

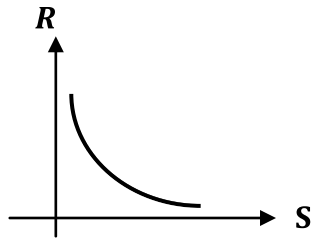


Şəkil 178.



Şəkil 179.

İndi isə naqilin uzunluğunu və materialın növünü dəyişmədən en kəsik sahəsini 2 dəfə artıraq və eyni qayda üzrə müqaviməti hesablayaq. Görərik ki, en kəsik sahəsinin 2 dəfə artması ilə naqilin müqaviməti 2 dəfə azalmış olur, yəni $R \sim \frac{1}{S}$ (şəkil 180). Bu onunla izah olunur ki, naqil qalın olduqca, elektronların nizamlı hərəkəti asanlaşır.



Şəkil 180.

Bu qayda ilə göstərmək olar ki, naqilin müqaviməti həm də onların növündən asılı olur, yəni eyni uzunluğa, eyni en kəsik sahəsinə malik müxtəlif növ naqillərin müqavimətləri müxtəlif olur.

Naqilin müqavimətinin onun növündən, yəni hazırlandığı materialdan asılılığını göstərən parametr naqilin xüsusi müqaviməti adlanır və «ρ» ilə işarə olunur.

Deməli, həm də $R \sim \rho$ olmalıdır.

Bu üç asılılığı birləşdirsək, müqavimət üçün $\boxed{\boldsymbol{R = \rho \frac{l}{S}}}$ şəklində ifadə alarıq.

İfadədən aydın olur ki, $l = 1m$, $S = 1m^2$ olduqda, $\rho = R$ olar.

Deməli, **xüsusi müqavimət – uzunluğu $\boldsymbol{1m}$, en kəsik sahəsi $\boldsymbol{1m^2}$ olan naqilin müqavimətinə deyilir.**

Xüsusi müqavimət üçün vahid alaq. $R = \rho \frac{l}{S}$ ifadəsindən $\rho = \frac{RS}{l}$ alınar. Onda xüsusi müqavimətin vahidi BS -də $[\rho] = 1\frac{om \cdot m^2}{m} = 1\,om \cdot m$ olmalıdır.

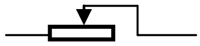
Müstəsna hal olaraq, xüsusi müqavimətin $[\rho] = 1\frac{om \cdot mm^2}{m}$ kimi də vahidi vardır.

Naqilin müqavimətini ölçən cihaz ommetr adlanır.

Reostatlar.

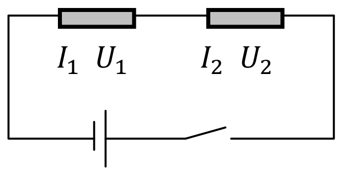
Naqilin müqavimətinin onun uzunluğundan asılı olmasına əsasən reostat adlanan cihazlar quraşdırmaq mümkün olmuşdur. Reostatlarda sürüşən kontaktın yerini dəyişməklə naqilin uzunluğunu artırıb-azaltmaq mümkün olur və nəticədə müqavimət artıb-azalır.

Deməli, reostat müqaviməti artırıb-azaldan cihazdır. Om qanuna görə, müqavimətin dəyişməsi dövrədə cərəyan şiddətini dəyişdirir. Ona görə də reostat, həm də cərəyan şiddətini artırıb-azaldan (tənzimləyən) cihazdır.

Sxemdə reostatın şərti işarəsi  kimidir.

Naqillərin ardıcıl birləşdirilməsi.

Əgər birinci naqilin sonu ikinci naqilin başlanğıcı ilə birləşirsə, naqillərin belə birləşməsi ardıcıl birləşmə adlanır. Bu zaman naqillər sisteminin bir ucu cərəyan mənbəyinin bir qütbünə, digər ucu isə cərəyan mənbəyinin digər qütbünə birləşdirilir (şəkil 181).



Şəkil 181.

Müqavimətləri R_1 və R_2 olan 2 naqindən ibarət dövrədəki ümumi cərəyan şiddəti I, dövrənin ümumi müqaviməti R, dövrədəki ümumi gərginlik U, ayrı - ayrı naqillərdəki cərəyan şiddətləri və onların uclarındakı gərginliklər isə uyğun olaraq I_1, I_2 və U_1, U_2 olsun.

Bu cür ardıcıl birləşmiş iki naqildən ibarət dövrənin istənilən yerindən vahid zamanda keçən elektrik yükünün miqdarı eyni olacaq, yəni $\boxed{\boldsymbol{I = I_1 = I_2}}$ (**hər bir naqildəki cərəyan şiddəti eyni olub, dövrədəki ümumi cərəyan şiddətinə bərabər olacaq**).

Naqillər ardıcıl birləşdiyinə görə ümumi uzunluq böyüyür, yəni müqavimət artır. Ona görə də, $\boldsymbol{R = R_1 + R_2}$ olmalıdır (**dövrənin ümumi müqaviməti ayrı-ayrı naqillərin müqavimətlərinin cəminə bərabər olmalıdır**).

İki naqildən ibarət dövrə üçün $R = R_1 + R_2$ ifadəsini $\frac{U}{I} = \frac{U_1}{I_1} + \frac{U_2}{I_2}$ kimi yazıb, bu halda $I = I_1 = I_2$ olduğunu nəzərə alsaq, onda $\boxed{\boldsymbol{U = U_1 + U_2}}$ alarıq.

Deməli, **dövrədəki ümumi gərginlik (mənbənin uclarındakı gərginlik) ayrı-ayrı naqillərin uclarındakı gərginliklərin cəminə bərabər olur**.

$\boldsymbol{n}$ sayda ardıcıl birləşdirilmiş müxtəlif müqavimətli naqillər üçün bu ifadələr aşağıdakı kimi olacaqdır:

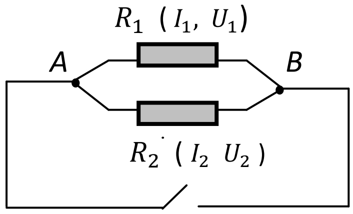
$$\boxed{I = I_1 = I_2 = I_3 = \cdots = I_n},$$
$$\boxed{R = R_1 + R_2 + R_3 + \cdots + R_n},$$
$$\boxed{U = U_1 + U_2 + U_3 + \cdots + U_n}$$
şəklində olacaq.

Əgər dövrəyə ardıcıl olaraq $\boldsymbol{n}$ sayda eyni $\boldsymbol{R}$ müqavimətli naqil qoşulmuş olsa, onda dövrənin ümumi müqaviməti $\boxed{\boldsymbol{R' = nR}}$ olar.

Deməli, **dövrənin ümumi müqavimətini tapmaq üçün bu halda bir naqilin müqavimətini naqillərin sayına vurmaq lazımdır.**

Naqillərin paralel birləşdirilməsi.

Əgər naqillərin başlanğıcları eyni bir nöqtəyə, sonları isə digər bir nöqtəyə birləşdirilirsə, naqillərin bu cür birləşməsi onların paralel birləşməsi adlanır (şəkil 182). Bu halda da naqillər sisteminin bir ucu cərəyan mənbəyinin bir qütbünə, digər ucu isə digər qütbünə birləşdirilir.



Şəkil 182.

A budaqlanma nöqtəsində dövrədə hərəkət edən elektronlar seli bölündüyünə görə parallel birləşdirilmiş 2 naqil sistemi üçün $\boxed{\boldsymbol{I = I_1 + I_2}}$ (**dövrədəki ümumi cərəyan şiddəti ayrı - ayrı naqillərdəki cərəyan şiddətlərinin cəminə bərabər olur**).

Paralel birləşmiş naqillərin hər ikisi eyni *A* və *B* nöqtələrinə birləşdiyinə görə, onların uclarındakı gərginlik eyni olub, dövrənin ümumi gərginliyinə bərabər olmalıdır, yəni $\boxed{\boldsymbol{U = U_1 = U_2}}$.

İki müxtəlif müqavimətli paralel birləşmiş dövrənin ümumi müqavimətini hesablayaq: $I = I_1 + I_2$ ifadəsini $\frac{U}{R} = \frac{U_1}{R_1} + \frac{U_2}{R_2}$ kimi yazıb, $U = U_1 = U_2$ olduğunu nəzərə alsaq, onda $\boxed{\boldsymbol{\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}}$ alarıq (**dövrənin ümumi müqavimətinin tərs qiyməti ayrı-ayrı müqavimətlərin tərs qiymətlərinin cəminə bərabər olur**).

Sonuncu ifadədən bu cür dövrənin ümumi müqaviməti üçün $\boxed{\boldsymbol{R = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}}}$ alınar.

Üç müxtəlif müqavimətli dövrə üçün həmin ifadə $\boxed{\boldsymbol{\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}}}$ və ya

$$\boxed{\boldsymbol{R} = \frac{\boldsymbol{R_1 \cdot R_2 \cdot R_3}}{\boldsymbol{R_1 R_3 + R_2 R_3 + R_1 R_2}}}$$ şəklində olar.

$\boldsymbol{n}$ sayda paralel birləşdirilmiş müxtəlif müqavimətli naqillər üçün bu ifadələr

$$\left.\begin{array}{|l|}\hline \boldsymbol{I = I_1 + I_2 + I_3 + \cdots + I_n} \\ \hline \boldsymbol{\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \cdots + \frac{1}{R_n}} \\ \hline \boldsymbol{U = U_1 = U_2 = U_3 = \cdots = U_n} \\ \hline \end{array}\right\}$$ şəklində olacaq.

Əgər dövrəyə paralel olaraq $\boldsymbol{n}$ sayda eyni $\boldsymbol{R}$ müqavimətli naqil qoşulmuş olsa, onda dövrənin ümumi müqaviməti $\boxed{\boldsymbol{R' = \frac{R}{n}}}$ olar.

Deməli, **dövrənin ümumi müqavimətini tapmaq üçün bu halda bir naqilin müqavimətini naqillərin sayına bölmək lazımdır.**

Metal naqilin müqavimətinin temperaturdan asılılığı.

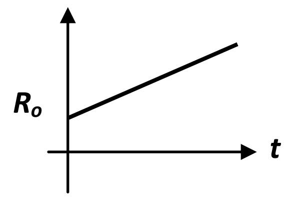
Bildiyimiz kimi, metal naqilin müqaviməti onun növündən, uzunluğundan və en kəsik sahəsindən asılıdır. Məlum olmuşdur ki, naqilin müqaviməti həm də naqilin temperaturundan asılı olur. Daha dəqiq desək, temperatur artdıqca, naqilin müqaviməti də artır. Fərz edək ki, $t = 0^0C$ temperaturda naqilin müqaviməti R_0, $t = t^0C$ temperaturda isə R - dir. Bu halda müqavimətin mütləq artımı $R - R_0$, nisbi artımı isə $\frac{R-R_0}{R_0}$ olacaq. Müəyyənləşdirmək mümkün olmuşdur ki, müqavimətin nisbi artımı temperatur dəyişməsi ilə düz mütənasibdir: $\frac{R-R_0}{R_0} \sim \Delta t$. Bərabərliyə keçsək, $\boxed{\frac{R-R_0}{R_0} = \alpha\,\Delta t}$ alarıq. Burada, $\boldsymbol{\alpha}$ – mütənasiblik əmsalı olub, **müqavimətin temperatur əmsalı adlanır** və ədədi qiymətcə, **vahid temperatur dəyişməsi zamanı müqavimətin nisbi artımına bərabərdir olan kəmiyyətdir** (belə ki, $\Delta t = 1$ olduqda, $\frac{R-R_0}{R_0} = \alpha$ olur).

İfadədən $\alpha = \frac{R-R_0}{R_0 \Delta t}$ alınır. Buradan da BS – də α - nın vahidinin $[\alpha] = \frac{1}{K}$ olması aydın olur.

$\frac{R-R_0}{R_0} = \alpha\,\Delta t$ ifadəsindən $R = R_0 + R_0 \alpha \Delta t$, buradan isə

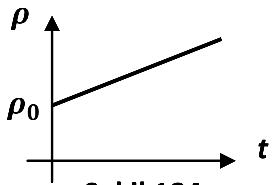
$\boxed{\boldsymbol{R = R_0(1+\alpha\Delta t)}}$ alarıq (aydın olur ki, naqilin müqaviməti onun temperaturundan xətti asılıdır).

$R = R_0 + R_0\alpha\Delta t$ asılılığını $R = R_0\alpha \cdot \Delta t + R_0$ şəklində yazsaq, onda metal naqilin müqavimətinin temperaturdan $y = kx + b$ şəklində asılı olması aydın olur, yəni $R(t)$ asılılığı birinci rübdə yerləşən və R_0 qədər sürüşmüş düz xətt verir (şəkil 183).



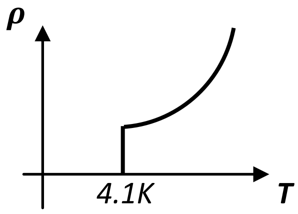
Şəkil 183.

Temperatur artdıqca, naqilin müqaviməti onun xüsusi müqavimətinin hesabına artır. Bu zaman kristal qəfəsin ionlarının rəqsi hərəkətinin amplitudu artır və nəticədə elektronların hərəkətinə maneçilik, yəni müqavimət artır. Ona görə də R üçün alınmış asılılıq, əslində, xüsusi müqavimət üçün olmalıdır, yəni $\boxed{\boldsymbol{\rho = \rho_0(1+\alpha\Delta t)}}$ (şəkil 184).



Şəkil 184.

<u>İfrat keçiricilik</u>. Metal naqillərin müqavimətinin temperaturdan asılılıq qrafikindən aydın olur ki, temperatur azaldıqca, naqilin müqaviməti azalmalıdır. Kamerlinq - Onnes civəni maye heliumda soyudaraq, onun müqavimətinin azalmasını izləyərkən maraqlı hadisənin şahidi olmuşdur. O, müşahidənin əvvəlində müqavimətin tədricən dəyişməsini və *4.1K* - də birdən-birə sıfıra qədər azalmasını görmüşdür (şəkil 185). Aydın olmuşdur ki, elə bir temperatur vardır ki, həmin temperaturda naqilin müqaviməti olmur. Başqa sözlə desək, Kristal qəfəsin ionları elektronların nizamlı hərəkətinə maneçilik törətmir.



Şəkil 185.

Bu hadisə ifrat keçiricilik hadisəsi, müqaviməti sıfır olan naqil isə ifratkeçirici naqil adlanır.

Hal-hazırda otaq temperaturunda belə ifrat keçirici naqillər almaq mümkün olmuşdur ki, bunların da gələcəkdə maraqlı tətbiq sahələri olacaqdır.

ELEKTRİK CƏRƏYANININ İŞİ VƏ GÜCÜ.

Cərəyan mənbəyinin yaratdığı elektrik sahəsinin təsiri ilə sərbəst yüklü zərrəciklərin (metallarda elektronlar) nizamlı hərəkət etməsi (yerlərini dəyişməsi) sahənin müəyyən iş görməsi deməkdir. Həmin iş - elektrik cərəyanının işi adlanır. Bu iş $U = \frac{A}{q}$ ifadəsindən tapılır. Buradan $A = qU$ və ya $q = It$ olduğunu nəzərə alsaq, $\boxed{\boldsymbol{A = IUt}}$ alarıq.

Om qanunundan I - ni və ya U - nu tapıb, $A = IUt$ - də nəzərə alsaq, iş üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{A = I^2Rt}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{A = \frac{U^2}{R}t}}$ alarıq.

Elektrik cərəyanının işi üçün aldığımız ifadələrdən, iş vahidi olaraq, BS - də $[A] = 1\,A \cdot V \cdot san$, $[A] = 1\,A^2 \cdot om \cdot san$ və $[A] = 1\,\frac{V^2}{om} \cdot san$ alınır.

Gücün $P = \frac{A}{t}$ olduğunu bilərək, elektrik cərəyanının gücü üçün $\boxed{\boldsymbol{P = IU}}$, $\boxed{\boldsymbol{P = I^2R}}$ və $\boxed{\boldsymbol{P = \frac{U^2}{R}}}$ ifadələrini alarıq.

Elektrik cərəyanının gücünün vahidləri də $[P] = 1\,A \cdot V = 1\,Vt$, $[P] = 1\,A^2 \cdot om = 1Vt$ və $[P] = 1\,\frac{V^2}{om} = 1Vt$ olacaqdır.

Elektrik cərəyanının işini ölçən cihaz **sayğac** adlanır. Sayğac elektrik cərəyanının işini $kVt \cdot saat$ – larla ölçür.

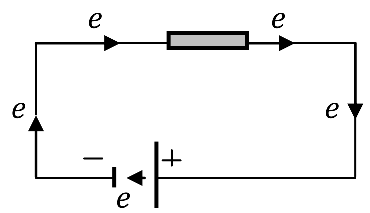
Gücü ölçən cihaz isə **vattmetr** adlanır.

Coul –Lens qanunu.

Bilirik ki, cərəyan keçən naqil qızır. Coul və Lens təcrübi yolla müəyyən etmişlər ki, naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istiliyin miqdarı $\boxed{\boldsymbol{Q = I^2Rt}}$ - yə bərabər olur. Bu ifadəni həmçinin $\boxed{\boldsymbol{Q = IUt}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{Q = \frac{U^2}{R}t}}$ kimi də yazmaq olar.

TAM DÖVRƏ ÜÇÜN OM QANUNU.

Məlumdur ki, elektrik cərəyanının yaranması üçün elektronların qapalı dövrə boyunca hərəkəti təmin olunmalıdır. Bu o deməkdir ki, elektronlar həm də cərəyan mənbəyinin daxilində hərəkət etməlidir. Elektronların mənbədən kənarda hərəkətini təmin edən elektrostatik təbiətli Kulon qüvvəsi mənbə daxilində onları hərəkət etdirə bilməz (elektronların mənbə daxilində hərəkət etməsi onların sahənin əksinə, yəni müsbət qütbdən mənfi qütbə tərəf hərəkət etməsi deməkdir) (şəkil 186).



Şəkil 186.

Təkzib olunmaz fakt ondan ibarətdir ki, qapalı dövrədə cərəyan yaranması elektronların həm də mənbə daxilində hərəkət etməsi deməkdir. Belə çıxır ki, elektronların mənbə daxilində hərəkətini təmin edən başqa təbiətli (elektrostatik təbiətdən fərqli) qüvvə mövcuddur. Həmin qüvvə **kənar qüvvə**, onu xarakterizə edən parametr isə **elektrik hərəkət qüvvəsi** (e.h.q.) adlanır və $\boldsymbol{\varepsilon}$ ilə işarə olunur.

Aydındır ki, kənar qüvvə elektronları mənbə daxilində hərəkət etdirməklə, iş görmüş olur. Həmin iş **kənar qüvvənin işi** adlanır və $\boldsymbol{A_k}$ ilə işarə olunur. Kənar qüvvənin təsirini xarakterizə edən e.h.q. məhz həmin işlə təyin olunur və $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = \frac{A_k}{q}}}$ kimi müəyyən edilir.

Deməli, e.h.q. – vahid müsbət yükün qapalı dövrə boyunca hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işə bərabər fiziki kəmiyyətdir.

BS - də vahidi $[\boldsymbol{\varepsilon}]$ $=1\ \frac{C}{Kl} = 1\ V$.

E.h.q. **-** nin ifadəsindən $\boxed{\boldsymbol{A_k = \varepsilon q}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{A_k = \varepsilon I \Delta t}}$ alınır.

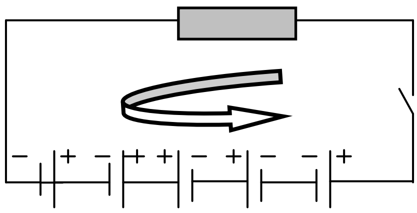
Elektronların hərəkətinə mənbə daxilində də maneçilik olduğunu nəzərə alsaq (mənbədaxili maneçilik mənbəyin daxili müqaviməti adlanır və « $\boldsymbol{r}$ » ilə işarə olunur), enerjinin saxlanması qanuna görə kənar qüvvələrin gördüyü bu iş həm xarici R, həm də daxili $\boldsymbol{r}$ müqavimətlərində ayrılan istiliklərin cəminə bərabər olacaq: $A_k = Q_R + Q_r$.

Bu ifadəni $\boldsymbol{\varepsilon I \Delta t = I^2 R \Delta t + I^2 r \Delta t = I^2 \Delta t (R + r)}$ kimi yazmaq olar ki, buradan da $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = I(R + r)}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{I = \frac{\varepsilon}{R+r}}}$ alınar (**Tam dövrə üçün Om qanunu**).

Bu qanuna əsasən qapalı dövrədəki cərəyan şiddəti mənbəyin EHQ –nin dövrənin tam müqavimətinə nisbətinə bərabərdir.

Fərz edək ki, elektrik dövrəsinə növbə ilə müqavimətləri $\boldsymbol{R_1}$ və $\boldsymbol{R_2}$ olan 2 naqil qoşulmuşdur və bu zaman qapalı dövrədə yaranan elektrik cərəyanının şiddətləri, uyğun olaraq, $\boldsymbol{I_1}$ və $\boldsymbol{I_2}$ olmuşdur. Bu halda $\boldsymbol{R_1}$ müqavimətli naqil üçün $I_1 = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\boldsymbol{R_1+r}}$, $\boldsymbol{R_2}$ müqavimətli naqil üçün isə $I_2 = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\boldsymbol{R_2+r}}$ olacaqdır. Bu ifadələrdən $I_1(R_1 + r) = I_2(R_2 + r)$, bundan isə cərəyan mənbəyinin daxili müqaviməti üçün $r = \frac{I_2R_2 - I_1R_1}{I_1 - I_2}$ şəklində ifadə alınar.

Əgər dövrəyə bir mənbə yox, bir neçə mənbə qoşulmuş olsa, dövrədəki tam e.h.q. - ni tapmaq lazımdır ki, bu da ayrı-ayrı mənbələrin e.h.q. - lərinin cəbri cəminə bərabər olur. Bu məqsədlə qapalı dövrə boyunca müəyyən bir istiqamətdə dolanmaq lazımdır. Əgər belə dolanma zamanı mənbəyin müsbət qütbündən mənfi qütbünə keçiriksə e.h.q. bir işarə ilə, mənfi qütbündən müsbət qütbünə keçdikdə isə əks işarə ilə götürülməlidir (şəkil 187).



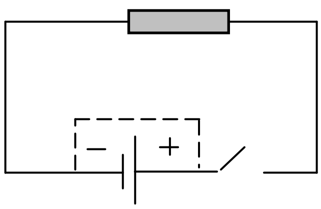
ε_1>0, ε_2>0, ε_3<0, ε_4<0, ε_5>0

Şəkil 187.

Qısa qapanma.

Bəzən elektrik dövrələrində qısa qapanma adlanan xoşagəlməz hadisə baş verir. Bu hadisənin mahiyyətini başa düşməyə çalışaq. Məlumdur ki, hər bir cərəyan mənbəyinin qütblərinə müəyyən R müqavimətli naqil qoşulur və bu naqilin müqaviməti kifayət qədər böyük olur. Bəzən cərəyan mənbəyinin qütbləri həmin yer üçün nəzərdə tutulmuş böyük müqavimətdən qat-qat kiçik müqavimətli naqillə qapanır. Məhz bu zaman elektrik dövrəsində qısa qapanma hadisəsi baş verir.

Qısa qapanma dedikdə, cərəyan mənbəyinin qütblərinin həmin yer üçün nəzərdə tutulmuş müqavimətdən qat – qat kiçik müqavimətli naqillə qapanması başa düşülür (şəkil 188).



Şəkil 188.

Şəkildə qırıq – qırıq xətlərlə cərəyan mənbəyinin qütblərinin qısa qapanması təsvir olunmuşdur. Elektrik dövrəsində qısa qapanma zamanı, aydın olur ki, dövrənin xarici müqaviməti sıfra yaxınlaşır ($R \to 0$). Xarici müqavimətin bu cür azalması cərəyan şiddətinin kəskin artmasına səbəb olur (Om qanununa əsasən). Bu halda yaranan cərəyan şiddəti qısa qapanma cərəyan şiddəti adlanır və $\boldsymbol{I_{qq}}$ ilə işarə olunur.

$I = \frac{\varepsilon}{R+r}$ ifadəsində $R \to 0$ şərtini nəzərə alsaq, onda qısa qapanma cərəyan şiddəti üçün $\boxed{\boldsymbol{I_{qq} = \frac{\varepsilon}{r}}}$ alarıq.

Tam dövrə üçün Om qanununun ifadəsindən $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = IR + Ir}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = U + Ir}}$ alınır.

Qeyd edək ki, $\boldsymbol{IR}$ və $\boldsymbol{Ir}$ ifadələri gərginlik düşgüsü adlanır.

Deməli, tam dövrə üçün Om qanununa əsasən elektrik hərəkət qüvvəsi $\boldsymbol{R}$ və $\boldsymbol{r}$ müqavimətlərindəki gərginlik düşgülərinin cəminə bərabər olur.

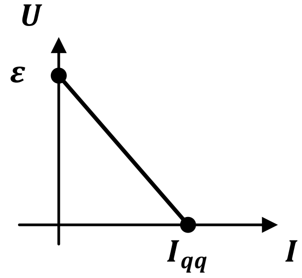
Cərəyan mənbəyinin qütblərinin açıq olması, başqa sözlə, xarici müqavimətin sonsuz böyük olması $(\boldsymbol{R \to \infty})$ deməkdir. Əslində, cərəyan mənbəyinin qütbləri, hətta bizim açıq hesab etdiyimiz hallarda da qapalı olur. Belə ki, bu halda mənbəyin qütbləri müqaviməti sonsuz böyük olan dielektrik hava ilə qapanmış olur. Bu halda dövrədə cərəyan olmur.

Dediklərimizi Om qanununun ifadəsindən də almaq olur. Düsturda $(\boldsymbol{R \to \infty})$ şərtini nəzərə alsaq, $\boldsymbol{I = \frac{\varepsilon}{R+r}} \to 0$ alarıq. Bu halda, yəni elektrik dövrəsi açıq olan halda mənbəyin sıxaclarındakı gərginlik onun e.h.q. -ə bərabər olacaq: $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = U}}$.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək deyə bilərik ki, əgər dövrə qapalı olan halda mənbəyin qütblərinə birləşdirilmiş voltmetr onun qütblərindəki gərginliyi göstərirsə, dövrə açıq olan halda isə mənbəyin elektrik hərəkət qüvvəsini göstərir.

Qapalı elektrik dövrəsinin faydalı iş əmsalı belə olan halda $\boxed{\boldsymbol{\eta = \frac{U}{\varepsilon} \cdot 100\%}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\eta = \frac{R}{R+r} \cdot 100\%}}$ kimi təyin ediləcək.

$\boldsymbol{\varepsilon = U + Ir}$ ifadəsindən $\boldsymbol{U = \varepsilon - Ir}$ və ya $\boldsymbol{U = -Ir + \varepsilon}$ alarıq. Bu isə $y = -kx + b$ asılılığı deməkdir. Onda qapalı dövrədə cərəyan mənbəyinin qütblərindəki gərginliyin cərəyan şiddətindən asılılıq qrafiki şəkil 189 – da təsvir olunmuş formada olacaq.



Şəkil 189.

Qeyd edim ki, bu qrafikə əsasən həm

mənbəyin e.h.q -ni, həm də qısa qapanmaya uyğun cərəyan şiddətini tapmaq olur.

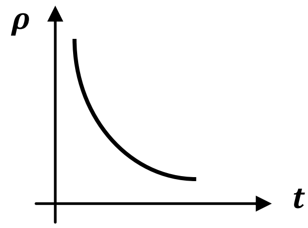
Artıq qeyd etdiyimiz kimi, dövrə açıq olduqda (I = 0) e.h.q. mənbəyin sıxaclarındakı gərginliyə bərabər olur. Şəkildən də göründüyü kimi, I = 0 olduqda, $\boldsymbol{\varepsilon = U}$ olacaq.

Qısa qapanma zamanı isə ($R \to 0$**)** cərəyan şiddəti artıb, maksimum qiymət alır. Onda şəkildəki qrafikə uyğun olaraq, qrafikin $\boldsymbol{I}$ oxu ilə kəsişməsinə uyğun nöqtə $\boldsymbol{I_{qq}}$ - yə uyğun gələcək.

Bu qrafikdən həm də mənbəyin daxili müqavimətini tapmaq olur. Bunun üçün verilmiş qrafikə uyğun $\boldsymbol{\varepsilon}$ və I_{qq} -ni tapıb, $I_{qq} = \frac{\varepsilon}{r}$ ifadəsində yazmaqla, cərəyan mənbəyinin daxili müqavimətini $r = \frac{\varepsilon}{I_{qq}}$ kimi müəyyən etmək lazımdır.

YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI.

Yarımkeçiricilərin elektrik keçirməsi naqillərə nisbətən pis, dielektriklərə nisbətən isə yaxşıdır. Belə çıxır ki, yarımkeçiricilər nə yaxşı naqil deyillər ki, onlardan naqil kimi istifadə etmək mümkün olsun, nə də dielektrik deyillər ki, onlardan izolyator kimi istifadə olunsun. Ona görə də, uzun müddət yarımkeçiricilərdən yalnız metal kimi istifadə edilmişdir, lakin sonralar yarımkeçiricilərin iki müxtəlif xüsusiyyətini aşkar etmək mümkün olmuşdur ki, bu xüsusiyyətlər də yarımkeçiriciləri əvəzolunmaz naqilə çevirmişdir.

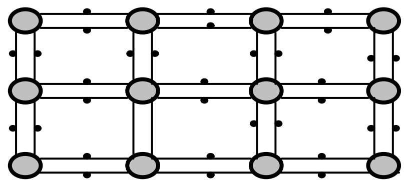


Şəkil 190.

Bu xüsusiyyətlərdən biri odur ki, metal naqillərdən fərqli olaraq, temperaturun artması yarımkeçiricilərin müqavimətini artırmır, əksinə, kəskin azaldır (şəkil 190). Bu o deməkdir ki, metal naqillər qızdıqca, pis naqilə çevrildiyi halda, yarımkeçiricilərin temperaturu artdıqca, onlar daha yaxşı naqilə çevrilirlər. Başqa sözlə, aşağı temperaturlarda yarımkeçiricilər dielektriklərə daha yaxın olduğu halda, temperaturun artması nəticəsində onlar yaxşı naqillərə çevrilirlər.

İkinci xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, hər hansı yarımkeçiricinin içərisinə cüzi miqdarda digər yarımkeçiricini aşqar kimi daxil etdikdə, hətta aşağı temperaturlarda belə o naqilə çevrilir.

Yarımkeçiricilərdə kəşf olunmuş bu xüsusiyyətləri aşağıdakı kimi izah etmək olar. Məlum olduğu kimi, **silisium** (Si) - dördvalentli kristall quruluşa malik yarımkeçiricidir. Onun dörd valent elektronu dörd qonşu atomla rabitə yarada bilir. Belə rabitə ikiqat elektron rabitə və ya kovalent rabitə adlanır. Aşağı temperaturlarda bu rabitələr kifayət qədər güclüdür. Ona görə də, aşağı temperaturlarda yarımkeçiricinin daxilində sərbəst yüklü zərrəciklər olmur, yəni yarımkeçirici qeyri - naqil olur (şəkil 191). Temperaturun artması nəticəsində rabitə yaratmaqda iştirak edən elektronlar qopa bilir və buna görə də yarımkeçiricinin daxilində sərbəst elektronlar əmələ gəlir, yəni yarımkeçirici naqilə çevrilir. Bu zaman qopmuş elektronun yeri boş qalır və həmin boş yerlər müsbət yükə malik olur. Maraqlıdır ki, yarımkeçiriciyə elektrik sahəsi ilə təsir etdikdə elektronlarla yanaşı, müsbət yükə malik boş yerlər (deşiklər) də nizamlı hərəkət edir (aydındır ki, elektronların hərəkətinin əksinə).



Şəkil 191.

Deməli, yarımkeçiricilərdə elektrik cərəyanı yaratmaqda elektronlarla yanaşı, həm də müsbət yüklü deşiklər iştirak edir. Ona görə də deyilir ki, yarımkeçiricilər həm elektron, həm də deşik keçiriciliyə malik olurlar.

İndi də yarımkeçiricilərin ikinci xüsusiyyətinin izahını verək. Fərz edək ki, **silisium** yarımkeçiricisinin içərisinə cüzi miqdarda beş valentli **arsenium** (As) yarımkeçiricisi aşqar kimi əlavə edilmişdir. As atomları Si - un quruluşuna uyğun olaraq, dörd qonşu silisiumla rabitə yaratmalıdır. Bunun üçün isə ona 4 valent elektronu tələb olunur. Rabitə yaranan zaman *As* – un beşinci valent elektronu sərbəst hala keçir. Deməli, hətta aşağı temperaturda belə, bu cür qarışığın içərisində əvvəlcədən sərbəst elektronlar olur. Temperaturun sonrakı artması isə rabitələrin qırılmasına, nəticədə deşiklərin və yeni elektronların yaranmasına səbəb olur. Bu halda elektronların sayı deşiklərin sayından çox olduğundan, bu cür aşqarlı yarımkeçiricilər ***n - tip*** yarımkeçiricilər adlanır (***n*** - neqativ - mənfi mənasını verir).

n - tip yarımkeçiricilərdə sayı çox olan elektronlar - əsas, sayı az olan deşiklər isə qeyri - əsas yükdaşıyıcılar adlanır.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək, deyə bilərik ki, əgər saf yarımkeçiricidə elektron və deşiklərin sayı eyni olursa, yəni bu zaman hər iki yükdaşıyıcı əsas yükdaşıyıcıdırsa, *n - tip* yarımkeçiricilərdə elektronların sayı deşiklərin sayından çox olur.

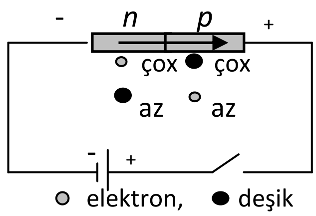
Göründüyü kimi, arsenium bu halda donor (elektron verən) yarımkeçirici rolunu oynayır.

İndi də fərz edək ki, dörd valentli *Si* - un içərisinə valentliyi ondan bir vahid kiçik olan, üç valentli **indium** (*İn)* yarımkeçiricisini aşqar kimi daxil etmişik. Bu halda *İn* atomlarının *Si* atomları ilə rabitə yarada bilməsi üçün 4 elektron tələb olunur. Ona görə də *İn* rabitə yaratmaq üçün lazım olan dördüncü elektronu başqa yerdən qoparır və nəticədə həmin yer əvvəlcədən müsbət deşiyə çevrilir. Temperaturun artması ilə isə elektronlar və yeni deşiklər əmələ gəlir, lakin bu halda deşiklərin sayı elektronların sayından çox olur. Bu cür aşqarlı yarımkeçirici ***p - tip*** yarımkeçirici adlanır (***p*** – pozitiv - müsbət sözündəndir).

Aydındır ki, *İn* bu halda akseptor (elektron alan) yarımkeçirici rolunu oynayır.

Yarımkeçirici diod.

İki müxtəlif tip yarımkeçiricinin kontaktı maraqlı keçiricilik xassəsinə malikdir. Bu xassəni aydınlaşdırmaq üçün *n* və *p* - tip yarımkeçiricilərin kontaktını cərəyan mənbəyinin dövrəsinə qoşaq (şəkil 192). Açarı qapadıqda, iki yarımkeçiricinin kontaktından (*n* - dən *p* - yə tərəf) çoxlu sayda elektronlar və çoxlu sayda deşiklər (*p* - dən *n* - ə tərəf) keçəcəkdir. Deməli, bu halda vahid zamanda kontaktın en kəsik sahəsindən keçən yükün miqdarı çox olacaq, yəni dövrədə böyük cərəyan şiddəti yaranacaq.

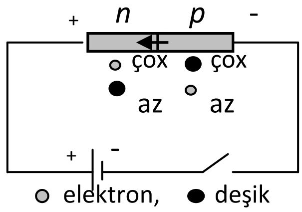


Şəkil 192.

Qeyd edək ki, belə keçid düzünə keçid adlanır.

İndi də cərəyan mənbəyinin qütblərini dəyişək (şəkil 193). Açarı qapadıqda, iki yarımkeçiricinin kontaktından az miqdarda elektron (*p* -dən *n* -ə tərəf), az miqdarda deşik (*n* – dən *p* – yə tərəf) keçəcəkdir. Bu halda elektrik dövrəsində cüzi cərəyan yaranacaq (belə keçid tərsinə keçid adlanır).

Dediklərimizdən aydın olur ki, iki müxtəlif tip yarımkeçiricinin kontaktının birtərəfli cərəyan keçirmək xüsusiyyəti vardır.

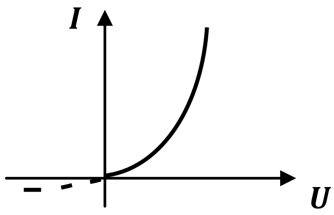


Şəkil 193.

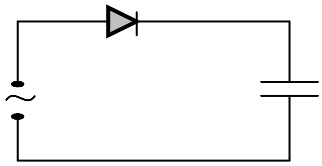
İki müxtəlif tip yarımkeçiricinin kontaktından keçən cərəyan şiddətinin onun uclarındakı gərginlikdən asılılığını müəyyənləşdirək. Məlum olduğu kimi, bu asılılıq naqilin volt-amper xarakteristikası adlanır.

Şəkil 194 -də göstərilən *p* - *n* keçidinin volt - amper xarakteristikasına uyğun qrafikdə bütöv xətt düzünə, qırıq xətt isə tərsinə keçidə uyğun gəlir.

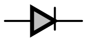
İki müxtəlif tip yarımkeçiricinin kontaktı əsasında quraşdırılmış detal yarımkeçirici diod adlanır. Belə çıxır ki, yarımkeçirici diod bir istiqamətdə cərəyanı keçirir, əks istiqamətdə isə keçirmir. Diodun bu xassəsindən dəyişən cərəyanı düzləndirmək (onu sabit cərəyana çevirmək) üçün istifadə olunur. Bu məqsədlə dəyişən cərəyan dövrəsinə diod qoşulur (şəkil 195). Diodun birtərəfli cərəyan keçirmək xüsusiyyəti bu cür dövrədə döyünən cərəyan yaradır. Növbəti mərhələdə döyünən cərəyan kondensatorun köməyi ilə düzləndirilir, yəni sabit cərəyana çevrilir.



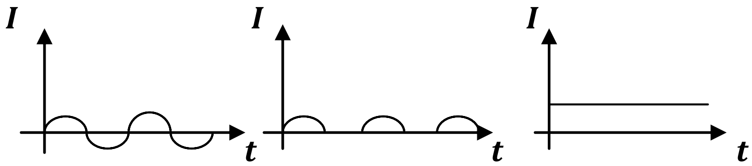
Şəkil 194.



Şəkil 195.

Sxemdə diodun şərti işarəsi  kimidir. Şəkildəki sxemdə  işarəsi isə dəyişən cərəyan mənbəyini göstərir.

Adı çəkilən cərəyanlara uyğun qrafiklər şəkil 196 -də göstərilmişdir.



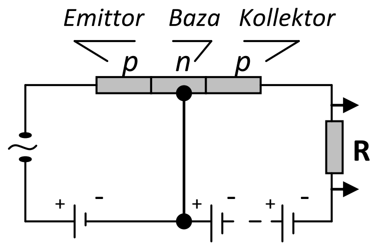
(Dəyişən cərəyan) (Döyünən cərəyan) (Düzlənmiş cərəyan)

Şəkil 196.

Yarımkeçirici triod. Tranzistor.

Üç müxtəlif tip yarımkeçiricinin kontaktının daha maraqlı xüsusiyyəti vardır. Belə kontakt *p – n - p* və yaxud *n – p - n* kimi yaradılır. Məsələn, *p – n - p* kontaktı *2 p* -tip yarımkeçiricinin arasında çox nazik - bir neçə mikrometr qalınlığında *n* – tip yarımkeçirici yerləşdirməklə yaradılır.

Şəkil 197 -də *p – n - p* kontaktının elektrik dövrəsinə qoşulma sxemi göstərilmişdir. Burada sola qoşulmuş *p* – tip yarımkeçirici - emittor, sağa qoşulmuş *p* – tip yarımkeçirici - kollektor, ortaya qoşulmuş *n* – tip yarımkeçirici isə baza adlanır.

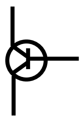


Şəkil 197.

Baza - emittor dövrəsi düzünə keçid yaratdığı üçün onun dövrəsindən böyük cərəyan, baza kollektor dövrəsi tərsinə keçid yaratdığı üçün onun dövrəsində kiçik cərəyan yaranır.

Növbəti bölmələrdə görəcəyik ki, radio, televiziya, mobil telefon rabitəsində elektrik rəqslərinə çevrilmiş səs və ya şəkil elektromaqnit dalğalarının köməyi ilə fəzaya şüalandırılır. Qəbuledici antennaya çatan elektromaqnit dalğasından elektrik rəqsləri ayrılır və onlardan yenidən səs və şəkil alınır. Şəkil və ya səsin alınmasından əvvəl elektrik rəqsləri gücləndirilir. Həmin funksiyanı tranzistor yerinə yetirir.

Tranzistorda emitter $(\boldsymbol{I_e})$, baza $(\boldsymbol{I_b})$, və kollektor $(\boldsymbol{I_k})$ cərəyanları arasında $\boxed{\boldsymbol{I_e = I_b + I_k}}$ kimi münasibət vardır.

Sxemdə tranzistorun şərti işarəsi  kimidir.

Termistorlar və fotorezistorlar.

Yarımkeçiricilərin müqavimətinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi yarımkeçirici termometrlərin (termistorların) yaradılmasına imkan vermişdir. Bu cür termometrlər müqavimət termometrləri adlanır və çox geniş intervalda temperature ölçməyə imkan verir. Yarımkeçirici termometrlərdə yarımkeçiricinin müqavimətini ölçməklə, onun temperaturunu təyin edirlər.

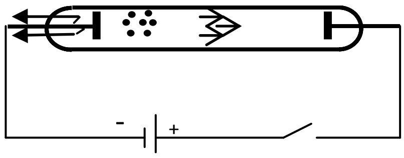
Deməli, termistorun iş prinsipi yarımkeçiricilərin müqavimətinin temperaturdan asılı olaraq kəskin dəyişməsinə əsaslanıb.

Bəzi yarımkeçiricilərin müqaviməti həm də onun üzərinə zəif işıq seli düşərkən azalır. Bu halda düşən işığın enerjisini udan elektronlar rabitəni qıra bilir və nəticədə yarımkeçirici naqilə çevrilir. Bu hadisə fotoeffekt hadisəsi, işığın təsiri ilə müqaviməti azalan yarımkeçirici isə fotorezistor adlanır.

Fotorezistorun iş prinsipi yarımkeçiricilərin müqavimətinin onun üzərinə düşən işıq selindən asılı olaraq dəyişməsinə əsaslanıb. Ona görə də yarımkeçiricinin müqavimətini müəyyənləşdirməklə, onun üzərinə düşən zəif işıq selini ölçmək mümkündür.

VAKUUMDA ELEKTRİK CƏRƏYANI. VAKUUM DİODU.

Şüşə qab götürüb, onun içərisində iki elektrod yerləşdirək. Qabda vakuum yaradaraq, onu cərəyan mənbəyinin dövrəsinə qoşaq. Aydındır ki, belə bir dövrədə elektrik cərəyanı yaranmayacaq. Cərəyan yaratmaq istəyiriksə, qaba elektrik yükünə malik zərrəciklər daxil etmək lazımdır (şəkil 198). Bu məqsədlə **termoelektron emissiyası** adlanan hədisədən istifadə edirlər.

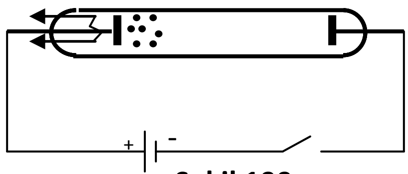


Şəkil 198.

Qızdırılmış metalın səthindən elektronların qopub ayrılması (buxarlanması) hədisəsi termoelektron emissiyası hadisəsi adlanır.

Elektron dəstəsinin alınması üçün katodu əlavə cərəyan mənbəyinin köməyi ilə qızdırmaq lazımdır. Dövrə açıq olan halda, katoddan qopmuş elektronlar onun ətrafında elektron buludu əmələ gətirəcək. Elektrik sahəsi olmadıqda belə, əmələ gələn buluddan elektronların cüzi bir hissəsi xaotik hərəkət nəticəsində anoda çataraq, vakuumda kiçik cərəyan yarada bilirlər. Dövrəni qapadıqda isə elektronların kütləvi surətdə anoda tərəf hərəkəti başlayacaq və dövrədə (vakuumda) cərəyan yaranacaq.

İndi də dövrəyə qoşulmuş cərəyan mənbəyinin qütblərini dəyişək, yəni elektronlara əks istiqamətdə sahə ilə təsir edək (şəkil 199). Bu zaman xaotik hərəkət nəticəsində anoda çatan elektronlar belə geriyə qaytarılacaq və nəticədə dövrədə cərəyan sıfıra qədər



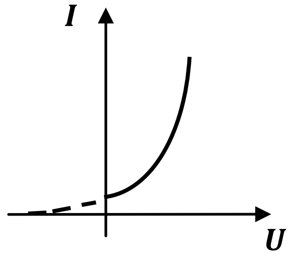
Şəkil 199.

azalacaq.

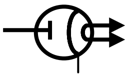
Yada salaq ki, belə xüsusiyyət yarımkeçirici diodda da var idi.

Belə bir sistem vakuum diodu və ya ikielektrodlu elektron lampası adlanır. Belə çıxır ki, vakuum diodu birtərəfli keçiriciliyə malikdir. Vakuum diodunun bu xassəsindən dəyişən cərəyanı düzləndirmək üçün, yəni onu sabit cərəyana çevirmək üçün istifadə edilib. Hal-hazırda vakuum diodlarını yarımkeçirici diodlar əvəz edir.

Dediklərimizi nəzərə almaqla, vakuumda elektrik cərəyanının (vakuum diodunun) volt - amper xarakteristikası üçün şəkil 200 -də göstərilən formada asılılıq alarıq. Bu halda da qrafikdə bütöv xətt düzünə, qırıq xətt isə tərsinə keçidə uyğun gəlir.



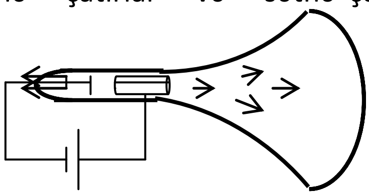
Şəkil 200.

Vakuum diodunun sxemdə şərti işarəsi  kimidir.

Elektron şüa borusu.

Qeyd edim ki, vakuum diodundan hal-hazırda istifadə edilməməsinə baxmayaraq, onun əsaslandığı termoelektron emissiyası hadisəsindən bir neçə qurğunun iş prinsipində istifadə edilir. Bunlardan biri rentgen şüaları yaradan qurğu (bu şüalar barədə sonrakı fəsillərdə məlumat veriləcək), digəri isə elektron şüa borusudur.

Elektron şüa borusunda termoelektron emissiyası nəticəsində yaranan elektronlar silindrik formalı anoda çataraq, silindrin oxu boyunca açılmış kanaldan keçməklə borunun daxili səthinə çatırlar və səthə çəkilmiş ssintilyasiya (parıltı) verə bilən maddə ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində ekranı işıqlandırırlar (şəkil 201).



Şəkil 201.

Bu zaman elektrodlar arasında yüksək gərginlik yaradılır ki, bu da elektronlara yüksək sürət vermək üçün lazımdır.

Qeyd edim ki, elektron şüa borusu televizor, kompyüter və osilloqrafların ekranını əmələ gətirən əsas hissəsidir. Osilloqrafdan elektrik dövrələrində tezdəyişən prosesləri izləmək üçün istifadə edirlər.

Elektron şüa borularında elektron dəstəsini idarə etmək üçün maqnit sahəsindən istifadə edilir. Maqnit sahəsinə daxil olan elektronlar Lorens qüvvəsinin (bu barədə «Maqnit bəhsi»ndə məlumat veriləcək) təsiri ilə idarə olunaraq, ekranın istənilən yerinə istiqamətləndirilir.

Elektron şüa boruluru həm də kineskop adlanır. Hal-hazırda maye kristal əsasında kineskopların yeni nəsli yaradılmışdır.

MAYELƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI.

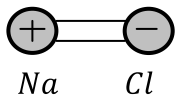
Məlum olduğu kimi, bütün turşular, duzlar, qələvilər, o cümlədən də saf su (distillə edilmiş su) ayrılıqda götürüldükdə qeyri - naqildirlər. Bu maddələrin qeyri-naqil olması onların tərkibində sərbəst yüklü zərrəciklərin olmaması ilə əlaqədardır. Əgər suyun içərisinə az miqdarda duz, turşu və ya qələvi əlavə etsək, o naqilə çevrilər. Bu cür naqillər maye naqillər və ya elektrolitlər adlanır.

Deməli, **duzların, turşuların və ya qələvilərin suda məhlulu maye naqil və yaxud da elektrolit adlanır.**

Duz, turşu və ya qələvilərin suda məhlulunun naqilə çevrilməsinin səbəbi onlarda sərbəst yüklü zərrəciklərin əmələ gəlməsidir. Məlum olduğu kimi, məhlulda sərbəst yüklü zərrəciklərin əmələ gəlməsinin səbəbi elektrolitik dissosiasiyası hadisəsidir. Hadisənin mahiyyəti, başqa sözlə desək, elektrolitdə sərbəst yüklü zərrəciklərin əmələ gəlmə prosesi aşağıdakı kimi izah olunur.

Məlum olduğu kimi, duz, turşu, qələvi və saf su maddələri polyar molekullardan təşkil olunmuş dielektriklərdir. Elektromənfilikləri müxtəlif olan atomlardan təşkil olunmuş bu maddələrin molekullarında müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzləri üst-üstə düşmür, yəni bu maddələrin molekulları qantelşəkilli dipollardan təşkil olunmuşlar.

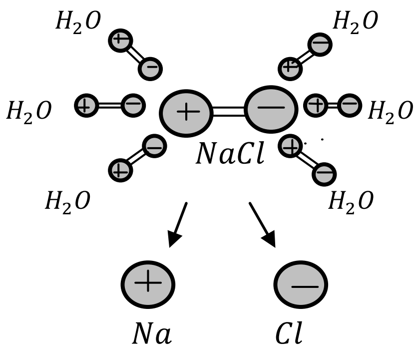
$NaCl$ -un (adi xörək duzunun) əsasında dediklərimizin izahını verək. Kimya kursundan məlum olduğu kimi, Na və Cl atomları bir - birindən elektromənfiliklərinə görə fərqlənirlər. Bunun səbəbi natrium atomunun, metal atomu olaraq, elektron orbitlərinin radiuslarının böyük (xarici elektron təbəqəsində bir valent elektronu saxlaya bilir), xlorun isə, qeyri metal olaraq, elektron orbitlərinin radiuslarının nisbətən kiçik (xarici elektron təbəqəsində yeddi valent elektronu saxlaya bilir) olmasıdır. Şərti olaraq, metalların zəif (uzaq orbitdə az elektron saxladığına görə), qeyri metalların isə güclü (uzaq orbitdə çox elektron saxladığına görə) nüvəyə malik olması şərtini qəbul etsək, onda elektromənfilikləri kəskin fərqlənən bu atomların molekul şəklində birləşməsi zamanı “güclü” nüvəyə malik xlor, “ zəif” nüvəyə malik natriumun yeganə valent elektronunu da özünə birləşdirərək mənfi iona çevrilir (şəkil 202). Bu zaman elektron itirmiş natrium müsbət yüklənir və beləliklə də əks işarəli yüklərə malik bu ionlar arasında ion rabitəsi adlanan rabitə yaranır. Yaranmış molekulda müsbət yükün paylanma mərkəzi natriumda, mənfi yükün paylanma mətkəzi isə xlorda yerləşir.



Şəkil 202.

Müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzi üst - üstə düşməyən bu cür molekullar polyar (qütblü) molekullar, belə molekullardan təşkil olunmuş dielektriklər isə polyar dielektriklər adlanır.

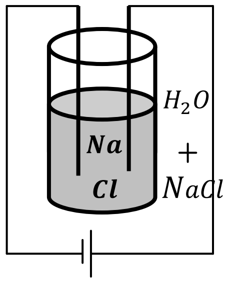
Qeyd edim ki, yalnız $NaCl$ duzu deyil, bütün duzlar, bütün turşular, bütün qələvilər, həmçinin də saf su polyar dielektriklərə misaldır. Bu səbəbdən də zəif ion rabitəsi ilə birləşmiş duz, turş və qələvi molekulları su molekullarının əhatəsinə düşən kimi, onların təsiri ilə parçalanaraq, müsbət və mənfi yüklü ionlara çevrilir (şəkil 203). Bu proses elektrolitik dissosiasiyası hadisəsi adlanır. Beləliklə də maye daxilində sərbəst yüklü zərrəciklər əmələ gəlir və məhlul naqilə çevrilir. Əmələ gələn ionlar isə elektrik sahəsinin təsiri altında nizamlı hərəkətə gələrək cərəyan yaradır. Belə çıxır ki, əgər metal naqillərdə elektrik cərəyanını yaradan sərbəst elektronların nizamlı hərəkətidirsə, **maye naqillərdə (elektrolitlərdə) elektrik cərəyanı yaradan müsbət və mənfi yüklü ionların nizamlı hərəkətidir.** Ona görə də, deyilir ki, elektron keçiriciliyinə malik metal naqillərdən fərqli olaraq, maye naqillər ion keçiriciliyinə malik olurlar.



Şəkil 203.

Dediklərimizdən aydın olur ki, polyar molekullardan təşkil olunmuş duzların, qələvilərin və turşuların suda həll olunması bu maddələrin molekullarının polyar su molekullarının təsiri ilə müsbət və mənfi ionlara parçalanmasına səbəb olur ki, nəticədə məhlul naqilə çevrilir. Belə naqilə elektrik sahəsi ilə təsir etdikdə isə, ionların elektrodlara tərəf (müsbət onların katoda, mənfi ionların anoda tərəf) nizamlı hərəkəti başlayır və beləliklə də məhlulda cərəyan yaranır (şəkil 204).

Katoda çatan müsbət ion ondan çatışmayan elektronunu almaqla, mənfi ion isə anoda çataraq, artıq elektronunu ona verməklə, neytrallaşır. Oksidləşmə - reduksiya reaksiyaları adlanan bu prosesin nəticəsində elektrodlar üzərinə maddə toplanır. Bu hadisə edektroliz hadisəsi adlanır.



Şəkil 204. $\boldsymbol{Na}$ $\boldsymbol{Cl}$

Oksidləşmə – reduksiya reaksiyaları nəticəsində elektrodlar üzərində maddə ayrılması (toplanması) hadisəsi elektroliz hadisəsi adlanır.

Elektroliz qanunu (Faradey qanunu).

Faradey elektroliz prosesində elektrodların üzərinə yığılan maddənin kütləsinin nələrdən asılı olduğunu müəyyənləşdirmişdir. Aydın olmuşdur ki, **elektrolitdən cərəyan keçərkən elektrod üzərinə yığılan maddənin kütləsi elektrolitdən (maye naqilin en kəsik sahəsindən) keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasib olur (Faradey qanunu)**: $m \sim q$ **.** Bərabərliyə keçsək, Faradey qanunu üçün $\boxed{\boldsymbol{m = k\,q}}$ şəklində ifadə alarıq.

$q = It$ olduğunu nəzərə almaqla isə Faradey qanununu $\boxed{\boldsymbol{m = k\,It}}$ kimi də yazmaq olar.

Deməli, **Faradey qanununa əsasən elektrolitdən cərəyan keçərkən elektrod üzərinə yığılan maddənin kütləsi elektrolitdən keçən cərəyan şiddəti və cərəyanın keçmə müddəti ilə düz mütənasibdir.**

İfadələrdə mütənasiblik əmsalı olan **“ k ”** maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti adlanır və $\boldsymbol{k = \frac{m}{q}}$ **(1)** kimi tapılır.

Deməli, **elektrokimyəvi ekvivalent - elektrod üzərinə yığılan maddənin kütləsinin elektrolit keçən yükün miqdarına nisbətinə bərabər kəmiyyətdir** və yaxud da **elektrokimyəvi ekvivalent ədədi qiymətcə - elektrolitdən 1Kl yük keçərkən elektrodlar üzərinə yığılan maddənin kütləsinə bərabər kəmiyyətdir** (**(**$q = 1Kl$ olduqda, $k = m$ olur).

BS - də elektrokimyəvi ekvivalentin vahidi $[k] = 1\frac{kq}{Kl}$ və ya $[k] = 1\frac{kq}{A \cdot san}$ -dır.

Əgər katoda tərəf hərəkət edən ionların sayı $\boldsymbol{N_i}$, bir ionun kütləsi $\boldsymbol{m_{oi}}$ – dirsə, onda elektrod üzərində yığılan maddənin kütləsi üçün

$$\boldsymbol{m = m_{oi} \cdot N_i} \quad \textbf{(2)} \qquad \text{olarıq.}$$

Aydındır ki, bir ionun yükünü ($\boldsymbol{q_{oi}}$ -ni) ionların $\boldsymbol{N_i}$ sayına vursaq, elektrodlara tərəf daşınan yükün ümumi miqdarını tapmış olarıq:

$$\boldsymbol{q = q_{oi} \cdot N_i} \quad \textbf{(3).}$$

(2) və **(3)** ifadələrini **(1)** -də nəzərə alsaq, onda elektrokimyəvi ekvivalent üçün $k = \frac{m}{q} = \frac{m_{oi} \cdot N_i}{q_{oi} \cdot N_i} = \frac{m_{oi}}{q_{oi}}$ kimi ifadə almış olarıq.

Deməli, elektrokimyəvi ekvivalent ionun kütləsinin onun yükünə nisbətinə bərabər olan kəmiyyətdir: $\boxed{\boldsymbol{k = \frac{m_{oi}}{q_{oi}}}}$.

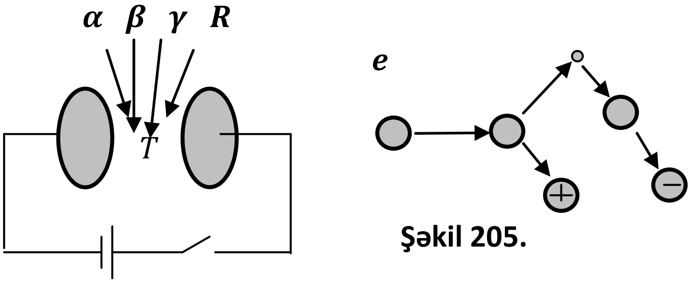
Molyar kütlənin $M = m_{oi} \cdot N_A$ ifadəsindən m_{oi} - ni tapıb ($m_{oi} = \frac{M}{N_A}$), aldığımız sonuncu ifadədə yazsaq, elektrokimyəvi ekvivalent üçün $\boxed{\boldsymbol{k = \frac{M}{N_A \; q_{oi}}}}$ şəklində, bir ionun yükünün isə $\boldsymbol{q_{oi} = ne}$ ($\boldsymbol{n}$ - ionlaşma dərəcəsidir) olduğunu nəzərə almaqla isə $\boxed{\boldsymbol{k = \frac{M}{N_A \; ne}}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

Katod üzərinə yığılan maddənin kütləsi üçün son nəticədə $\boxed{\boldsymbol{m = \frac{M}{N_A \; ne} \cdot q}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{m = \frac{M}{N_A \; ne} \cdot It}}$ kimi ifadələr alarıq.

Sonda qeyd edək ki, verilmiş məhlul üçün sabit kəmiyyət olan elektrokimyəvi ekvivalent məhlula daxil edilən duzun, turşunun və yaxud da qələvinin növü dəyişən zaman dəyişəcək.

QAZLARDA ELEKTRİK CƏRƏYANI.

Məlum olduğu kimi, qazlar adi halda qeyri-naqil olurlar, lakin onlara müxtəlif ionlaşdırıcı ilə təsir etdikdə (qızdırdıqda, α, β, γ və Rentgen şüaları ilə təsir etdikdə) onlar naqilə çevrilirlər. Belə çıxır ki, sərbəst yüklü zərrəciklərə malik olmayan qazda ionlaşdırıcının təsiri ilə yüklü zərrəciklər əmələ gəlir. Bu proses zərbə ilə ionlaşma adlanır və aşağıdakı kimi baş verir. Qazı qızdırdıqda və ya onlara müxtəlif ionlaşdırıcı şüalarla təsir etdikdə qaz zərrəciklərinin xaotik hərəkətinin sürəti artır və nəticədə toqquşma zamanı onlar bir - birinin elektronlarını qoparmaqla, ionlaşırlar. Bu cür zərbələr nəticəsində elektronlar və müsbət ionlar əmələ gəlir. Əmələ gələn elektronların bir qismini neytral atomlar tutaraq, mənfi ionlara çevrilirlər. Beləliklə, zərbə ilə ionlaşma nəticəsində elektronlar, müsbət və mənfi ionlar əmələ gəlir (şəkil 205).



Şəkil 205.

İonlaşmış qaza elektrik sahəsi ilə təsir etdikdə ionlaşma nəticəsində yaranan mənfi, müsbət ionların və elektronların nizamlı hərəkəti yaranır. Daha dəqiq desək, elektronlar və mənfi ionlar müsbət yüklənmiş elektroda - anoda, müsbət ionlar isə mənfi elektroda - katoda tərəf hərəkət edirlər və nəticədə qazda elektrik cərəyanı yaranır.

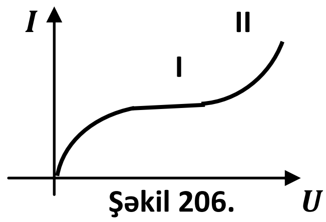
Qazdan elektrik cərəyanı keçməsi hadisəsi qaz boşalması hadisəsi adlanır. Belə çıxır ki, qazlarda elektrik cərəyanının yaranmasında həm müsbət və mənfi ionlar, həm də elektronlar iştirak edir. Başqa sözlə desək, qazlar həm elektron, həm də ion keçiriciliyinə malik olurlar.

Qaz naqilin elektrik dövrəsində yaranan cərəyan şiddətinin elektrodlara verilən gərginlikdən asılılıq qrafikini (qaz naqilin volt-amper xarakteristikasını) qursaq, maraqlı asılılıq alarıq. Digər naqillərin volt-amper xarakteristikasına oxşar olaraq, qaz naqillərdə də, aşağı gərginliklərdə gərginliyin artması cərəyan şiddətinin artması ilə müşayiət olunur və gərginliyin sonrakı artımı doyma cərəyanının yaranması ilə nəticələnir. Digər naqillərdən fərqli olaraq, gərginliyi artırmaqda davam etsək, birdən- birə cərəyan şiddətinin kəskin artmasının şahidi olarıq (şəkil 206).

Aydındır ki, doyma cərəyanının yaranması, əmələ gələn yüklü zərrəciklərin son nəticədə hamısının nizamlı hərəkət etməklə, cərəyan yaratmaqda iştirak etməsidir. Qaz naqili halında cərəyan şiddətinin birdən kəskin artması, cərəyan yaradan yüklü zərrəciklərin sayının artması deməkdir.

Bəs, bu zərərciklər necə yarandılar?

Əgər ionlaşdırıcının təsiri ilə yaranan yüklü zərrəciklərin hamısı doyma cərəyanı yaratmaqda iştirak edirlərsə, deməli qazda yüksək gərginliklərdə hansısa yolla yeni yüklü zərrəciklər əmələ gəlir.



Şəkil 206.

Yeni yüklərin əmələ gəlməsi aşağıdakı kimi izah olunur.

Katoda tərəf hərəkət edən müsbət ionlar güclü elektrik sahəsində böyük sürət toplayaraq, katoda çatıb, güclü zərbə vurmaqla, ondan elektron qoparırlar. Bu zaman ionların zərbəsi həmçinin katodu qızdırır və nəticədə zərbə ilə qopmuş elektronlarla yanaşı, həm də termoelektron emissiyası hesabına elektronlar əmələ gəlir. Həm zərbə nəticəsində qopmuş, həm də termoelektron emissiyası nəticəsində əmələ gəlmiş elektronlar güclü elektrik sahəsində sürətlənərək, yollarında neytral atomlardan elektron qoparmaqla, anoda tərəf istiqamətlənmiş elektron seli yaradır. Bu isə dövrədə cərəyan şiddətinin kəskin artmasına səbəb olur.

Maraqlıdır ki, bu andan, yəni elektron seli yaranan andan başlayaraq, ionlaşdırıcını kənarlaşdırsaq, qazda cərəyan kəsilməyəcək.

Dediklərimizdən aydın olur ki, qazlarda iki cür boşalma baş verir: bunlardan biri ionlaşdırıcının köməyi ilə, digəri isə ionlaşdırıcı olmadan.

İonlaşdırıcının köməyi ilə qazda baş verən boşalma qeyri-müstəqil, ionlaşdırıcı olmadan baş verən boşalma isə müstəqil qaz boşalması adlanır.

Volt-amper xarakteristikasında qeyri-müstəqil boşalma qrafikin I hissəsinə (doyma cərəyanına uyğun əyrinin sonuna qədər), müstəqil boşalma isə qrafikin II hissəsinə uyğun gəlir.

Şimşək çaxması - atmosferdə baş verən müstəqil qaz boşalmasıdır.

Qazdan cərəyan keçərkən qarşı-qarşıya hərəkət edən müxtəlif işarəli yüklü zərrəciklərin bir-biri ilə toqquşması həm də onların həyacanlanmasına səbəb olur. Bildiyimiz kimi, həyacanlanmış atomlar işıq mənbəyi rolunu oynayırlar. Buna görə də qazdan cərəyan keçməsi işıq əmələ gəlməsi ilə müşayiət olunur. Qazdan cərəyan keçmənin bu xüsusiyyətindən işıqlanma reklam borularında istifadə olunur. Müstəqil qaz boşalmasından isə projektorlarda güclü işıq mənbəyi kimi istifadə edilir.

Plazma .

Qismən və ya tamamilə ionlaşmış qaz plazma adlanır.

Plazma bəzi spesifik xüsusiyyətlərə malikdir. Bu xüsusiyyətlər plazmaya maddənin dördüncü halı kimi baxmağa imkan verir. Plazmanın yüklü zərrəciklərinin böyük yüyürüklüyə malik olması, onların elektrik və maqnit sahələrinin təsiri ilə asan hərəkət etməsinə səbəb olur. Buna görə də, əgər eyni işarəli yüklərin bir yerə yığılmasının hesabına plazmanın hər hansı hissəsində onun neytrallığı pozulursa, bu hal tezliklə aradan götürülür. Belə ki, eyni işarəli yüklərin bir yerə yığılmasının hesabına yaranmış elektrik sahəsi yüklü zərrəcikləri elektrik neytrallığı bərpa olunana qədər hərəkət etdirəcək və yaranan elektrik sahəsi yenidən sıfır olacaq.

Molekulları arasında qısatəsir qüvvələri mövcud olan neytral qazdan fərqli olaraq, plazmanın zərrəcikləri arasında məsafə artdıqca, tədricən azalan kulon qüvvələri təsir edir. Buna görə də plazmanın hər bir zərrəciyi ətrafdakı çoxlu sayda zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirdə olur ki, bu da onların təkcə xaotik hərəkətdə yox, həm də müxtəlif nizamlı (kollektiv) hərəkətlərdə iştirak etməsinə zəmin yaradır.

ELEKTROSTATİKA.
ELEKTROSTATİKANIN ƏSAS QANUNU. KULON QANUNU.

Bildiyimiz kimi, elektrik yükünə malik olan cisimlər arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri mövcuddur. Bu təsir qüvvələrinin vakuumda sükunətdə olan nöqtəvi yüklər üçün nələrdən asılı olduğunu Kulon müəyyənləşdirmişdir. Ona görə də həmin qanun Kulon qanunu adlanır.

Kulon müəyyənləşdirmişdir ki, elektrik yükünə malik olan cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi cisimlərin malik olduqları yükün miqdarından və onlar arasındakı məsafənin kvadratından asılıdır: $F \sim |q_1|$, $F \sim |q_2|$ və $F \sim \frac{1}{r^2}$. Bu asılılıqları birləşməklə Kulon qanunu üçün $F \sim \frac{|q_1||q_2|}{r^2}$ şəklində, bərabərliyə keçməklə isə $\boxed{\boldsymbol{F = k\,\frac{|q_1||q_2|}{r^2}}}$ şəklində ifadələr almış olarıq.

Mühitin yüklər arasındakı qarşılıqlı təsiri müəyyən qədər dəyişdirə bilməsini yaxşı dərk edərək, Kulon yükləri vakuumda yerləşdirmiş və onları nöqtəvi yüklər kimi qəbul etmişdir (nöqtəvi yüklər dedikdə, aralarındakı məsafə öz ölçülərindən çox-çox böyük olan yüklər başa düşülür). Kulon elektrik qarşılıqlı təsirini öyrəndiyindən yükləri sükunətdə götürmüşdür. Bildiyimiz kimi, hərəkətdə olan yüklər arasında elektrik qarşılıqlı təsirindən fərqli maqnit qarşılıqlı təsiri yaranır.

Deməli, **Kulon qanununa əsasən vakumda sükunətdə olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi yüklərin modullarının hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olur.**

Kulon qanununun ifadəsindəki **«k» – mütənasiblik əmsalı olub, ədədi qiymətcə, vakuumda yerləşmiş, hər birinin yükü 1Kl və aralarındakı məsafə 1m olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətdir.**

Kulon qanununun ifadəsindən $k = \frac{Fr^2}{|q_1||q_2|}$ alarıq ki, buradan da BS – də k –nın vahidinin $[k] = 1\frac{N\,m^2}{Kl^2}$ olması aydın olur.

k -nın ədədi qiyməti $k = 9 \cdot 10^9\ \frac{N\,m^2}{Kl^2}$ - dır.

Deməli, **vakuumda yerləşmiş, hər birinin yükü 1Kl və aralarındakı məsafə 1m olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi $\mathbf{F = 9 \cdot 10^9\ N}$ – a bərabərdirr.**

BS - də " k" sabitindən başqa bir "$\boldsymbol{\varepsilon_o}$" sabitinə kiçilir: $\boxed{\boldsymbol{k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}}}$ (buna səbəb kürə formasında qəbul olunan yüklərin səth sahəsinin $S = 4\pi\ r^2$ ifadəsində olan 4π əmsallarının hesablamalardan kənarlaşdırılmasıdır).

Yeni sabit – elektrik sabiti adlanır və $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi k}}}$ kimi təyin olunur.

BS - də $[\varepsilon_o] = 1\frac{Kl^2}{N\,m^2}$ - ə bərabərdir.

Elektrik sabitinin ədədi qiyməti $\boldsymbol{\varepsilon_o} = 8.85 \cdot 10^{-12}\,\frac{Kl^2}{N\,m^2}$ -dır.

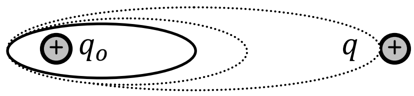
Elektrik sabitinin ifadəsini nəzərə alsaq, Kulon qanununu BS - də

$$\boxed{F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{|q_1||q_2|}{r^2}}$$ kimi yazmaq olar.

Elektrik sahəsinin intensivliyi.

Bildiyimiz kimi, elektrik sahəsi dedikdə, elektrik yükü tərəfindən yaradılan və sahədə yerləşmiş digər elektrik yükünə təsir edə bilən sahə başa düşülür. Təsvir olunan şəkildə (şəkil 207) $\boldsymbol{q_o}$ – sahəni yaradan, $\boldsymbol{q}$ – isə sahədə yerləşmiş yükdür. Sahədə yerləşmiş yük həm də sınaq yükü adlanır.

Kulon qanunundan aydın olur ki, q_o yükünün yaratdığı elektrik sahəsinin sahədə yerləşmiş q yükünə göstərdiyi təsir qüvvəsi həm q_o, həm də q yükünün miqdarından asılı olmalıdır.



Şəkil 207.

Belə çıxır ki, sahəni yaradan yükün miqdarı nə qədər çox olarsa, o, o qədər güclü sahə yaradar və nəticədə o, sahədə yerləşmiş yükə daha böyük qüvvə ilə təsir edər ($F \sim q_o$).

Qeyd edim ki, bu başa düşüləndir. Maraqlıdır ki, sahənin sahədə yerləşmiş yükə göstərdiyi təsir qüvvəsi həm də sınaq yükünün miqdarından asılıdır ($F \sim q$). Bu o deməkdir ki, eyni bir elektrik sahəsi sahəyə gətirilmiş kiçik yükə kiçik qüvvə ilə, böyük yükə isə böyük qüvvə ilə təsir etməlidir.

Yada salaq ki, qravitasiya sahəsinin (Yerin cazibə qüvvəsinin) də belə bir xüsusiyyəti var idi, yəni Yer kiçik cismi kiçik, böyük cismi isə böyük qüvvə ilə cəzb edirdi. Başqa sözlə desək, cazibə qüvvəsi planetin kütləsindən başqa ($F \sim M$), həm də cəzb olunan cismin kütləsindən ($F \sim m$) asılı idi. O halda biz m - dən asılı olmayan $\frac{F}{m}$ nisbətini planetin (Yerin) qravitasiya sahəsini xarakterizə edən parametr kimi qəbul edib, qravitasiya sahəsinin intensivliyi adlandırmışdıq və onu $g = \frac{F}{m}$ kimi təyin etmişdik.

Yada salaq ki, qravitasiya sahəsinin sabiti olan bu parametr planetin kütləsindən, planetdən olan məsafədən asılı idi ($g = G\frac{M}{r^2}$) və sahədə yerləşmiş cismin kütləsindən asılı deyildi.

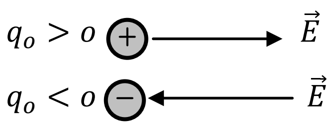
Aydındır ki, bu halda da F - in q -dən düz mütənasib asılı olması ($F \sim q$), $\frac{F}{q}$ nisbətinin q - dən asılı olmaması deməkdir. Onda sahəyə gətirilmiş yükdən asılı olmayan bu nisbət, aydındır ki, sahəni yaradan yükün özünün miqdarından asılı olacaq. Ona görə də bu nisbəti - sahəni xarakterizə edən parametr kimi qəbul edirlər və elektrik sahəsinin intensivliyi adlandırırlar.

Elektrik sahəsinin intensivliyi «E» ilə işarə edilir və qeyd etdiyimiz kimi, $\boxed{\boldsymbol{E = \frac{F}{q}}}$ kimi təyin olunur.

Sahənin intensivliyi dedikdə, sahə tərəfindən sahədə yerləşmiş yükə təsir edən qüvvənin (Kulon qüvvəsinin) həmin yükün miqdarına nisbətinə bərabər olan kəmiyyət başa düşülür və ya sahənin intensivliyi - sahədə yerləşmiş vahid müsbət yükə təsir edən qüvvəyə bərabər kəmiyyətdir.

BS - də $[E] = 1\ \frac{N}{Kl}$ - dur.

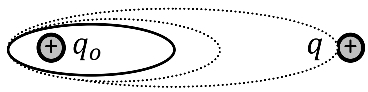
Sahənin intensivliyi vektorial kəmiyyətdir, çünki o, vektorun skalyara bölünməsindən alınır ($\boxed{\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}}$). Bu vektorun istiqaməti müsbət yük üçün yükdən çıxan, mənfi yük üçün isə yükə daxil olan istiqamətdə olur (şəkil 208).



Şəkil 208.

İntensivliyin ifadəsindən $F = Eq$ alınır.

Vakuumda yerləşmiş nöqtəvi yükün elektrik sahəsinin intensivliyi. Yükü nöqtəvi qəbul etmək, bu yükün sahəsini elə nöqtədə öyrənmək deməkdir ki, həmin nöqtəyə qədər olan məsafə yükün ölçülərindən çox - çox böyük olsun. Fərz edək ki, q_o – sahəni yaradan, q – isə sınaq yüküdür (şəkil 209). Bu yüklər arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin

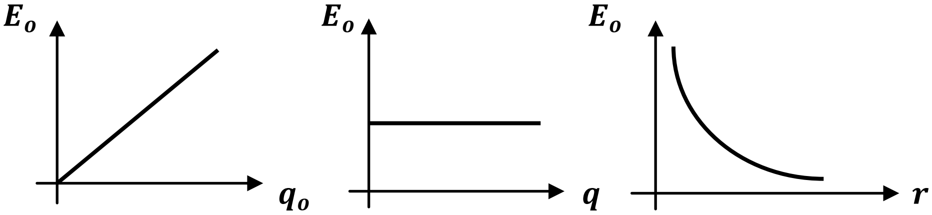


Şəkil 209.

$F = k\ \frac{|q_o||q|}{r^2}$ ifadəsini intensivliyin $E = \frac{F}{q}$ düsturunda yerinə yazsaq, onda vakuumda yerləşmiş nöqtəvi yükün elektrik sahəsinin intensivliyi üçün $\boxed{\boldsymbol{E_o = k\ \frac{|q_o|}{r^2}}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

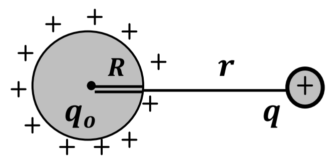
Göründüyü kimi, nöqtəvi yükün elektrik sahəsinin intensivliyi sahəni yaradan yükün özünün miqdarından və yükdən olan məsafədən asılı olur. Sahəyə gətirilmiş yükün miqdarından isə qətiyyən asılı olmur.

Bu asılılıqlar qrafiklər şəklində şəkil 210 – də təsvir olunmuşlar.



Şəkil 210.

Vakuumda yerləşmiş yüklü kürənin elektrik sahəsinin intensivliyi. Bu halda sahəni elə nöqtələrdə öyrənirik ki, və ya sınaq yükünü elə nöqtədə yerləşdiririk ki, həmin nöqtəyə qədər olan məsafə yükün ölçüləri ilə müqayisədə çox-çox böyük olmasın (şəkil 211). Başqa sözlə desək, yük o zaman ölçüləri olan (R radiusuna malik) kürə kimi qəbul olunur ki, onun ölçüləri sahə öyrəniləcək nöqtəyə qədər olan məsafədən çox-çox kiçik olmasın.



Şəkil 211.

Qeyd edək ki, vakuumda yerləşmiş yüklü kürənin elektrik sahəsinin intensivliyi də nöqtəvi yükün sahəsinin intensivliyi kimi $E_o = k\,\frac{|q_o|}{r^2}$ düsturu ilə təyin olunur, lakin bu halda yüklənmiş kürənin sahəsi yalnız kürədən kənarda sıfırdan fərqli olur, kürənin daxilində isə sahə diametrin əks qütblərində yerləşmiş yüklərin yaratdığı sahələrin bir-birini dəf etməsi hesabına sıfır olur.

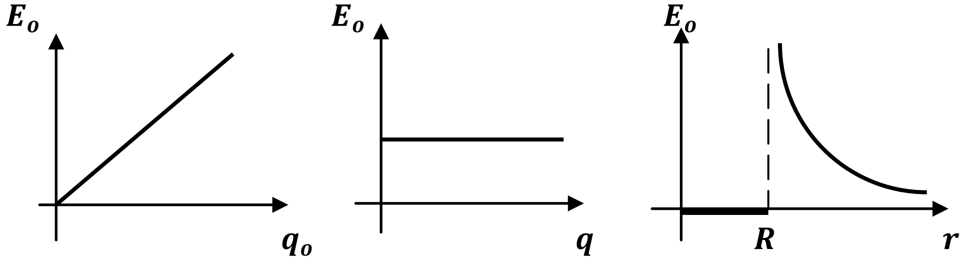
Dediklərimizdən aydın olur ki,

$\boldsymbol{E_o = k\,\frac{|q_o|}{r^2}}, \quad \boldsymbol{r \geq R}$ (kürənin səthində və səthindən kənarda) olduqda;

$\boldsymbol{E_o = 0}, \quad r < R$ (kürənin daxilində) olur.

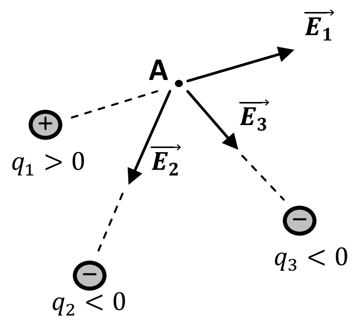
Nöqtəvi yük halında olduğu kimi, yüklü kürə halında da sahənin intensivliyi sahəyə gətirilmiş yükün miqdarından asılı olmayıb, sahəni yaradan yükün özünün miqdarından asılı olur.

Vakuumda yerləşmiş yüklü kürənin elektrik sahəsinin intensivliyinin yükdən olan məsafədən asılılığı isə bir az fərqli olacaq. Daha dəqiq desək, kürənin daxilində sahə sıfır, kürədən kənarda isə səthdə ən böyük olub, səthdən uzaqlaşdıqca, kvadratik azalmalıdır (şəkil 212):



Şəkil 212.

Sahələrin superpazisiya prinsipi. Əgər elektrik sahəsi bir yük tərəfindən deyil, bir neçə yük tərəfindən yaradılarsa, bu halda hər hansı bir nöqtədə yekun sahənin intensivliyindən söhbət gedə bilər. İntensivliyin vektorial kəmiyyət olduğunu nəzərə alsaq, onda verilmiş nöqtədə yekun sahənin $\vec{E}$ intensivliyi ayrı - ayrı yüklərin sahələrinin intensivliklərinin vektorial cəminə (həndəsi cəminə) bərabər olacaq (şəkil 213).



Şəkil 213.

Məsələn, şəkil 213- də göstərilən A nöqtəsində 3 müxtəlif q_1, q_2 və q_3 yüklərinin yaratdığı elektrik sahəsinin yekun intensivliyini tapmaq üçün yüklərin həmin nöqtədə sahələrinin, $\vec{E_1}$, $\vec{E_2}$ və $\vec{E_3}$ intensivliklərini həndəsi toplamaq lazımdır. Bu halda yekun sahənin intensivliyi $\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} + \vec{E_3}$ olacaq.

Bildiyimiz kimi, vektorların toplanma qaydasına uyğun olaraq, onlar arasındakı bucağın qiymətini bilməklə, əvvəlcə $\vec{E_1}$ və $\vec{E_3}$ - ü, sonra isə onların cəmi ilə $\vec{E_2}$ toplamaq lazımdır. Sahələrin bu qayda üzrə toplanması sahələrin superpazisiya prinsipi adlanır.

Dediklərimizdən aydın olur ki, **sahələrin superpazisiya prinsipinə əsasən əgər elektrik sahəsi bir yük deyil, bir neçə yük tərəfindən yaradılırsa, onda hər hansı bir nöqtədə yekun sahənin intensivliyi ayrı - ayrı yüklərin həmin**

nöqtədə yaratdıqları sahələrin intensivliklərinin vektorial cəminə bərabər olacaqdır.

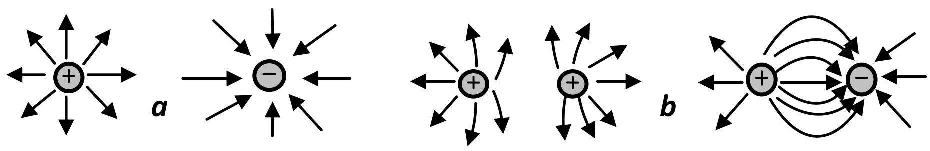
Elektrik sahəsinin qüvvə xətləri. Bildiyimiz kimi, elektrik sahəsi materiyanın sahə forması olaraq, bizim hiss orqanlarımıza təsir edib, duyğu əmələ gətirə bilmir. Başqa sözlə desək, sahə materiyanın görünməyən, dadı, iyi, rəngi olmayan formasıdır. Buna baxmayaraq, bəzi hallarda sahəni görünən etmək zərurəti meydana çıxır. Elektrik sahəsini sahədə çəkilmiş xüsusi xətlərin köməyi ilə görünən edirlər.

Sahəni görünən etmək üçün çəkilmiş xətlər elektrik sahəsinin intensivlik xətləri və ya qüvvə xətləri adlanır.

Sahənin qüvvə xətləri təkcə sahəni görünən etmək üçün deyil, həm də sahə haqqında kifayət qədər məlumat almaq üçün çəkilir. Bu o deməkdir ki, həmin xətlərə baxmaqla sahənin təsir istiqaməti, sahənin zəif və ya güclü olması, sahənin məsafədən asılı olaraq artıb-azalması və ya sabit qalması və s. haqqında məlumat almaq mümkün olur. Daha dəqiq desək, qüvvə xətlərinin sıx olması sahənin güclü, seyrək olması sahənin zəif, qüvvə xətlərinin getdikcə sıxlaşması sahənin məsafədən asılı olaraq güclənməsi, qüvvə xətlərinin seyrəkləşməsi sahənin zəifləməsi, qüvvə xətləri arasında məsafənin dəyişməməsi (paralel qalması) isə sahənin sabit qalması deməkdir.

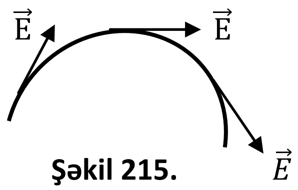
Prinsipcə, sahənin qüvvə xətləri olaraq, intensivlik vektorlarını götürmək olardı (təklənmiş yüklər üçün intensivlik xətləri elə intensivlik vektorları ilə üst-üstə düşür), lakin qarşılıqlı təsirdə olan yüklər üçün bu vektorlar sahəni görünən etməyə yaramır. Ona görə də sahələri əyaniləşdirmək üçün intensivlik vektorlarından yox, intensivlik xətlərindən istifadə olunur.

Şəkil 214 -də təklənmiş (*a*) və bir - biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan nöqtəvi yüklərin (*b*) elektrik sahələrinin qüvvə xətləri ilə təsviri verilmişdir:



Şəkil 214.

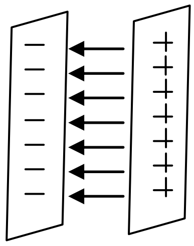
Ümumiyyətlə götürdükdə **intensivlik xətləri (qüvvə xətləri) sahədə çəkilmiş elə əyri xətlərdir ki, həmin xətlərin hər bir nöqtəsinə çəkilmiş toxunan intensivlik vektorları ilə üst-üstə düşür** (şəkil 215).



Şəkil 215.

Əgər intensivlik vektorunun qiyməti sahənin bütün nöqtələrində eynidirsə, belə sahə bircins elektrik sahəsi adlanır.

Bircins sahəni aralarındakı məsafə öz ölçülərindən kiçik olan iki paralel müstəvi lövhələrə eyni miqdarda, lakin əks işarəli yüklər verməklə yaratmaq olur. Bircins sahənin qüvvə xətləri paralel olub, aralarındakı məsafə eyni olur (şəkil 216).



Şəkil 216.

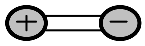
Aydındır ki, nöqtəvi yükün elektrik sahəsi bircins ola bilməz.

DİELEKTRİKLƏR.

Bildiyimiz kimi, dielektriklərin polyar və qeyri-polyar kimi növləri vardır.

Polyar dielektriklər - müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzləri üst-üstə düşməyən molekullardan təşkil olunmuş dielektriklərdir.

Bütün duzlar, turşular, qələvilər, o cümlədən də saf su (distillə edilmiş su) polyar molekullardan təşkil olunmuş dielektriklərdir.



Na Cl

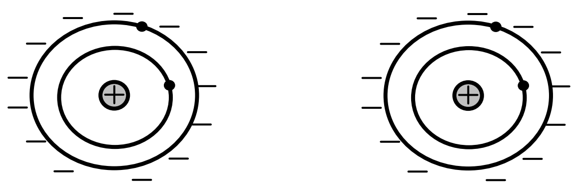
Polyar molekul

Şəkil 217.

Artıq qeyd etdiyimi kimi, polyar molekullar elektromənfilikləri fərqlənən atomların birləşməsindən əmələ gəlir. Məsələn, şəkil 217 -də göstərilən Na və Cl atomlarının elektromənfilikləri fərqlidir. Bunun səbəbi natrium atomunun, metal atomu olaraq, “zəif” nüvəyə (xarici elektron təbəqəsində bir valent elektronu saxlaya bilir), xlorun isə nisbətən “güclü” nüvəyə (xarici elektron təbəqəsində yeddi valent elektronu saxlaya bilir) malik olmasıdır. Elektromənfilikləri fərqlənən bu atomların molekul şəklində birləşməsi zamanı "güclü" nüvəyə malik xlor, nüvəsi "zəif" olan natriumun yeganə valent elektronunu da özünə birləşdirərək mənfi iona çevrilir. Bu zaman elektron itirmiş natrium müsbət yüklənir və beləliklə də əks işarəli yüklərə malik bu ionlar arasında ion rabitəsi adlanan rabitə yaranır. Yaranmış molekulda müsbət yükün paylanma mərkəzi natriumda, mənfi yükün paylanma mərkəzi isə xlorda yerləşir.

Müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzləri üst-üstə düşən atom və ya molekullardan təşkil olunmuş dielektriklər isə qeyri-polyar dielektriklər adlanır (şəkil 218).

Bütün qazlar (həmçinin də təsirsiz qazlar) qeyri-polyar dielektriklərə misal ola bilər. Qeyri polyar molekullar elektromənfilikləri eyni olan atomların birləşməsindən əmələ gəlir.



He O_2

Qeyri –polyar atom ***Qeyri –polyar molekul***

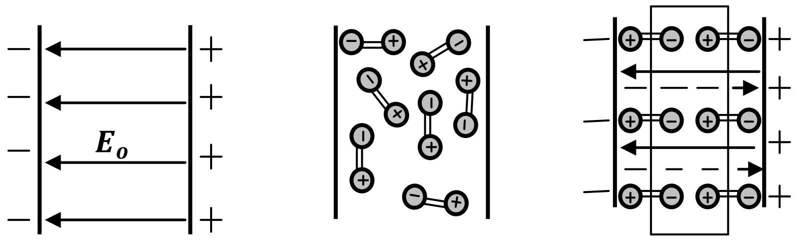
Şəkil 218.

Atom və ya molekullarda nüvə ətrafında fırlanan elektronların sürəti o qədər böyükdür ki, elektron eyni zamanda orbitin hər yerində olur (fırlanan təkər üzərində nöqtə çevrə kimi göründüyü kimi). Ona görə də mənfi yükün mərkəzi elektronun fırlandığı çevrənin mərkəzində, yəni nüvənin üzərində olur, yəni bu növ atom və molekullarda müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzləri üst-üstə düşür.

Dielektriklərin polyarlaşması.

1. Polyar dielektriklərin polyarlaşması. Vakuumda bircins elektrik sahəsi yaradaq. Bu zaman lövhələr arasında yaranan elektrik sahəsinin intensivliyini E_o ilə işarə edək. Sonra lövhələrin arasını hər hansı polyar dielektriklə (məsələn, duzla) dolduraq. Lövhələrə yük verilmədikdə (elektrik sahəsi olmadıqda), duzun polyar molekulları qarmaqarışıq paylanmış olur. Lövhələrə yük verildikdə (elektrik sahəsi yaradıldıqda) isə duzun polyar molekulları sahənin qüvvə xətləri istiqamətində nizamla düzülür. Bu hadisə, yəni **bircins elektrik sahəsinin təsiri altında polyar molekulların sahənin qüvvə xətləri boyunca düzülməsi polyar dielektrikin polyarlaşması adlanır.**

Dediklərimizi sxematik olaraq aşağıdakı kimi təsvir etmək olar (şəkil 219):



Şəkil 219.

Polyar dielektriklərin polyarlaşması ona gətirib çıxarır ki, müsbət yüklənmiş lövhənin yaxınlığında mənfi yüklər, mənfi yüklənmiş lövhənin yaxınlığında isə müsbət yüklər toplanmış olur. Daxildə isə yüklər bir-birini neytrallaşdırır. Bunun nəticəsində dielektrik daxilində lövhələrin yaratdığı sahənin əksinə yönəlmiş ikinci bir sahə yaranır ki, bu da lövhələrin yaratdığı sahəni zəiflədir.

Belə çıxır ki, dielektrik daxilində sahə vakuumdakından kiçik olur. Vakuumda sahənin intensivliyini $\boldsymbol{E_o}$ ilə işarə etmişdik. Dielektrik daxilində zəifləmiş sahənin intensivliyini $\boldsymbol{E}$ ilə işarə edək.

Müxtəlif dielektriklər elektrik sahəsini müxtəlif cür zəiflətdiklərinə görə dielektriklərin elektrik sahəsini zəiflətmə dərəcəsini xarakterizə edən **«dielektrik nüfuzluğu»** adlanan parametr daxil edilib.

Dielektrik nüfuzluğunu « $\boldsymbol{\varepsilon}$ » ilə işarə edilir və $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = \frac{E_o}{E}}}$ kimi təyin edilir.

Deməli, **dielektrik nüfuzluğu - bircins dielektrik daxilində elektrik sahəsinin intensivliyinin vakuumdakı sahənin intensivliyindən neçə dəfə kiçik olduğunu göstərən parametrdir .**

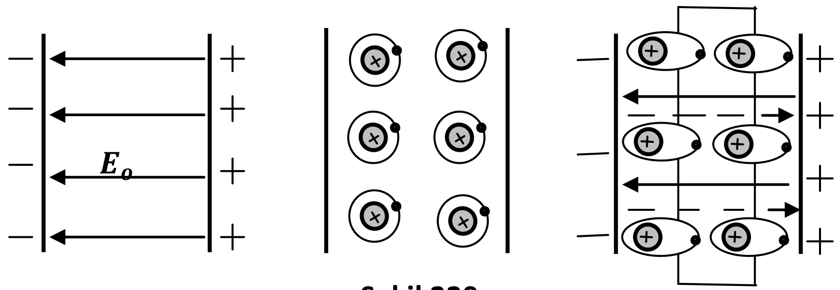
Vakuumun dielektrik nüfuzluğu ən kiçik olub, vahidə bərabərdir. Hava üçün $\varepsilon \approx 1$ – dir. Su böyük dielektrik nüfuzluğuna malikdir: $\varepsilon = 81$.

Deyilənləri nəzərə alsaq, yəni nəzərə alsaq ki, mühit (dielektrik) elektrik sahəsinin intensivliyini ε dəfə azaldır, onda dielektrik daxilində yerləşmiş nöqtəvi yükün və ya yüklənmiş kürənin elektrik sahəsinin intensivliyi üçün $\boxed{E = k\,\dfrac{|q_o|}{\varepsilon r^2}}$ və ya $\boxed{E = \dfrac{|q_o|}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}}$ ifadələrini alarıq.

Aydındır ki, $E = \dfrac{F}{q}$ - ifadəsində $q = const$ olduqda, $E \sim F$ olur. Onda bircins dielektrik daxilində sahənin intensivliyinin ε dəfə kiçilməsi sahədə yerləşmiş yükə təsir edən qüvvənin (Kulon qüvvəsinin) də ε dəfə azalmasına səbəb olacaq.

Onda hər hansı dielektrik mühit daxilində sükunətdə olan iki nöqtəvi yük arasındakı Kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsi $\boxed{F = k\,\dfrac{|q_1||q_2|}{\varepsilon r^2}}$ və ya $\boxed{F = \dfrac{|q_1||q_2|}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}}$ formasında olacaq.

2. Qeyri - polyar dielektriklərin polyarlaşması. İndi də bircins elektrik sahəsi yaradan lövhələrin arasını qeyri-polyar dielektrik olan hər hansı qazla dolduraq. Bu halda lövhələrin yaratdığı elektrik sahəsinin təsiri altında qeyri-polyar atom və ya molekulların elektron orbitlərinin uzanması baş verir. Bu hadisə qeyri-polyar dielektriklərin polyarlaşması adlanır və sxematik olaraq aşağıdakı kimi təsvir olunur (şəkil 220):

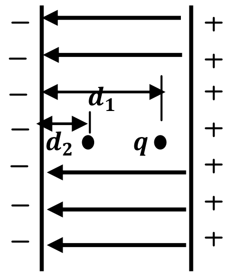


Şəkil 220.

Bu halda da, polyar dielektrikdə olduğu kimi, qeyri-polyar dielektriklərin polyarlaşması lövhələrin yaratdığı xarici sahənin əksinə yönəlmiş sahə yaranır, yəni qeyri-polyar dielektrik də polyar dielektrik kimi xarici sahəni ε dəfə zəiflədir. Dediklərimizdən aydın olur ki, dielektrikin polyar və ya qeyri-polyar olmasından asılı olmayaraq, dielektrik mühit daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi və sahədə yerləşmiş yükə təsir edən Kulon qüvvəsi mühitin dielektrik nüfuzluğu qədər azalmış olur.

YÜKLÜ CİSMİN BİRCİNS ELEKTROSTATİK SAHƏDƏ POTENSİAL ENERJİSİ.

Fərz edək ki, intensivliyi $\boldsymbol{E}$ olan bircins elektrostatik sahədə $\boldsymbol{q}$ yükü yerləşmişdir. Bu yük sahə ilə qarşılıqlı təsirdə olduğuna görə potensial enerjiyə malik olmalıdır. Yükün sahədə malik olduğu potensial enerjini hesablayaq. Bunun üçün $\boldsymbol{q}$ yükünün mənfi yüklənmiş lövhədən hesablanan $\boldsymbol{d_1}$ məsafəsindən $\boldsymbol{d_2}$ məsafəsinə yerini dəyişməsi zamanı görülən işi hesablayaq (şəkil 221). Yük sahənin qüvvə xətləri boyunca yerini dəyişdiyindən ($\alpha = 0$), bu halda elektrik sahəsinin gördüyü iş $A = FS$ kimi hesablanacaq. $F = qE$ və $S = d_1 - d_2$ olduğunu nəzərə almaqla, iş üçün $A = qE\,(d_1 - d_2)$ alarıq.



Şəkil 221.

Bu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{A = -\,(qEd_2 - qEd_1)}}$ kimi yazaq.

İşin mənfi işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabər olduğunu bilirik: $\boldsymbol{A = -\left(E_{p2} - E_{p1}\right)}$.

Aydın olur ki, $\boldsymbol{qEd}$ ifadəsi yükün sahədə malik olduğu potensial enerjisi olmalıdır. Onu W_p ilə işarə etsək ($\boxed{\boldsymbol{W_p = qEd}}$), onda iş üçün aldığımız sonuncu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{A = -\left(W_{p2} - W_{p1}\right)}}$ kimi də yazmaq olar.

$W_p = qEd$ ifadəsindən görünür ki, yükün sahədə potensial enerjisi həmin yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir: $W_p \sim q$. Aydındır ki, belə olan halda $\frac{\boldsymbol{W_p}}{q}$ - nisbəti $\boldsymbol{q}$ – yükünün miqdarından, yəni sahədə yerləşmiş yükün miqdarından asılı olmayacaq. Deməli, bu nisbət sahənin özündən asılı olmalıdır. Ona görə də bu nisbət sahəni xarakterizə edən parametr kimi qəbul edilir və elektrik sahəsinin verilmiş nöqtədə potensialı adlandırılır.

Potensial « $\boldsymbol{\varphi}$ » ilə işarə edilir və $\boxed{\boldsymbol{\varphi = \frac{W_p}{q}}}$ kimi təyin edilir.

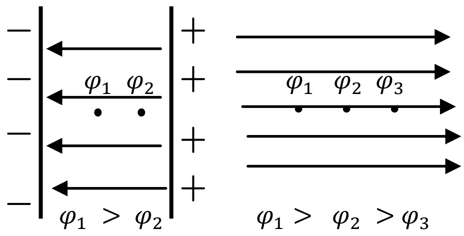
Sahənin potensialı dedikdə, vahid müsbət yükün malik olduğu potensial enerjiyə bərabər olan fiziki kəmiyyət başa düşülür.

BS - də $[\varphi] = 1\frac{C}{Kl} = 1\,V$ - dur.

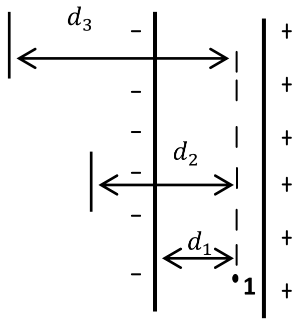
$\varphi = \dfrac{W_p}{q}$ ifadəsində $W_p = qEd$ olduğunu nəzərə alsaq, potensial üçün $\boxed{\boldsymbol{\varphi = Ed}}$ alarıq.

Yük bircins sahədə yerləşdiyinə görə $\boldsymbol{E = const}$ - dır. Deməli, bu halda $\boldsymbol{\varphi \sim d}$ olmalıdır (burada d – yükün mənfi lövhədən olan məsafəsidir. Belə çıxır ki, bircins elektrostatik sahənin potensialı sahənin qüvvə xətləri boyunca azalır (şəkil 222).

Potensialın verilmiş nöqtədə sahəni xarakterizə edən parametr kimi qəbul olunmasına baxmayaraq, onun fiziki mənası yoxdur, çünki potensial verilmiş nöqtədə sahəni birqiymətli təyin etməyə imkan vermir. Bunun səbəbi potensialın $\boldsymbol{d}$ məsafəsindən asılı olmasıdır. Belə ki, hesablama cismi ixtiyari seçildiyindən, sahənin eyni bir nöqtəsi üçün (məsələn 1 nöqtəsi üçün) $\boldsymbol{d}$ -nin qiyməti hesablama cisminin harada seçilməsindən asılı olaraq, müxtəlif olacaq. Bu isə, potensialın müxtəlif olması deməkdir. Məsələn, şəkil 223 - də təsvir olunmuş halda olduğu kimi, hesablama cismi olaraq mənfi yüklənmiş lövhəni və yaxud da ondan kənarda olan hansısa bir cismi götürmək olar. Buna görə də, elektrik sahəsini xarakterizə edən parametr kimi verilmiş nöqtənin potensialından yox, sahənin hər hansı iki nöqtəsinin potensiallar fərqindən istifadə olunur.

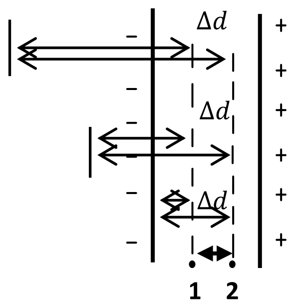


Şəkil 222.



Şəkil 223.

Təsvir olunan şəkildən (şəkil 224) göründüyü kimi, iki nöqtənin potensiallar fərqi olan $\varphi_1 - \varphi_2$, $\boldsymbol{d}$ məsafəsindən deyil, $\Delta\boldsymbol{d}$ məsafəsindən asılıdır ki, bu da, hesablama cisminin harada seçilməsindən asılı olmur. Potensiallar fərqi həm də sahənin verilmiş nöqtələri arasındakı gərginliyi adlanır və $\boldsymbol{U}$ ilə işarə olunur.



Şəkil 224

$W_p = \varphi q$ ifadəsini işin düsturunda yerinə yazsaq, $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$, buradan isə $\boxed{\boldsymbol{\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{U = \frac{A}{q}}}$ alarıq.

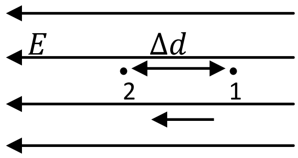
Deməli, **sahənin hər hansı iki nöqtəsinin potensiallar fərqi və ya hər hansı iki nöqtəsi arasında sahənin gərginliyi dedikdə, vahid müsbət yükün həmin nöqtələr arasında hərəkəti zamanı görülən işə bərabər kəmiyyət başa düşülür.**

BS - də potensiallar fərqinin və ya gərginliyin vahidi $[\varphi_1 - \varphi_2] = 1\frac{C}{Kl} = 1\,V$ - dur.

Sahənin potensiallar fərqi və intensivliyi arasında əlaqə.

Sahənin intensivliyi onun qüvvə xarakteristikası, potensiallar fərqi və ya gərginliyi isə onun enerji xarakteristikasıdır, çünki intensivlik – sahədə yerləşmiş müsbət vahid yükə təsir edən qüvvə, gərginlik isə müsbət vahid yükün sahədə hərəkəti zamanı görülən işə bərabər kəmiyyətdir.

İntensivliyi $\boldsymbol{E}$ olan sahədə $\boldsymbol{q}$ yükünün hərəkəti zamanı görülən işi hesablayaq (şəkil 225).



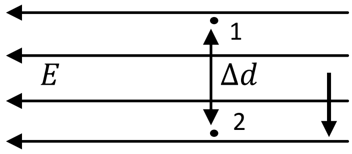
Şəkil 225.

Bu iş bir tərəfdən $A = qE\Delta d$, digər tərəfdən isə $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ - dir.

Bu ifadələrin bərabərliyindən $\boxed{\boldsymbol{E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta d}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{E = \frac{U}{\Delta d}}}$ alarıq.

Sonuncu ifadədən intensivlik üçün BS - də $[E] = 1\frac{V}{m}$ kimi də vahid alınır.

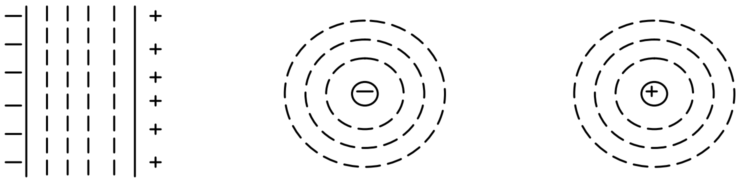
Əgər $\boldsymbol{q}$ yükü şəkil 226 - də təsvir olunduğu kimi qüvvə xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edərsə, bu halda iş görülməyəcək. Bu zaman $A = 0$ şərtindən $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ və ya $\varphi_1 = \varphi_2$ alınar. Deməli, 1 və 2 nöqtələrinin potensialları eyni olur. Belə nöqtələr bərabər potensiallı nöqtələr və ya ekvipotensiallı nöqtələr adlanır. Belə nöqtələrdən əmələ gəlmiş səthlər isə ekvipotensial səthlər adlanır.



Şəkil 226.

Ekvipotensial səthlər qüvvə xətlərinə perpendikulyar olur.

Sahəni görünən etmək üçün qüvvə xətləri ilə yanaşı ekvipotensial səthlərdən də istifadə edirlər. Bircins elektrik sahəsinin ekvipotensial səthləri paralel müstəvilər, nöqtəvi yükün ekvipotensial səthləri isə konsentrik çevrələrdir. Aşağıdakı şəkildə (şəkil 227) bircins sahənin (*a*) və nöqtəvi müsbət-mənfi yüklərin (*b*) elektrik sahələrinin ekvipotensial səthlərlə təsviri göstərilmişdir.



a *b*

Şəkil 227.

Asanlıqla müəyyən etmək olar ki, **elektrostatik sahədə görülən iş trayektoriyanın formasından asılı deyil və qapalı trayektoriya boyunca görülən iş sıfıra bərabərdr.**

Nöqtəvi yükün elektrik sahəsinin potensialı.

Vakuumda yerləşmiş nöqtəvi $\boldsymbol{q_o}$ yükünün elektrik sahəsinin yükdən olan $\boldsymbol{r}$ məsafəsində potensialını hesablayaq (şəkil 228). Bunun üçün $\varphi = Ed$ və ya $\varphi = Er$ ifadəsində $E_o = k\,\frac{|q_o|}{r^2}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda vakuumda yerləşmiş nöqtəvi $\boldsymbol{q_o}$ yükünün elektrik sahəsinin yükdən olan $\boldsymbol{r}$ məsafəsində potensialı üçün $\boxed{\boldsymbol{\varphi_0 = k\,\frac{q_0}{r}}}$ şəklində ifadə alarıq.

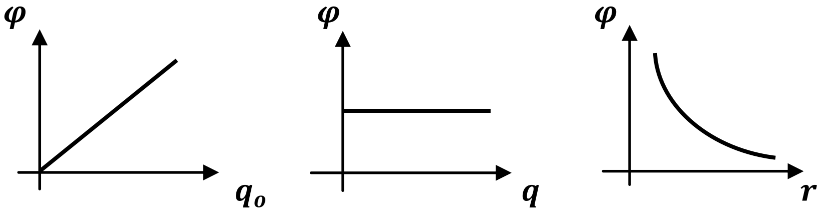
Şəkil 228.

Dielektrik daxilində yerləşmiş nöqtəvi $\boldsymbol{q_o}$ yükünün elektrik sahəsinin potensialı üçün isə $\boxed{\boldsymbol{\varphi = k\,\frac{q_0}{\varepsilon r}}}$ alarıq.

Burada $\boldsymbol{\varepsilon}$ - mühitin dielektrik nüfuzluğudur.

Aydın olur ki, nöqtəvi $\boldsymbol{q_o}$ yükünün elektrik sahəsinin potensialı sahəni yaradan yükün miqdarından düz, yükdən olan məsafədən isə tərs mütənasib asılı olub, sahədə yerləşmiş $\boldsymbol{q}$ sınaq yükündən asılı olmur.

Dediklərimiz əyani olaraq şəkil 229 –da öz əksini tapmışdır:

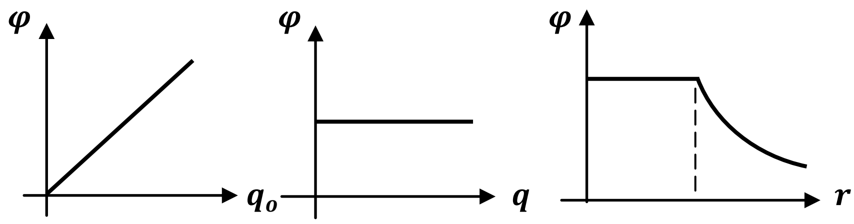


Şəkil 229.

Yüklənmiş kürənin elektrik sahəsinin potensialı.

Yüklü kürənin daxilində elektrik sahəsinin intensivliyinin sıfıra bərabər olduğunu bilirik. $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta d}$ ifadəsində $E = 0$ olması üçün $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ olmalıdır. Buradan isə $\varphi_1 = \varphi_2$ alınar. Deməli, **içi boş yüklü kürənin daxilində elektrik sahəsinin potensialı sabit qalır, kürədən kənarda isə eyni ilə nöqtəvi yükün sahəsinin potensialı kimi $\varphi = k\frac{q_0}{r}$ düsturu ilə təyin olunur, yəni məsafə artdıqca, tərs mütənasib azalır.**

Yüklənmiş kürənin elektrik sahəsinin potensialı da sahəni yaradan yükün miqdarı ilə düz mütənasib olub, sahəyə gətirilmiş yükdən asılı olmur. Dediklərimizə uyğun qrafiklər aşağıdakı kimi olacaq (şəkil 230):



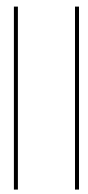
Şəkil 230.

ELEKTRİK TUTUMU.

Bir-birinə paralel yerləşdirilmiş, aralarındakı məsafə ölçülərindən kiçik olan iki naqil sistemi götürək. Bu naqillər sisteminin öz üzərində yük toplamaq qabiliyyətini xarakterizə etmək üçün elektrik tutumu adlanan parametrdən istifadə edilir.

Əgər bu naqillər sisteminin hər birinə qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan yüklər vermiş olsaq, onda onlar arasında bircins elektrik sahəsi yaranmış olacaq (şəkil 231). Naqillər arasında yaranmış elektrik sahəsinin gərginliyini U ilə işarə edək. Onda belə naqillər sisteminin elektrik tutumu dedikdə, naqillərdən birinə verilən elektrik yükünün miqdarının naqillər arasında yaranmış sahənin gərginliyinə nisbətinə bərabər olan fiziki kəmiyyət başa düşülür.

Elektrik tutumu « $\boldsymbol{C}$ » ilə işarə olunur və $\boldsymbol{C = \frac{q}{U}}$ kimi təyin edilir.



Şəkil 231.

$U \sim q$ olduğu üçün, verilmiş naqillər sisteminin elektrik tutumu sabit kəmiyyətdir. O, nə naqillərə verilmiş yükün miqdarından, nə də naqillər arasında yaranmış sahənin gərginliyindən (potensiallar fərqindən) asılı deyil.

BS - də elektrik tutumunun vahidi $[C] = 1\frac{Kl}{V} = 1F$ - dır (farad).

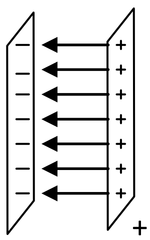
$\mathbf{1}\,\boldsymbol{F}$ – elə naqillər sisteminin tutumudur ki, həmin naqillərdən hər birinə qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan $\mathbf{1Kl}$ yük verdikdə, onlar arasında yaranmış sahənin gərginliyi $\mathbf{1V}$ olmuş olsun.

Kondensatorlar.

Bir-birindən dielektrik qatı ilə ayrılmış iki naqil sistemi kondensator adlanır. Bu cür naqillər sisteminin kondensator olması üçün onlara eyni miqdarda, əks işarəli yüklər vermək lazımdır. Naqillər kondensatorun köynəkləri adlanır. Köynəklərin formasından asılı olaraq, kondensatorlar sferik və müstəvi kondensatorlar kimi iki cür olur. Sferik kondensatorların köynəkləri konsentrik sferalar, müstəvi kondensatorun köynəkləri isə bir-birinə paralel, aralarındakı məsafə ölçülərindən kiçik olan müstəvi formasında olur.

Kondensatorlardan elektrik yükü toplamaq məqsədi ilə istifadə olunur.

Müstəvi kondensatorun tutumu. Kondensatorun tutumu onun lövhələrinə verilmiş yükün miqdarından asılı olmayıb, lövhələrin həndəsi ölçülərindən və lövhələr arasındakı mühitin xassəsindən asılı olur. $C = \frac{q}{U}$ ifadəsini kondensatora tətbiq etsək, onda q kondensatorun yükü, U isə lövhələr arasında yaranan elektrik sahəsinin gərginliyi olacaq (şəkil 232).



Şəkil 232.

Qeyd edim ki, kondensatorun yükü dedikdə, onun köynəklərindən birinə verilmiş yükün miqdarı başa düşülür.

Kondensatorun bir lövhəsinin sahəsini $\boldsymbol{S}$, lövhələr arasındakı məsafəni $\boldsymbol{d}$, bir lövhənin yaratdığı sahənin intensivliyini $\boldsymbol{E_1}$ ilə işarə edək. Onda kondensatorun müsbət və mənfi yüklənmiş hər iki lövhəsinin yaratdığı sahələrin intensivliklərinin modulca bərabər, kondensatorun daxilində istiqamətcə eyni olduğunu nəzərə almaqla, yekun sahənin intensivliyi üçün $\boldsymbol{E = 2E_1}$ yaza bilərik.

Riyazi hesablamalar bir lövhənin yaratdığı sahənin intensivliyinin $E_1 = 2\pi k|\sigma|$ kimi hesablandığını göstərir (burada $\boldsymbol{\sigma}$ - yükün səth sıxlığı olub, $\sigma = \frac{q}{S}$ düsturu ilə müəyyən edilir). Yekun sahə üçün bu ifadə $E = 4\pi k\frac{q}{S}$ olar ki, bu da dielektrik daxilində $E = 4\pi k\frac{q}{\varepsilon S}$ - yə bərabər olar.

Bu ifadəni $U = Ed$ - də yazmaqla, $E = 4\pi k\frac{q}{\varepsilon S}d = \frac{q}{\varepsilon_o \varepsilon S}d$ alarıq (burada $\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi k}$ olması nəzərə alınmışdır).

Sonuncu ifadəni $C = \frac{q}{U}$ - da nəzərə alsaq, müstəvi kondensatorun tutumu üçün $\boxed{\boldsymbol{C = \frac{\varepsilon_o \varepsilon S}{d}}}$ ifadəsini almış olarıq.

Burada $\boldsymbol{\varepsilon}$ – köynəklər arasına doldurulmuş mühitin dielektrik nüfuzluğu, $\boldsymbol{\varepsilon_o}$ - isə elektrik sabitidir.

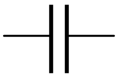
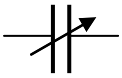
Əgər lövhələr arasında hava $(\varepsilon \approx 1)$ və ya vakuum $(\varepsilon = 1)$ olarsa, onda kondensatorun tutumu $\boxed{\boldsymbol{C = \frac{\varepsilon_o S}{d}}}$ kimi təyin olunar.

Dielektrik nüfuzluğunun $\varepsilon = \frac{E_o}{E}$ kimi təyin olunduğunu, yəni dielektrik mühitdə elektrik sahəsinin intensivliyinin vakuumla müqayisədə $\boldsymbol{\varepsilon}$ dəfə azaldığını bilirdik.

Vakuum və dielektrik kondensatorlarının tutumlarını müqayisə etsək, dielektrik nüfuzluğu üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = \frac{C}{C_o}}}$ alarıq.

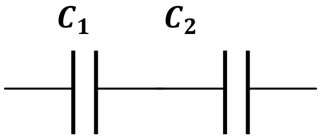
Deməli, **dielektrik nüfuzluğu həm də dielektrik olan halda kondensatorun tutumunun vakuum olan halda tutumundan neçə dəfə böyük olduğunu göstərən kəmiyyətdir.**

Tutuma görə kondensatorlar sabit və dəyişən tutumlu olurlar. Sabit tutumlu kondensatorun elektrik dövrələrinə uyğun sxemdə şərti işarəsi

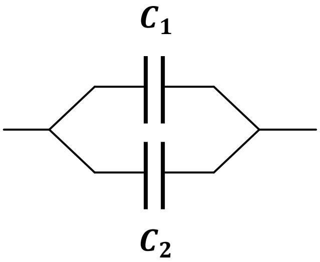
 kimi, dəyişən tutumlununku isə  kimidir.

Dəyişən tutumlu kondensator tərpənməz və tərpənən lövhələr sistemindən ibarətdir. Xüsusi dəstəyin köməyi ilə lövhələrin bir-birini örtən sahələrini artırıb-azaltmaqla kondensatorun tutumunu artırıb-azaltmaq olur. Elektromaqnit rəqslərini öyrənərkən görəcəyik ki, dəyişən tutumlu kondensator rəqs konturunun əsas detallarından biridir.

Kondensatorlar bir - birinə ardıcıl (şəkil 233) və ya paralel (şəkil 234) qoşula bilər. İki müxtəlif tutumlu kondensatorların ardıcıl birləşməsi zamanı ümumi tutum $\boxed{C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}$, paralel birləşməsi zamanı isə $\boxed{C = C_1 + C_2}$ olur.



Şəkil 233.



Şəkil 234.

Yüklü kondensatorun enerjisi.

Bilirik ki, yüklü kondensatorun yaratdığı bircins elektrik sahəsində yerləşmiş elektrik yükü $W_p = qEd$ qədər potensial enerjiyə malik olur. Kondensatorun bir lövhəsinin yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyinin $E_1 = \frac{E}{2}$ olduğunu nəzərə almaqla, yüklü kondensatorun enerjisi üçün $\boldsymbol{W_p = \frac{qEd}{2}}$, buradan isə $\boxed{W_p = \frac{qU}{2}}$, alarıq (burada $Ed = U$ olması nəzərə alınmışdır).

Tutumun düsturundan $q = CU$ və yaxud da $U = \frac{q}{C}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda kondensatorun enerjisi üçün aldığımız sonuncu ifadəni uyğun olaraq $\boxed{W_p = \frac{CU^2}{2}}$ və $\boxed{W_p = \frac{q^2}{2C}}$ kimi də yaza bilərik.

Kondensatorun lövhələri arasında vahid həcmə düşən enerji kondensatorun enerji sıxlığı adlanır və $\boldsymbol{w_p}$ ilə işarə olunur: $\boldsymbol{w_p = \frac{W_p}{V}}$.

BS-də enerji sıxlığının vahidi $[w_p]$ = $1\frac{C}{m^3}$ -dir .

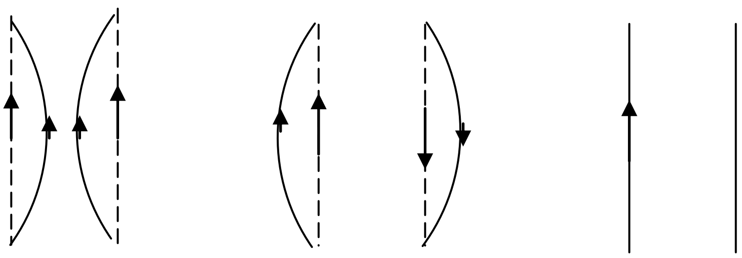
Sadə hesablama aparmaqla, kondensatorun enerji sıxlığı üçün $\boxed{\boldsymbol{w_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}}}$ şəklində ifadə almış olarıq.

Sonda qeyd edim ki, yükləndikdən sonra gərginlik mənbəyindən ayrılmış kondensator üçün $\boldsymbol{q = const}$, sabit gərginlik mənbəyinə qoşulmuş kondensator üçün isə ***U = const*** şərtləri ödənilir.

MAQNİT SAHƏSİ.

Elektrik cərəyanının maqnit təsiri yaratması məlumdur. Başqa sözlə desək, məlumdur ki, cərəyanlı naqilin ətrafında maqnit əqrəbinə təsir edə bilən və elektrik sahəsindən fərqlənən başqa bir sahə yaranır. Bu sahə maqnit sahəsi adlanır. Deməli, əgər elektrik sahəsini elektrik yükü yaradırsa və bu sahə sahədə yerləşmiş digər elektrik yükünə təsir edə bilirsə, **maqnit sahəsi cərəyanlı naqil tərəfindən yaradılır və sahədə yerləşmiş digər cərəyanlı naqilə təsir edə bilir.** Elektrik sahəsi sahədə yerləşmiş yüksüz cismə təsir edə bilmədiyi kimi, **maqnit sahəsi də sahədə yerləşmiş cərəyansız naqilə təsir edə bilmir.**

Dediklərimizdən aydın olur ki, elektrik yükünə malik cisimlər arasında elektrik qarşılıqlı təsiri baş verdiyi halda, cərəyanlı naqillər arasında maqnit qarşılıqlı təsiri baş verir, yəni bir cərəyanlı naqilin digər cərəyanlı naqilə təsiri maqnit sahəsi vasitəsilə həyata keçir. Bu zaman naqillərdən eyni istiqamətli cərəyanlar axırsa, onlar bir - birini cəzb edir, əks istiqamətli cərəyanlar axanda bir-birini itələyir, naqildən cərəyan axmadıqda isə cərəyanlı naqil ona təsir etmir. Bunu sxematik olaraq şəkil 235 –dəki kimi göstərmək olar.



Şəkil 235.

Elektrik cərəyanının sərbəst yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkəti olduğunu bilərək, maqnit sahəsinin nizamlı hərəkətdə olan elektrik yükləri tərəfindən yaranması fikrini söyləmək olar.

Belə çıxır ki, əgər elektrik yükü sükunətdədirsə, o, ətrafında yalnız elektrik sahəsi yaradır, nizamlı hərəkət etdikdə isə elektrik sahəsi ilə yanaşı, həm də maqnit sahəsi adlanan sahə yaradır.

Maqnit sahəsi hərəkətdə olan yük tərəfindən yaradılır və sahədə hərəkət edən digər yükə təsir edə bilir. Maqnit sahəsi hərəkətsiz yükə və sahədə hərəkət edən yüksüz cismə təsir edə bilmir.

Bu xüsusiyyətinə görə də maqnit sahəsi yükün elektrik sahəsindən fərqlənir.

Maqnit sahəsinin yükün yaratdığı elektrik sahəsindən digər fərqi sahənin qüvvə xətlərinin qapalı olmasıdır. **Qüvvə xətləri qapalı olan sahə burulğanlı sahə adlanır.**

Qeyd edim ki , burulğanlı elektrik sahəsi, yəni qüvvə xətləri qapalı olan elektrik sahəsi də mövcuddur ki, bu sahəni yük deyil, dəyişən maqnit sahəsi yaradır (bu barədə bir az sonra).

Sarğac formasına salınmış cərəyanlı naqildə (spiralda) düz naqillə müqayisədə daha çox istilik ayrıldığını bilirik. Buna oxşar olaraq, aydın olmuşdur ki, düz naqilə nisbətən sarğac halına salınmış naqilin yaratdığı maqnit sahəsi də güclü olur və həmin sarğacın içərisinə dəmir içlik yerləşdirdikdə isə onun yaratdığı maqnit sahəsi daha da güclənir.

Dəmir içliyi olan sarğac elektromaqnit adlanır.

Misdən və yaxud da alüminiumdan olan içlik sarğacın maqnit sahəsini gücləndirmir.

Bildiyimiz kimi, sabit maqnitlər də mövcuddur. Maqnit sahəsini uzun müddət özündə saxlayan maddələr sabit maqnitlər adlanır. Maqnit sahəsini cərəyanın yaratmasını əsas götürərək, Amper sabit maqnitlərin maqnit xassəsini onların daxilində dairəvi cərəyanların mövcudluğunda görürdü. İlk əvvəl qəbul olunmamasına baxmayaraq, sonradan məlum oldu ki, Amperin fərziyyəsi doğru imuş. Belə ki, elektronların nüvə ətrafında hərəkəti dairəvi cərəyan yaradır ki, bu da cismin maqnit xassəli olmasına səbəb olur. Əgər bütün cisimlərin nüvə ətrafında fırlanan elektronlara malik olmasını əsas götürsək, onda belə çıxır ki, bütün cisimlər maqnit xassəli olmalıdır. Əslində isə yalnız az miqdarda cisimlər maqnit xassəsinə malik olurlar. Bəs, bunu necə izah etmək olar ? Bunun səbəbi odur ki, elektronlar bütün mümkün istiqamətlər üzrə fırlanma müstəvilərinə malik olurlar. Buna görə də bir elektronun fırlanmasının yaratdığı maqnit sahəsini digər elektronun yaratdığı maqnit sahəsi tamamilə yox edir və nəticədə maddə maqnit xassəsinə malik olmur. Belə çıxır ki, maddənin maqnit xassəsinə malik olması üçün onun elektronlarının fırlanma müstəvilərini düzləndirmək lazımdır. Bu halda ayrı-ayrı elektronların maqnit sahələri bir-birini söndürməyib, əksinə, gücləndirəcək və maddə maqnitə çevriləcək.

Dediklərimizdən aydın olur ki, sabit maqnitlər eyni müstəvidə fırlanan elektronlara malik maddələrdir. Cərəyanlı sarğacın içərisində dəmir içlik yerləşdirən zaman isə sarğacın maqnit sahəsinin təsiri ilə dəmirin elektronları eyni müstəvidə fırlanmağa başlayır və ona görə də dəmir maqnitə çevrilərək sarğacın maqnit sahəsini gücləndirir. Deməli, sabit maqnitlər hazırlamaq üçün dəmir (həmçinin də çuqun, polad) içlik düzəldib, cərəyanlı sarğacın içərisində yerləşdirmək lazımdır. Bu zaman içlik sabit maqnitə çevriləcək. Onun maqnit xassəsini yox etmək üçün nizamlanmış elektron müstəvilərini yenidən pozmaq lazımdır. Bunun üçün maqniti qızdırmaq kifayətdir. Məlum olduğu kimi, yüksək temperatur xaotik hərəkətin sürətini artırır və nəticədə müstəvilərin nizamlılığı pozulur.

Maqnitin maqnit xassəsinin yox olduğu temperatur Küri temperaturu adlanır.

Qeyd edim ki, təbii sabit maqnitlər də vardır. Bunlar Yer kürəsinin müxtəlif ərazilərində – maqnit anomaliyası olan yerlərdə olur.

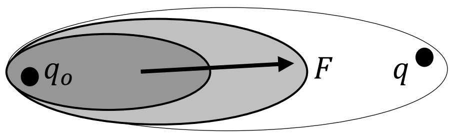
Sarğacın maqnit sahəsi mis və ya alüminiumun elektronlarının fırlanma müstəvilərini düzləndirə bilmədiyi üçün onlar maqnitə çevrilə bilmirlər və buna görə də sarğacın maqnit sahəsini artırmırlar. Bu səbəbdən də maqnit dəmir ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilir, mis və ya alüminium ilə isə qarşılıqlı təsirdə ola bilmir.

Yerin maqnit sahəsi.

Maqnit əqrəbi (məsələn, kompasın əqrəbi) Yerin səthində həmişə müəyyən bir istiqamət üzrə yönəlmiş olur. Əqrəbi bu vəziyyətdən çıxarmağa cəhd etsək, o yenə də əvvəlki vəziyyətinə qayıdır. Maqnit əqrəbini həmişə eyni vəziyyətdə saxlayan Yerin malik olduğu maqnit sahəsidir. Belə çıxır ki, Yer böyük bir maqnitdir. Yer maqnitinin şimal qütbü coğrafi cənub qütbün yaxınlığında, cənub maqnit qütbü isə coğrafi şimal qütbün yaxınlığında yerləşir. Ona görə də, kompas əqrəbi ilə Yerin coğrafi şimal və cənub qütbü kiçik bucaq fərqi ilə təyin olunur. Daha dəqiq desək, kompas əqrəbinin cənub qütbü təqribən Yerin coğrafi cənub qütbünə tərəf, əqrəbin şimal qütbü isə təqribən coğrafi şimal qütbünə tərəf yönəlmiş olur.

Maqnit induksiyası vektoru.

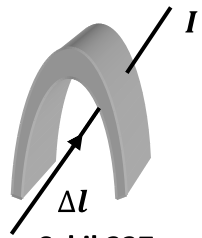
Yada salaq ki, elektrik sahəsini xarakterizə etmək üçün sahənin intensivliyi adlanan parametr daxil etmişdik. Sahənin intensivliyini onun sahədə yerləşmiş sınaq yükünə təsirinə əsasən təyin etmişdik. Demişdik ki, sahə tərəfindən sahədə yerləşmiş sınaq yükünə təsir edən qüvvə həmin yükün miqdarından asılı olduğundan $(F \sim q)$, $\frac{F}{q}$ nisbəti həmin yükün miqdarından asılı olmur. Sınaq yükündən asılı olmayan bu nisbət, aydındır ki, sahəni yaradan q_o yükünün özündən asılı olacaq və ona görə də həmin nisbəti elektrik sahəsini xarakterizə edən parametr kimi qəbul etmişdik və sahənin intensivliyi adlandırmışdıq $(\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q})$ (şəkil 236).



Şəkil 236.

İndi də buna oxşar olaraq maqnit sahəsini xarakterizə edən parametri müəyyənləşdirək.

Maqnit sahəsinin sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqilə təsir edə bilməsini əsas götürərək, nalşəkilli sabit maqnitin yaratdığı maqnit sahəsində cərəyanlı naqil yerləşdirməklə Amper müəyyən etmişdir ki, maqnit sahəsi tərəfindən sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə naqildən axan cərəyan şiddətindən, naqilin maqnitin içərisində qalan Δl parçasının uzunluğundan və naqilin maqnitə nəzərən vəziyyətindən asılı olur (şəkil 237). Naqilin müəyyən bir vəziyyətində (həmin vəziyyəti bir az sonra müəyyənləşdirəcəyik) bu qüvvə maksimal olur.



Şəkil 237.

Dediklərimizdən aydın olur ki, qüvvənin həmin maksimal qiyməti həm cərəyan şiddətindən, həm də naqil parçasının uzunluğundan asılı olacaq, yəni $F_m \sim I$ və $F_m \sim \Delta l$. Bu asılılıqlardan isə $F_m \sim I \cdot \Delta l$ alınır. Aydındır ki, belə olan halda $\frac{F_m}{I \cdot \Delta l}$ nisbəti nə naqildən axan cərəyan şiddətindən, nə də naqilin Δl uzunluğundan asılı olacaq. I və Δl - dən asılı olmayan həmin nisbət, aydındır ki, cərəyanlı naqilə təsir edən maqnit sahəsindən asılı olacaq. Ona görə də, $\frac{F_m}{I \cdot \Delta l}$ nisbəti maqnit sahəsini xarakterizə edən parametr kimi qəbul edilir və maqnit sahəsinin induksiya vektoru adlanır.

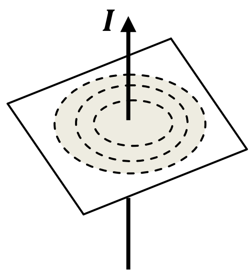
Maqnit induksiya vektoru $\boldsymbol{B}$ ilə işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{B} = \frac{\boldsymbol{F_m}}{\boldsymbol{I} \cdot \Delta \boldsymbol{l}}}$ kimi təyin edilir.

Maqnit induksiya vektorunun BS-də vahidi $[B] = 1\,\frac{N}{A \cdot m} = 1\,Tl$ -dır (Tesla).

İndi də maqnit induksiya vektorunun istiqamətini müəyyənləşdirək.

Elektrik sahəsinə oxşar olaraq, maqnit sahəsini də görünən etmək üçün maqnit induksiya xətlərindən və ya maqnit sahəsinin qüvvə xətlərindən istifadə edilir. Qeyd edim ki, istər elektrik, istərsə də maqnit sahəsi olsun, sahənin qüvvə xətləri sahə haqqında məlumat verməklə yanaşı, həm də sahənin təsir istiqamətini göstərir. Məsələn, müsbət yükün yaratdığı elektrik sahəsi sahəyə gətirilmiş digər müsbət yükü itələdiyindən onun sahəsinin qüvvə xətləri yükdən çıxan istiqamətdə olur. Bu halda mənfi yükün sahəsi müsbət yükü cəzb edir. Ona görə də mənfi yükün sahəsinin qüvvə xətləri yükə daxil olan istiqamətdə olur.

Maqnit sahəsinə dair aparılmış təcrübələrdən aydın olur ki, maqnit sahəsi dəmir tozunu və ya kiçik maqnit əqrəblərini öz ətrafına Konsentrik çevrələr (eyni mərkəzli çevrələr) boyunca düzür. Belə məlum olur ki, maqnit sahəsinin təsir istiqamətini göstərən çevrələr sahənin qüvvə xətləri olmalıdır. Cərəyanlı düz naqilə karton keçirib, üzərinə dəmir tozu tökməklə bunu sübut etmək olar (şəkil 238).

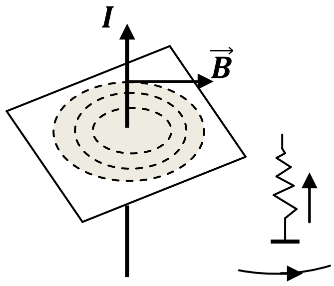


Şəkil 238.

Beləliklə, cərəyanlı düz naqilin maqnit sahəsinin qüvvə xətləri naqili əhatə edən konsentrik çevrələrdən ibarət olur.

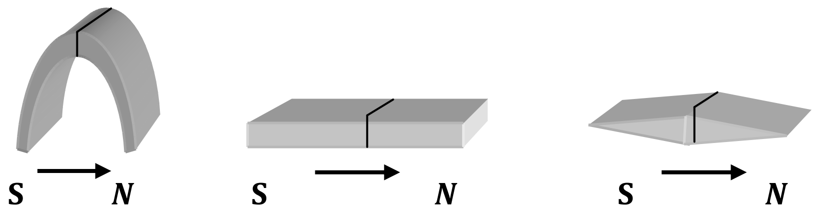
Elektrik sahəsinin $\boldsymbol{E}$ intensivlik vektoruna oxşar olaraq, maqnit sahəsinin $\boldsymbol{B}$ maqnit induksiyası vektoru da sahənin qüvvə xətlərinə hər bir nöqtədə toxunan olmalıdır. Bu halda toxunanın istiqaməti, yəni **maqnit induksiya vektorunun istiqaməti burğu və ya vint qaydası ilə müəyyən olunur.**

Bu qaydaya əsasən **burğunun dəstəyini elə fırlatmaq lazımdır ki, burğunun irəliləmə hərəkəti naqildə cərəyanın axma istiqaməti ilə üst – üstə düşsün. Bu halda dəstəyin fırlanma istiqaməti B vektorunun istiqamətini göstərəcək** (şəkil 239).



Şəkil 239.

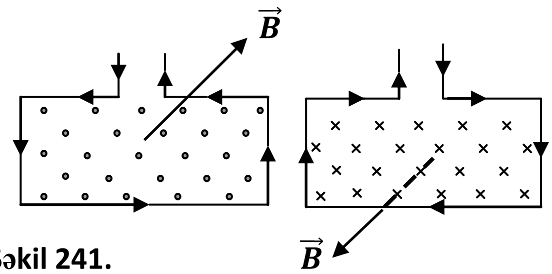
Sabit maqnitlər üçün induksiya vektorunun istiqaməti maqnitin cənub qütbündən şimal qütbünə tərəf yönəlmiş olur (şəkil 240).



Şəkil 240.

Biz cərəyanlı düz naqilin maqnit induksiya vektorundan danışdıq. Aydındır ki, düz naqildə cərəyan yarana bilməz. Cərəyan yaranması üçün dövrə qapalı olmalıdır. Ona görə də düz naqil dedikdə, hesab edirik ki, naqil haradasa qapanır. Deməli, əslində cərəyanlı naqilin yox, qapalı konturun maqnit induksiya vektorunun istiqamətindən danışmaq lazımdır.

Qapalı konturun maqnit induksiya vektorunun istiqaməti çərçivənin müsbət normalı ilə üst-üstə düşür. Normal dedikdə, səthə çəkilmiş perpendikulyar başa düşülür. Bu halda da müsbət normalın istiqaməti yenə də burğu qaydası ilə müəyyən olunur (şəkil 241**).**



Şəkil 241.

İnduksiya vektorunun istiqaməti şəkil müstəvisindən bizə tərəf yönələn halda maqnit sahəsini nöqtələrlə, bizdən şəkil müstəvisinə yönələn halda isə **x** işarələri ilə göstərilir.

Əgər maqnit induksiya vektoru sahənin hər bir nöqtəsində eyni qiymətə malik olarsa, belə sahə bircins maqnit sahəsi adlanır.

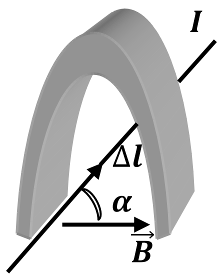
Uzunluğu diametrinə nisbətən böyük olan sarğacdan cərəyan keçərkən sarğacın daxilində yaranmış maqnit sahəsi bircins sahə olacaq.

AMPER QÜVVƏSI.

Qeyd edək ki, əgər Kulon sükunətdə olan yüklər arasında qarşılıqlı təsiri, daha dəqiq desək, yüklərdən birinin yaratdığı elektrik sahəsinin sahədə yerləşmiş digər yükə təsirini müəyyənləşdirmişdirsə, Amper maqnit sahəsinin sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqilə təsirini öyrənmişdir. Artıq qeyd etdiyimiz kimi, $B = \frac{F_m}{I \cdot \Delta l}$ ifadəsində F_m - bu qüvvənin, yəni maqnit sahəsinin sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqilə göstərdiyi təsir qüvvəsinin maksimal qiymətidir. Həmin qüvvə həm də Amper qüvvəsi adlanır.

Maqnit induksiya vektorunun ifadəsindən Amper qüvvəsinin maksimal qiyməti üçün $F_m = BI\Delta l$ alarıq.

Amper müəyyən etmişdir ki, bu qüvvə həm də naqilin vəziyyətindən, daha dəqiq desək, maqnit induksiya vektoru ilə cərəyanlı naqil arasında qalan bucağın sinusundan asılıdır. Belə olan halda Amper qüvvəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{F_A = BI\Delta l \sin \alpha}}$ şəklində ifadə alarıq (şəkil 242).



Şəkil 242.

Alınmış ifadədən də aydın olur ki, $F_A = F_{max}$ olması üçün, yəni Amper qüvvəsinin maksimal olması üçün $\alpha = 90^0$ olmalıdır.

Deməli, **induksiya vektoruna perpendikulyar yerləşmiş naqilə maqnit sahəsinin təsir qüvvəsi maksimumdur.**

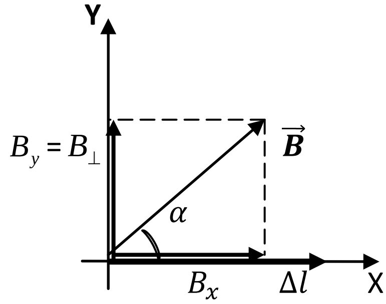
$\alpha = 0^0$ olduqda isə $F_A = 0$ olur, yəni **maqnit sahəsi induksiya vektoru istiqamətində yönəlmiş naqilə təsir etmir.**

İndi də Amper qüvvəsinin istiqamətini müəyyənləşdirək.

Qeyd edim ki, Amper qüvvəsinin ifadəsində olan Δl kəmiyyəti istiqaməti də olan vektor kimi qəbul olunur, çünki o həm də cərəyanın axma istiqamətini göstərir.

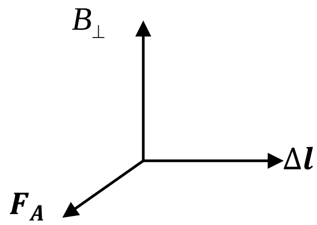
Əvvəlcə İnduksiya vektorunun oxlar üzrə proyeksiyalarını tapaq. Bu məqsədlə **X** oxunu naqil boyunca yönəldək. Bu halda maqnit induksiya vektorunun Y oxu boyunca yönəlmiş B_y proyeksiyasını maqnit induksiya vektorunun normal (perpendikulyar) toplananı adlandıraq və $B_\perp$ ilə işarə edək (şəkil 243).

Şəkildən $\sin\alpha = \frac{B_\perp}{B}$, buradan isə $B_\perp$ =*B sin α* alarıq. Bunu Amper qüvvəsinin ifadəsində nəzərə alsaq, $\boxed{\vec{F_A} = \vec{B_\perp} \cdot I \cdot \vec{\Delta\ell}}$ alınar.



Şəkil 243.

Bu ifadədən aydın olur ki, Amper qüvvəsi bir-birinə perpendikulyar olan iki vektorun hasilinə bərabərdir. Məlum olduğu kimi, perpendikulyar vektorların hasili olan vektor bu vektorlardan hər birinə perpendikulyar olmalıdır. Deməli, Amper qüvvəsi həm $\vec{\Delta\ell}$, həm də induksiya vektorunun normal toplananı olan $\vec{B_\perp}$ vektorlarına perpendikulyar olacaq. Həmin perpendikulyarın istiqaməti, yəni **amper qüvvəsinin istiqaməti isə «sol əl qaydası» adlanan qayda ilə müəyyən olunur.** Bu qaydaya görə, **sol əl elə tutulur ki, açılmış 4 barmaq cərəyanın axma istiqamətində ($\Delta\ell$ istiqamətində) yönəlmiş olsun, maqnit induksiya vektorunun perpendikulyar toplananı ovcumuza daxil olsun, onda 90^0 açılmış baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini göstərəcək** (şəkil 244).



Şəkil 244.

LORENS QÜVVƏSI.

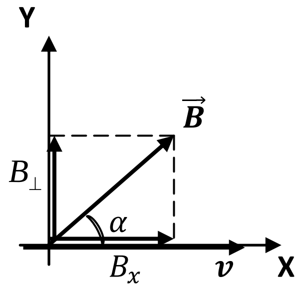
Bildiyimiz kimi, maqnit sahəsi sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqildən başqa həm də bu sahədə hərəkət edən yüklü zərrəciyə təsir edə bilir. Maqnit sahəsinin sahədə hərəkət edən yüklü zərrəciyə göstərdiyi təsir qüvvəsinin nələrdən asılı olduğunu Lorens müəyyənləşdirmişdir. Ona görə də həmin qüvvə Lorens qüvvəsi adlanır. Lorens qüvvəsinin ifadəsini Amper qüvvəsinin düsturundan da almaq olur. Maqnit sahəsinin sahədə yerləşmiş cərəyanlı naqilə təsirinə, başqa sözlə, sahədə nizamlı hərəkət edən $\boldsymbol{N}$ sayda yüklü zərrəciyə təsir kimi baxmaq olar. Lorens qüvvəsi sahədə hərəkət edən bir dənə yüklü zərrəciyə təsir qüvvəsi olduğundan, onu tapmaq üçün Amper qüvvəsini nizamlı hərəkət edən yüklü zərrəciklərin $\boldsymbol{N}$ sayına bölmək lazımdır, yəni $F_L = \frac{F_A}{N}$ və ya $F_L = \frac{BI\Delta l \sin\alpha}{N}$ olmalıdır.

Bu ifadədə $I = q_0 nvS$ olduğunu nəzərə almaqla, $F_L = \frac{Bq_0 nvS\Delta l \sin\alpha}{N}$ alarıq.

$S \cdot \Delta l = V$(naqilin həcmi) olduğundan, sonuncu ifadəni $F_L = \frac{Bq_0 n\, v\, V \sin\alpha}{N}$ kimi, $nV = N$ (konsentrasiyanın düsturundan) olduğundan isə Lorens qüvvəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{F_L = Bq_0\, v\, \sin\alpha}}$ şəklində ifadə alarıq.

Burada $\boldsymbol{\alpha}$ induksiya vektoru ilə zərrəciyin hərəkət sürəti arasındakı bucaqdır. Bu halda da $\alpha = 90^0$ olduqda, $F_L = F_{max}$, $\alpha = 0^0$ olduqda isə, $F_L = 0$ olur.

Bu ifadədə $B \sin\alpha$ -nın induksiya vektorunun normal toplananı ($B_\perp$) olmasını nəzərə almaqla, Lorens qüvvəsini $\boldsymbol{F_L} = B_\perp \boldsymbol{q_0\, v}$ şəklində də yazmaq olar (şəkil 245).



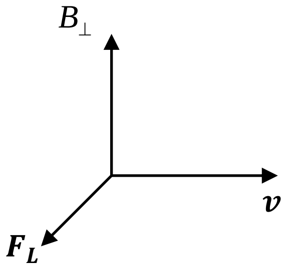
Şəkil 245.

Amper qüvvəsində olduğu kimi, bu halda da induksiya vektorunun X oxu (sürət vektoru) və Y oxu (sürətə perpendikulyar ox) üzrə proyeksiyalarını tapmaqla müəyyənləşdirə bilərik ki, Lorens qüvvəsinin istiqaməti də Amper qüvvəsinin istiqaməti kimi tapılır. Daha dəqiq desək, **Lorens qüvvəsinin istiqaməti müsbət yük üçün «sol əl qaydasına görə», mənfi yük üçün isə sağ əl qaydasına görə » müəyyən olunur.**

Bunun üçün **sol əl elə tutulmalıdır ki, (müsbət yük üçün) açılmış 4 barmaq zərrəciyin hərəkət sürəti istiqamətində yönəlsin, maqnit induksiya vektorunun normal toplananı ovcumuza daxil olsun, onda 90^0**

açılmış baş barmaq Lorens qüvvəsinin istiqamətini göstərəcək (şəkil 246).

Lorens qüvvəsi sahəyə daxil olan yüklü zərrəciyin hərəkət istiqamətinə perpendikulyar olduğundan iş görə bilmir. Ona görə də bu qüvvə sahəyə daxil olan yükün sürətinin ədədi qiymətini dəyişə bilmir. Bu qüvvənin təsiri ilə yükün sürətinin istiqaməti dəyişir, yəni sahəyə daxil olan yük çevrə qövsü üzrə hərəkət edir.



Şəkil 246.

İndi də yükün sahədə Lorens qüvvəsinin təsiri ilə cızdığı çevrənin radiusu üçün düstur çıxaraq. Çevrə üzrə hərəkət olduğundan $F_L = ma = m\frac{v^2}{r}$ və yük sahəyə perpendikulyar istiqamətdə daxil olan hal üçün $F_L = Bq_0v$ olduğunu nəzərə alsaq, bu iki ifadənin bərabərliyindən radius üçün $\boxed{\boldsymbol{r = \frac{mv}{q_0B}}}$ alarıq.

Bu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{r = \frac{P}{q_0B}}}$, ya da $\boxed{\boldsymbol{r = \frac{2E_k}{F_L}}}$ kimi ($r = \frac{mv}{q_0B}$ - ni $2v$ -yə vurub, bölməklə) də yazmaq olar.

E_k - nın ifadəsindən alınan $v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}}$ - ni $\boldsymbol{r = \frac{mv}{q_0B}}$ - də yazsaq, onda $r(E_k)$ asılılığı üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{r = \frac{\sqrt{2mE_k}}{q_0B}}}$ alarıq .

Deməli, Lorens qüvvəsinin təsiri ilə yükün sahədə cızdığı çevrənin radiusu yükün sürət və impulsundan xətti, kinetik enerjisindən isə kökaltı asılıdır.

Çevrə üzrə hərəkətin periodik hərəkət olmasını nəzərə alsaq, yükün çevrə boyunca fırlanma period üçün sürətin $v = \frac{2\pi r}{T}$ ifadəsindən T -ni tapıb ($T = \frac{2\pi r}{v}$), həmin ifadədə $r = \frac{mv}{q_0B}$ olduğunu nəzərə almaqla, period üçün $\boxed{\boldsymbol{T = \frac{2\pi m}{qB}}}$ ifadəsini alarıq.

Fırlanma tezliyi isə $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{qB}{2\pi m}}}$ olar.

İfadələrdən aydın olur ki, yükün çevrə boyunca hərəkətində nə period, nə də tezlik yükün sürətindən (həmçinin də impulsundan və kinetik enerjisindən) asılı olmur.

Mühitin maqnit nüfuzluğu.

Bildiyimiz kimi, dielektrik mühit daxilində bircins elektrik sahəsi mühitin dielektrik nüfuzluğu qədər azalmış olur. Bunun əksinə olaraq, sarğac daxilinə yerləşdirilmiş dəmir içlik maqnit sahəsini gücləndirir. Belə çıxır ki, bu halda mühitin dielektrik nüfuzluğuna oxşar olaraq, içliyin maqnit nüfuzluğundan danışmaq olar. Əgər içlik olmadıqda, cərəyanlı sarğacın maqnit induksiya vektoru B_0, içlik olduqda B - dirsə, onda mühitin maqnit nüfuzluğu $\boxed{\boldsymbol{\mu = \frac{B}{B_0}}}$ kimi təyin olunacaq .

Maqnit nüfuzluğunun vahidi yoxdur, yəni adsız kəmiyyətdir.

Bilirik ki, mühitlərin dielektrik nüfuzluğu $\varepsilon \geq 1$ qiymətlərinə malik ola bilir (bu parametrin ən kiçik qiyməti vakuum üçün olub, vahidə bərabərdir). Bundan fərqli olaraq, mühitin maqnit nüfuzluğu: 1) $\mu > 1$ (belə mühitlər paramaqnit mühitlər adlanır), 2) $\mu \gg 1$ (belə mühitlər ferromaqnit mühitlər adlanır) və 3) $\mu < 1$ də (belə mühitlər diamaqnit mühitlər adlanır) ola bilər.

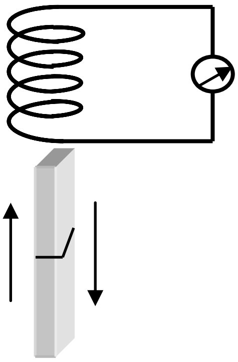
Bunları nəzərə almaqla, **mühitin maqnit nüfuzluğunun - mühit daxilində maqnit induksiya vektorunun vakuumda maqnit induksiya vektorundan neçə dəfə fərqləndiyini göstərən kəmiyyət olduğunu söyləyə bilərik.**

Paramaqnit mühitlərin maqnit sahəsini gücləndirməsinə səbəb sahənin təsiri ilə elektronların nüvə ətrafında fırlanma müstəvilərinin düzlənməsidirsə, ferromaqnit mühitlərdə həm də elektronların öz oxu ətrafında fırlanma müstəvilərinin düzlənməsidir.

ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYASI HADİSƏSİ.

Bildiyimiz kimi, elektrik cərəyanı maqnit sahəsi yaradır. Görəsən, maqnit sahəsinin köməyi ilə də elektrik cərəyanı almaq mümkündürmü? Bir çox alimlər buna cəhd etmələrinə baxmayaraq, elektromaqnit induksiyası hadisəsini kəşf etmək, yəni maqnit sahəsinin köməyi ilə elektrik cərəyanı almaq Faradeyə qismət olmuşdur. Faradey göstərə bilmişdir ki, **qapalı kontur təşkil edən sarğacda o zaman cərəyan yaranır ki, maqnit sarğaca nəzərən (və ya sarğac maqnitə nəzərən) hərəkət etmiş olsun.**

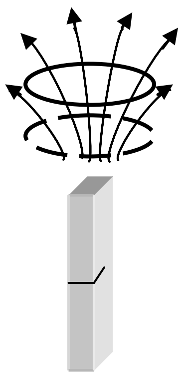
Başqa sözlə desək, maqnit sarğaca ya yaxınlaşsın, ya da ondan uzaqlaşsın (şəkil 247).



Şəkil 247.

Maqnit sahəsinin köməyi ilə konturda yaranan cərəyan induksiya cərəyanı adlanır.

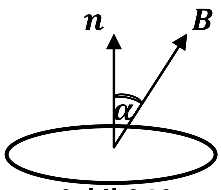
Belə çıxır ki, **induksiya cərəyanı maqnit sahəsinin konturun yerləşdiyi ərazidə zamana görə artıb – azalması zamanı yaranır.** Bu isə zaman keçdikcə qapalı konturun hüdudlandırdığı sahədən keçən maqnit qüvvə xətlərinin sayının dəyişməsi deməkdir. Bu deyilənləri nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, **induksiya cərəyanının yaranması üçün qapalı konturdan keçən maqnit qüvvə xətlərinin sayı zamana görə dəyişməlidir.**



Şəkil 248.

Maqnit sahəsinin qapalı konturdan keçən qüvvə xətlərinin sayı ilə müəyyən olunan maqnit seli adlanan parametrlə tanış olaq. Maqnit seli « ***Φ***» ilə işarə olunur. Maqnit seli qapalı konturdan keçən qüvvə xətlərinin sayı ilə müəyyən olunduğu üçün bu parametr: 1) Maqnit sahəsinin özündən (***B*** – maqnit induksiya vektorundan), 2) Maqnit sahəsində yerləşmiş qapalı konturun *S* sahəsindən və 3) Konturun vəziyyətindən asılı olmalıdır (şəkil 248).

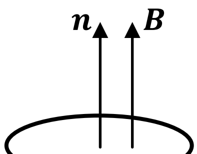
Konturun vəziyyəti dedikdə, onun induksiya xətlərinə nəzərən duruşu başa düşülür. Bu vəziyyət konturun normalı ilə maqnit induksiya vektoru arasındakı $\boldsymbol{\alpha}$ bucağı ilə müəyyən edilir (şəkil 249).



Şəkil 249.

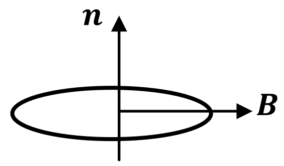
Dediklərimizdən aydın olur ki, maqnit seli $\boxed{\Phi = \boldsymbol{BS} \, \boldsymbol{cos\,\alpha}}$ kimi təyin olmalıdır.

Müxtəlif hallara baxaq. Fərz edək ki, induksiya vektoru konturun normalı ilə eyni istiqamətdə yönəlib, yəni $\alpha = 0^0$ - dir. Bu halda konturdan keçən maqnit seli maksimum olacaq: $\Phi = \Phi_{max} = \boldsymbol{BS}$ ($cos\ 0^0 = 1$ olduğu üçün) (şəkil 250).



Şəkil 250.

Maqnit induksiya vektoru konturun normalına perpendikulyar olan halda, yəni $\alpha = 90^0$ olduqda, $cos\alpha = 0$ olur. Bu isə konturdan keçən maqnit selinin sıfır olması deməkdir (şəkil 251).



Şəkil 251.

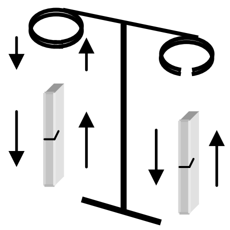
Bu halda $\Phi = \mathbf{0}$ olması təsvir olunan şəkildən də aydın görünür.

BS - də maqnit selinin vahidi $\Phi = \boldsymbol{BS\,cos\,\alpha}$ ifadəsindən $[\Phi] = 1\,Tl \cdot m^2$ olmalıdır. Bu vahid *1* Veber (***Vb***) adlanır. Deməli, $1\,\boldsymbol{Vb} = \boldsymbol{Tl \cdot m^2}$. Buradan $\mathbf{1}\,\boldsymbol{Tl} = 1\,\boldsymbol{\frac{Vb}{m^2}}$ alınar.

Maqnit seli anlayışını daxil etdikdən sonra, son olaraq, **maqnit sahəsinin köməyi ilə qapalı konturda induksiya cərəyanının yarana bilməsi üçün konturdan keçən maqnit seli zamana görə dəyişməlidir** fikrini söyləyə bilərik.

Lens qanunu.

Lens qapalı konturda yaranan induksiya cərəyanının istiqamətini müəyyənləşdirə bilmişdir (şəkil 252). Buna o, bütöv və kəsik $\boldsymbol{Al}$ konturun sabit maqnitlə qarşılıqlı təsirini öyrənməklə nail olmuşdur. Lens müəyyən etmişdir ki, maqnitlə qarşılıqlı təsirdə olmayan kəsik konturdan fərqli olaraq, qapalı kontur maqnitin ona yaxınlaşması zamanı ondan itələndiyi halda, maqnitin ondan uzaqlaşması zamanı ona tərəf dartılır. Qapalı $\boldsymbol{Al}$ konturun maqnitlə qarşılıqlı təsirdə olması, onda cərəyanın yaranması ilə əlaqədardır. Belə ki, maqnitin yaxınlaşması və ya uzaqlaşması zamanı qapalı konturdan keçən maqnit seli dəyişir və nəticədə konturda cərəyan yaranır. Yaranmış cərəyanın maqnit sahəsi isə onun özünü yaradan maqnitlə qarşılıqlı təsirdə olur. Bu zaman itələnmənin cəzb olunma ilə əvəz olunması qapalı konturdan axan cərəyanın istiqamətinin dəyişməsi deməkdir. Daha dəqiq desək, maqniti kontura yaxınlaşdıran zaman (bu, maqnit sahəsinin güclənməsi deməkdir) qapalı konturda yaranan induksiya cərəyanı elə istiqamətdə axır ki, onun özünün yaratdığı maqnit sahəsi xarici maqnit sahəsinin güclənməsinə maneçilik törətsin (yaxınlaşan maqnitlə eyni işarəli qütb yaratmaqla). Uzaqlaşdıran zaman isə



Şəkil 252.

onunla əks işarəli qütb yaratmaqla maqnit sahəsinin zəifləməsinə maneçilik törədir.

Aydın olur ki, **Lens qanununa görə qapalı konturda yaranan induksiya cərəyanı həmişə elə istiqamətdə axır ki, bu cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi cərəyanın özünü yaradan maqnit sahəsinin dəyişməsinə maneçilik törətsin.**

Faradey müəyyən etmişdir ki, maqnit qapalı kontura nə qədər sürətlə yaxınlaşıb – uzaqlaşarsa, yaranan cərəyanın şiddəti o qədər böyük olar, yəni **qapalı konturda yaranan induksiya cərəyanının şiddəti maqnit selinin dəyişmə sürəti ilə düz mütənasibdir:** $\boldsymbol{I_i} \sim -\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}$ (mənfi işarəsi Lens qanunundan alınır).

Elektromaqnit induksiyası qanunu.

Bildiyimiz kimi, elektronların qapalı dövrədə hərəkətini təmin edən, yəni elektrik cərəyanını yaradan e.h.q. - dir. Bu halda da qapalı konturda induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb e.h.q. – nin yaranmasıdır. Bunu, hadisənin mahiyyətinə uyğun olaraq, induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi adlandırırlar. Deməli, əslində qapalı konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsi induksiya e.h.q. – nin yaranması ilə nəticələnir ki, bu da öz növbəsində konturda induksiya cərəyanı yaradır.

Tam dövrə üçün Om qanuna görə $I = \frac{\varepsilon}{R+r}$ - dir. Bu hal üçün $\boxed{\boldsymbol{I_i} = \frac{\boldsymbol{\varepsilon_i}}{\boldsymbol{R}}}$ olacaq (cərəyan mənbəyi olmadığı üçün $r = o$ - dir).

Burada $\boldsymbol{\varepsilon_i}$ və $\boldsymbol{I_i}$ - uyğun olaraq induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi və induksiya cərəyanının şiddətidir.

Verilmiş kontur üçün $R = const$ olduğundan, cərəyan şiddəti e.h.q. ilə

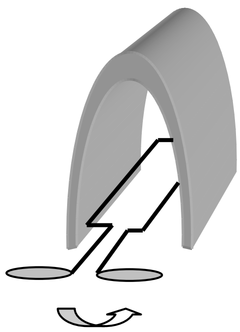
düz mütənasib olacaq. Onda $\boxed{\boldsymbol{I_i} \sim -\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}}$ şərtini $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i} \sim -\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i} = \left|\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}\right|}$ şəklində yazmaq olar.

Bu ifadəyə əsasən **induksiya EHQ maqnit selinin zamana görə dəyişmə sürətinə bərabər olur (elektromaqnit induksiyası qanunu).**

Burulğanlı elektrik sahəsi.

Elektromaqnit induksiyası qanunundan aydın olur ki, **induksiya cərəyanının yaranması üçün maqnit seli zamana görə dəyişməlidir**. **Buna sabit maqnit sahəsində qapalı konturu fırlatmaqla və ya dəyişən maqnit sahəsində konturu sükunətdə saxlamaqla nail olmaq olar.** Birincinin əsasında **dəyişən cərəyan generatoru,** ikincinin əsasında isə **transformator** adlanan qurğular yaratmaq mümkün olmuşdur.

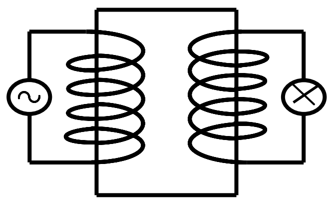
Məlum olduğu kimi, dəyişən cərəyan dəyişən cərəyan generatorlarının köməyi ilə alınır. Bunun üçün müəyyən hündürlüyə qaldırılmış suyun və ya buxarın köməyi ilə çərçivəni (qapalı konturu) sabit maqnit sahəsində fırlatmaq kifayətdir. Konturun fırlanması zamanı onunla birlikdə konturun sərbəst elektronları da hərəkət edəcək və bu zaman sabit maqnitin yaratdığı maqnit sahəsi Lorens qüvvəsi ilə hərəkət edən elektronlara təsir edərək onları qapalı dövrə boyunca hərəkət etməyə məcbur edəcək. Nəticədə elektronların qapalı dövrə boyunca hərəkəti konturda elektrik cərəyanı yaradacaq (şəkil 253).



Şəkil 253.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, iş prinsipi elektromaqnit induksiyası qanununa əsaslanmış ikinci cihaz transformator adlanan qurğudur. Bu cihaz bir - biri ilə əlaqəsi olmayan iki sarğacdan ibarətdir.

Transformatorun birinci dolağı dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşulduqda, ikinci dolaqda cərəyan yaranır (şəkil254). Əgər birinci dolaq sabit cərəyan mənbəyinə qoşularsa, ikinci dolaqda cərəyan yaranmır.



Şəkil 254.

Bu hadisə aşağıdakı kimi izah olunur. Sabit cərəyan mənbəyinə qoşulmuş birinci dolaqda sabit maqnit sahəsi yaranır. Sabit maqnit sahəsi isə sahədə sükunətdə olan ikinci dolaqda cərəyan yarada bilmir. Birinci dolağı dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşduqda isə onun ətrafında dəyişən maqnit sahəsi yaranır. Bu dəyişən maqnit sahəsi isə sahədə sükunətdə olan ikinci konturun hüdudlandırdığı səthdən keçən maqnit selini dəyişdirir və nəticədə həmin dolaqda cərəyan yaranır.

Aydındır ki, sükunətdə olan ikinci konturdakı elektronları yalnız elektrik sahəsi hərəkətə gətirə bilər. Ona görə Maksvell hesab etmişdir ki, birinci dolaqda yaranan dəyişən maqnit sahəsi öz ətrafında elektrik sahəsi yarada bilir, yaranan elektrik sahəsi isə ikinci dolaqdakı elektronları hərəkətə gətirərək cərəyan yaradır.

Birinci dolağı sabit cərəyan mənbəyinə qoşduqda isə, ona görə cərəyan yaranmır ki, sabit cərəyanın yaratdığı sabit maqnit sahəsi elektrik sahəsi yarada bilmir. Dediklərimizə yekun vuraraq, deyə bilərik ki, **zamana görə dəyişən maqnit sahəsi elektrik sahəsi yarada bilir (Maksvell nəzəriyyəsi).**

Maksvell, əlavə olaraq, fərz etmişdir ki, əgər zamana görə dəyişən maqnit sahəsi elektrik sahəsi yarada bilirsə, onda **zamana görə dəyişən elektrik sahəsi də maqnit sahəsi yaratmalıdır.** Maksvell bununla elektromaqnit dalğalarının alına bilməsinin mümkünlüyünün əsasını qoymuşdur.

Hers təcrübi yolla elektromaqnit dalğalarını ala bilmiş, onu müəyyən məsafəyə şüalandırmış, rus gəmi mühəndisi Popov isə elektromaqnit dalğalarından, ilk dəfə olaraq, radiorabitə yaratmaqda istifadə edə bilmişdir.

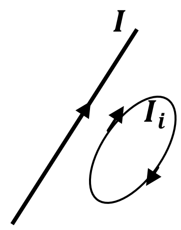
Bu gün elektromaqnit dalğalarından radiorabitə, televiziya rabitəsi, mobil telefon rabitəsi, internet rabitəsi yaratmaqda, radiolokasiya işlərini həyata keçirməkdə böyük uğurla istifadə edirlər.

Belə çıxır ki, elektrik sahəsi təkcə elektrik yükü tərəfindən deyil, həm də dəyişən maqnit sahəsi tərəfindən yaradılır. Dəyişən maqnit sahəsinin yaratdığı elektrik sahəsi, maqnit sahəsinin özü kimi burulğanlı sahədir, yəni onun da qüvvə xətləri qapalıdır. Dəyişən maqnit sahəsinin yaratdığı elektrik sahəsi bu xüsusiyyətinə görə də yükün yaratdığı elektrik sahəsindən fərqlənir.

Öz-özünə induksiya.

Sarğacdan keçən dəyişən cərəyan elə sarğacın özündə induksiya cərəyanı adlanan yeni cərəyan yaradır. Bu hadisə öz – özünə induksiya hadisəsi adlanır.

Fərz edək ki, hər hansı naqildən dəyişən cərəyan keçir və onun yaxınlığında qapalı kontur yerləşdirilib (şəkil 255). Bu zaman naqildən keçən cərəyanın yaratdığı dəyişən maqnit sahəsində sükunətdə olan qapalı konturda induksiya cərəyanı yaranacaq.



Şəkil 255.

Aydındır ki, bir tərəfdən, naqildən axan cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin cərəyan şiddəti ilə düz mütənasib olması ($\boldsymbol{B} \sim \boldsymbol{I}$), digər tərəfdən isə, qapalı konturdan keçən maqnit selinin induksiya vektoru ilə düz mütənasib olması ($\Phi \sim \mathbf{B}$) son nəticədə qapalı konturdan keçən maqnit selinin naqildən axan cərəyan şiddəti ilə düz mütənasib olduğunu göstərir: $\Phi \sim \boldsymbol{I}$.

Bərabərliyə keçməklə bu ifadəni $\boxed{\Phi = \boldsymbol{L\,I}}$ kimi yaza bilərik.

Burada $\boldsymbol{L}$ - mütənasiblik əmsalı olub, cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsində yerləşmiş konturun induktivliyi adlanır (bu barədə bir az sonra).

Elektromaqnit induksiyası qanununa görə $\boldsymbol{\varepsilon_i} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}$ olduğunu bilirik. Burada $\Phi = \boldsymbol{L\,I}$ şərtini nəzərə alsaq, $\boldsymbol{\varepsilon_i} = -\frac{\Delta(\boldsymbol{L\,I})}{\Delta \boldsymbol{t}}$ alarıq. Buradan isə verilmiş kontur üçün $L = const$ olduğundan $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i} = -\boldsymbol{L}\frac{\Delta \boldsymbol{I}}{\Delta \boldsymbol{t}}}$ şəklində ifadə alınar.

Deməli, **elektromaqnit induksiyası qanununa görə induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi həm də cərəyan şiddətinin dəyişmə sürəti ilə düz mütənasibdir.**

Bu ifadədən induktivlik üçün həm vahid alınır, həm də onun fiziki mənası aydın olur. Əgər $\Delta I = 1A$, $\Delta t = 1san$ olarsa, onda $\boldsymbol{\varepsilon_i} = \boldsymbol{L}$ və ya $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{\varepsilon_i}$ olar.

Deməli, konturun induktivliyi dedikdə, naqildən keçən cərəyan şiddətinin *1san* - də *1A* qədər dəyişməsi zamanı yaranan öz-özünə induksiya elektrik hərəkət qüvvəsinə bərabər kəmiyyət başa düşülür.

İfadədən $\boldsymbol{L}$ – i tapsaq, $\boldsymbol{L} = -\frac{\varepsilon_i\,\Delta\,\boldsymbol{t}}{\Delta \boldsymbol{I}}$ alınar. Buradan isə induktivlik üçün BS - də $[L] = 1\frac{V\cdot san}{A}$ kimi vahid alarıq ki, bu vahid də 1*Henri* (***Hn***) adlanır.

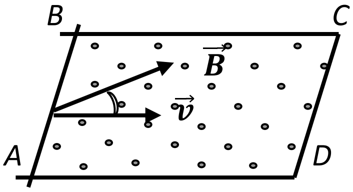
Deməli, $1Hn = 1\frac{V\cdot san}{A}$ - dir.

$\boldsymbol{\varepsilon_i} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}$ və $\boldsymbol{I_i} = \frac{\boldsymbol{\varepsilon_i}}{\boldsymbol{R}}$ ifadələrindən $\Delta\Phi = \boldsymbol{\varepsilon_i}\,\Delta\,\boldsymbol{t} = \boldsymbol{I_i}\,\boldsymbol{R}\Delta\,\boldsymbol{t}$ alınır ki, bu ifadə də $\boldsymbol{I_i}\,\Delta\,\boldsymbol{t} = \boldsymbol{q}$ olduğunu nəzərə almaqla, $\boxed{\Delta\Phi = \boldsymbol{qR}}$ alarıq.

Hərəkət edən naqillərdə induksiya e.h.q.

Fərz edək ki, sabit maqnit sahəsində düzbucaqlı kontur yerləşdirilmişdir və bu konturun uzunluğu $\boldsymbol{l}$ olan *AB* tərəfi şəkil 256 -də göstərildiyi kimi, özünə paralel qalmaq şərti ilə *BC* və *AD* tərəfləri üzrə sabit $\boldsymbol{v}$ sürəti ilə hərəkət edir.Bu zaman sahədə hərəkət edən naqilin elektronları da onunla birlikdə hərəkət etdiyindən, onlara Lorens qüvvəsi təsir etməsi nəticəsində naqildə induksiya cərəyanı yaranacaq.

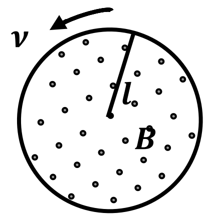
Elektronlara təsir edən Lorens qüvvəsinin $F_L = Bq_0\, v\, \sin\alpha$ olduğunu nəzərə almaqla, bu qüvvənin təsiri ilə elektronların naqil boyunca hərəkəti zamanı görülən işi hesablasaq, $\boxed{A = Bl\, q_o v\, \sin\alpha}$ alarıq. $\varepsilon_i = \frac{A}{q_o}$ olduğundan, yaranan elektrik hərəkət qüvvəsi üçün $\boxed{\varepsilon_i = Bl\, v\, \sin\alpha}$ ifadəsini alarıq.



Şəkil 256.

İndi də fərz edək ki, induksiyası $\boldsymbol{B}$ olan bircins maqnit sahəsində uzunluğu $\boldsymbol{l}$ olan çubuq sabit $\boldsymbol{\nu}$ tezliyi ilə fırlanır (şəkil 257). Fırlanma oxu çubuğun bir ucundan keçir və sahəyə paraleldir. Çubuqda yaranan induksiya e.h.q. -ni hesablayaq.

$\boldsymbol{\varepsilon_i} = \left|\frac{\Delta\Phi}{\Delta \boldsymbol{t}}\right|$ olduğu məlumdur. Çubuğun fırlanması zamanı maqnit sahəsində yerləşmiş konturun $\boldsymbol{S}$ sahəsi dəyişdiyindən maqnit selinin dəyişməsi $\Delta\Phi = B\Delta S$ olacaq. Əgər çubuq $\Delta \boldsymbol{t}$ müddətində N dəfə dövr etmiş olarsa, onda $\Delta S = \pi l^2 N$ olar. Bunları nəzərə alsaq,



Şəkil 257.

$\varepsilon_i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{B\Delta S}{\Delta t} = \frac{B\pi l^2 N}{\Delta t}$ alarıq.

Burada $\frac{N}{\Delta t} = \nu$ olduğundan, çubuğun bu cür fırlanması zamanı yaranan induksiya e.h.q. üçün $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i = B\pi l^2\, \nu}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i = BS\nu}}$ alarıq.

Cərəyanlı sarğacın maqnit sahəsinin enerjisi.

Qeyd edək ki, öz-özünə induksiya hadisəsi mexanikada cisimlərin ətalətlilik hadisəsinə oxşayır. Belə ki, qapalı konturun və ya sarğacın induktivliyi böyük olduqca, cərəyanın maksimum qiymət alması və yaxud da sıfıra qədər azalması müddətləri də böyük olur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, cərəyanlı sarğacın maqnit sahəsinin enerjisi $\boxed{W_m = \frac{LI^2}{2}}$ düsturu ilə tapılır.

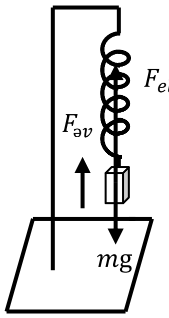
Burada $\boldsymbol{L}$ -sarğacın induktivliyi, $\boldsymbol{I}$ isə sarğacdan keçən cərəyanın şiddətidir.

Bu ifadəni $W_m = \frac{LI \cdot I}{2} = \frac{\Phi I}{2}$ və ya kəsrin sürət və məxrəcini L – ə vurub – bölməklə $W_m = \frac{L^2 I^2}{2L} = \frac{\Phi^2}{2L}$ kimi də yazmaq olar.

Deməli, cərəyanlı sarğacın maqnit sahəsinin enerjisi üçün həm də $\boxed{\boldsymbol{W_m = \frac{\Phi I}{2}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{W_m = \frac{\Phi^2}{2L}}}$ ifadələrini ala bilərik.

MEXANİKİ RƏQSLƏR

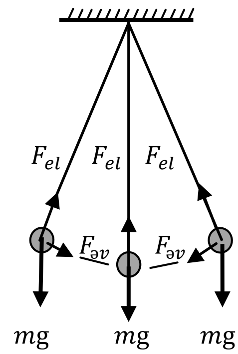
Ştativdən elastiki yay asıb, onun sərbəst ucuna metal kürə bağlayaq. Bu zaman yay açılaraq müəyyən bir vəziyyət alacaq. Bu vəziyyət kürəyə təsir edən ağırlıq qüvvəsi ilə (daha dəqiq desək, kürənin çəkisi ilə) yayda yaranmış elastiki qüvvənin bir - birini tarazlaşdırdığı vəziyyət olacaq. Kürəni aşağı dartmaqla tarazlıq vəziyyətindən çıxarıb buraxsaq, o, tarazlıq vəziyyəti ətrafında gah aşağı, gah da yuxarı hərəkət edəcəkdir (şəkil 258). Belə hərəkət rəqsi hərəkət adlanır.



Şəkil 258.

Rəqsi hərəkəti ipdən asılmış kürəni tarazlıq vəziyyətindən çıxarıb buraxmaqla da yaratmaq olar (şəkil 259).

Hər iki halda rəqsin yaranmasına səbəb tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış kürənin çəkisinin elastiki qüvvəni tarazlaşdıra bilməməsidir. Bu zaman istər yaydan, istərsə də ipdən asılmış kürənin tarazlıq vəziyyətindən çıxarılması zamanı elastiki qüvvə ilə ağırlıq qüvvəsinin kompensasiya olunmaması hesabına yaranan əvəzləyici qüvvə kürəni tarazlıq vəziyyətinə qaytarmaqla, hərəkətin təkrarlanmasını təmin edir ki, bu da rəqsi hərəkətin yaranmasına səbəb olur.



Şəkil 259.

Müəyyən zaman intervalından sonra tamamilə dəqiq və ya təqribi təkrarlanan hərəkət rəqsi hərəkət adlanır.

Sərbəst və məcburi rəqslər.

Göstərdiyimiz misallarda hava ilə sürtünmə nəticəsində enerji itkisi ilə müşayiət olunduğu üçün rəqslər sönən rəqslər olur, yəni tarazlıq vəziyyətindən kənarlaşdırılmış kürə yenidən ən kənar vəziyyətə qayıda bilmir. Ona görə də belə rəqslər təqribi təkrarlanan rəqslər olur.

Yalnız daxili qüvvələrin (elastiki və ağırlıq qüvvələrinin) hesabına yaranan belə rəqslər sərbəst rəqslər adlanır.

Bu cür sistemdə sönməyən rəqslərin alına bilməsi üçün sistemə dövri dəyişən qüvvə ilə təsir etməklə, hər dövrdəki enerji itkisini bərpa etmək lazımdır.

Sistemdə dövri dəyişən qüvvənin təsiri ilə yaranan rəqslər məcburi rəqslər adlanır. Məcburi rəqslər tamamilə dəqiq təkrarlanan rəqslər olur.

Deyilənlərdən aydın olur ki, hər hansı **sistemdə sərbəst rəqslərin yarana bilməsi üçün cismin tarazlıq vəziyyətindən çıxarılması zamanı onu yenidən tarazlıq vəziyyətinə qaytarmağa çalışan qüvvə meydana çıxmalıdır**. Əks halda, rəqs yarana bilməz. Məsələn, qeyri-elastiki yay misalında belə qüvvə meydana çıxmadığı üçün rəqs yarana bilmir. İkincisi, **rəqs yaranan sistemdə sürtünmə kifayət qədər kiçik olmalıdır**. Məsələn, özlü maye olan qliserinin içərisində rəqs yaratmağa çalışsaq, ona nail olmayacağıq, çünki bu halda əvəzləyici qüvvə tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış cismi ən yaxşı halda ancaq əvvəlki vəziyyətinə qaytara bilər.

Rəqs edə bilən sistem rəqqas adlanır. İstənilən rəqs yarada bilən sistemə fiziki rəqqas deyilir. Uzun müddət davam edən rəqslər isə riyazi rəqqasların köməyi ilə alına bilər. Riyazi rəqqaslarda sürtünmənin minumuma endirilməsi hesabına rəqslərin uzun müddətli olması təmin olunur.

Uzanmayan, çəkisiz, nazik sapdan asılmış maddi nöqtə riyazi rəqqas adlanır.

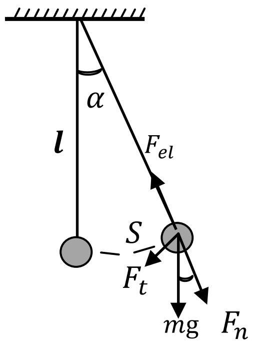
Rəqsi hərəkətin tənliyi.

Rəqsi hərəkət üçün mexanikanın əsas məsələsini, yəni rəqs edən cismin koordinatının zamandan asılılığını müəyyənləşdirək. Bunun üçün əvvəlcə hərəkət tənliyini çıxaraq.

Yaylı rəqqas misalında sərtlik əmsalı $\boldsymbol{k}$ olan yaydan asılmış $\boldsymbol{m}$ kütləli cismi rəqs etdirən əvəzləyici qüvvə üçün Nyutonun ikinci qanununu tətbiq etmək olar. Bu halda seçilmiş **X** istiqaməti üçün qüvvənin proyeksiyası $F_x = ma_x$, əvəzləyici qüvvənin isə elastiki qüvvə olduğunu və onun **X** oxu üzərində proyeksiyasının $F_x = -kx$ olduğunu nəzərə alsaq, bu iki ifadənin bərabərliyindən $ma_x = -kx$, buradan isə $\boxed{\boldsymbol{a_x = -\frac{k}{m}x}}$ alarıq.

Bilirik ki, sürət - koordinatdan, təcil isə sürətdən zamana görə birinci tərtib törəməyə bərabərdir. Onda təcil - koordinatın zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabər olacaqdır: $a = v'$ = $(x')'$ = x'' . Bunu nəzərə almaqla, $a_x = -\frac{k}{m}x$ ifadəsini $\boxed{\boldsymbol{x'' = -\frac{k}{m}x}}$ kimi də yaza bilərik. Bu ifadə yaydan asılmış cismin rəqsi hərəkətinin tənliyi olacaqdır.

Eyni ilə buna oxşar olaraq, $\boldsymbol{l}$ uzunluqlu ipdən asılmış riyazi rəqqas üçün də hərəkət tənliyini almaq olar. Bunun üçün ağırlıq qüvvəsini ip boyunca yönəlmiş normal (F_n) və hərəkət trayektoriyasına toxunan (F_t) toplananlarına ayıraq (şəkil 260).



Şəkil 260.

Rəqsi yaradan F_t toplananı, şəkildən göründüyü kimi, $F_t = -\,mg\sin\alpha$ - ya bərabərdir (mənfi işarəsi F_t –nin yerdəyişmənin əksinə yönəldiyini göstərir). Bu halda Nyutonun ikinci qanununa görə $F_t = ma_t$ və yaxud da $ma_t = -\,mg\sin\alpha$ olar. Buradan isə $a_t = -\,g\sin\alpha$ alınar.

Şəkildən $\boldsymbol{\sin\alpha \approx \frac{S}{l}}$ olduğunu nəzərə alsaq (S -hərəkət qövsünün uzunluğudur), $\boxed{\boldsymbol{a_n = -\frac{g}{l}S}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{x'' = -\frac{g}{l}x}}$ alarıq. Bu da riyazi rəqqasın hərəkət tənliyidir.

Göründüyü kimi, istər riyazi rəqqas üçün, istərsə də yaylı rəqqas üçün hərəkət tənlikləri eynidir. Hər iki halda rəqs edən cismin təcili onun koordinatı ilə düz mütənasib olur.

$\boldsymbol{x'' = -\frac{k}{m}x}$ və $\boldsymbol{x'' = -\frac{g}{l}x}$ tənlikləri diferensial tənliklərdir. Bu tənlikləri həll etməklə, cismin koordinatının zamandan asılılığını tapmaq olar. Asanlıqla müəyyən etmək olar ki, rəqsi hərəkət zamanı koordinatın zamandan asılılığı sinus və ya kosinus qanunu ilə baş verir. Rəqs zamanı koordinat maksimum qiymətdən azalmağa başlayır, sıfır olur və əks tərəfə artmağa başlayır. Ən kənar vəziyyətdə koordinat maksimum olur və yenidən azalaraq, sıfıra çatır və bu proses təkrarlanır. Bu xarakterdə olan dəyişmə isə, məlum olduğu kimi, sinus və ya kosinusa xas olan dəyişmədir. Belə çıxır ki, rəqsi hərəkətdə koordinat zamandan asılı olaraq sinus və ya kosinus qanunu ilə dəyişməlidir. Fərq ondan ibarətdir ki, sinus və kosinusun maksimal qiyməti vahidə bərabər olduğu halda, koordinatın maksimal qiyməti istənilən ədəd ola bilər. Ona görə də $x(t)$ asılılığını $x = x_m \cos t$ və ya $x = x_m\, sint$ şəklində yazmaq olar.

Burada x_m – koordinatın maksimal qiymətidir və rəqsin amplitudu adlanır. Amplitud $\boldsymbol{A}$ ilə də işarə olunur.

Koordinatın maksimal qiyməti, yəni cismin tarazlıq vəziyyətindən ən böyük yerdəyişməsinin modulu rəqsin amplitudu adlanır .

Amplitudun vahidi **BS** - də ***1m*** -dir.

Rəqqasların hərəkət tənliklərinin həllərinin doğrudan da $x = x_m \cos t$ (və ya $x = x_m\, sint$) şəklində olmasını yoxlamaq üçün bunlardan iki tərtib törəmə alıb hərəkət tənliyində yerinə yazmaq lazımdır. Bu halda

$x' = (x_m \cos t\,)' = - x_m\, sint$, $x'' = - x_m \cos t$ alarıq.

$x_m \cos t = x$ olduğunu nəzərə almaqla, sonuncu ifadədən $x'' = - x$ alarıq ki, bu da, göründüyü kimi, hərəkət tənliyi deyil (x - ın qarşısında $\frac{k}{m}$ və ya $\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}$ əmsalları yoxdur).

Dediklərimizdən aydın olur ki, hərəkət tənliklərinin $\frac{k}{m}$ və ya $\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}$ əmsallarının daxil olduğu həlli $\boxed{\boldsymbol{x = x_m \cos \sqrt{\frac{k}{m}}\, t}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{x = x_m \cos \sqrt{\frac{g}{l}}\, t}}$ şəklində olmalıdır.

Doğrudan da, bu ifadələrdən iki tərtib törəmə alsaq, onda $\boldsymbol{x}'' = -\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{m}}\,\boldsymbol{x}$ və ya $\boldsymbol{x}'' = -\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}\,\boldsymbol{x}$ tənliklərini almış olarıq.

Dediklərimizdən aydın olur ki, öyrəndiyimiz hərəkətlərdə rəqslər sinus və ya kosinus qanunu üzrə baş verir.

Sinus və ya kosinus qanunu ilə baş verən rəqslər hormonik rəqslər adlanır.

Verilmiş rəqs sistemi üçün sabit kəmiyyətlər olan $\sqrt{\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{m}}}$ və $\sqrt{\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}}$ ifadələri $\boldsymbol{\omega_0}$ ilə işarə olunur və **tsiklik** və ya **dairəvi tezlik** adlanır.

Deməli, yaylı rəqqas üçün $\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{m}}}}$, riyazi rəqqas üçün isə $\boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}}}$ -dir.

Bunları nəzərə almaqla, koordinatın zamandan asılılığını $\boxed{\boldsymbol{x = x_m \cos \omega_0 t}}$ şəklində yaza bilərik.

Bu şərt daxilində hərəkət tənlikləri $\boxed{\boldsymbol{x'' = -\omega_0^2\, x}}$ kimi olacaqdır.

<u>Rəqsin periodu və tezliyi</u>. Göründüyü kimi, rəqsi hərəkət çevrə üzrə hərəkət kimi təkrarlanan hərəkətdir. Bilirik ki, təkrarlanan hərəkətlər period və tezlik adlanan parametrlərlə xarakterizə olunur.

Bir tam rəqsə sərf olunan müddət rəqsin periodu adlanır və $\boldsymbol{T}$ ilə işarə olunur (**BS -** də $[T] = 1\, san$ - dir).

Bir saniyədəki rəqslərin sayı isə rəqsin tezliyi adlanır.

Tezlik $\boldsymbol{n}$ və ya $\boldsymbol{\nu}$ ilə işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{1}{T}}}$ kimi təyin olunur (**BS** - də $[\nu] = \frac{1}{san} = san^{-1} = 1Hs$ -dir).

Sinus və ya kosinus üçün təkrarlanma periodunun 2π olduğunu nəzərə almaqla və $x = x_m \cos \omega_0 t$ ifadəsində $t = T$ yazmaqla, $\omega_0 T = 2\pi$ kimi ifadə alarıq ki, buradan da $\boxed{\boldsymbol{\omega_0 = \frac{2\pi}{T}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\omega_0 = 2\pi\nu}}$ alınar.

Sonuncu ifadədən aydın olur ki, ə gər $\boldsymbol{\nu}$ - 1 saniyədəki rəqslərin sayıdırsa, onda $\boldsymbol{\omega_0}$ – 2π saniyədəki rəqslərin sayı olacaq.

Dairəvi tezliyin $\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{m}}}$ və $\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{g}}{\boldsymbol{l}}}$ ifadələrini nəzərə almaqla, xətti tezlik və period üçün də oxşar düsturlar çıxara bilərik.

Bu halda yaylı rəqqas üçün $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}}}$, riyazi rəqqas üçün isə $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l}}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}}}$ olacaqdır.

Təcillə yuxarı-aşağı hərəkətlər zamanı sonuncu ifadələr $\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g \pm a}{l}}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g \pm a}}}}$ şəklində olacaqdır.

Rəqsi hərəkətin koordinatının zamandan asılılığını göstərən $x = x_m \cos \omega_0 t$ ifadəsində $\boldsymbol{\omega_0 t}$ hasili φ ilə işarə olunur və rəqsin fazası adlanır: $\boxed{\varphi = \omega_0 t}$.

Aydın olur ki, rəqsi hərəkət zamanı cismin koordinatı hormonik qanunla dəyişir. Hormonik qanunla dəyişən digər kəmiyyətləri müəyyənləşdirək.

Sürət - koordinatın bir tərtib törəməsinə bərabər olduğundan, aydındır ki, o da hormonik qanunla dəyişməlidir. Doğrudan da

$$v = (x_m \cos\omega_0 t)' = -x_m \omega_0 \sin \omega_0 t = -v_m \sin \omega_0 t = v_m \cos(\omega_0 t + \frac{\pi}{2})$$

olur.

Deməli, $\boxed{v = -v_m \sin \omega_0 t}$ və ya $\boxed{v = v_m \cos(\omega_0 t + \frac{\pi}{2})}$ - dir.

Burada $\boxed{v_m = x_m \omega_0}$ ifadəsi sürətin amplitud qiymətidir.

Göründüyü kimi, rəqsi hərəkət zamanı cismin sürəti də zamandan asılı olaraq hormonik qanunla dəyişir.

Sürət və koordinat rəqslərinin fazalar fərqini tapsaq,

$$\omega_0 t + \frac{\pi}{2} - \omega_0 t = \frac{\pi}{2} \quad \text{alarıq.}$$

Belə məlum olur ki, sürətin rəqsləri koordinatın rəqslərini 90^0 qabaqlayır, yəni koordinat sıfır olan yerdə sürət maksimum, sürət sıfır olan yerdə isə koordinat maksimum olur və sürətin amplitud qiyməti koordinatın amplitud qiymətindən ω_0 dəfə böyük olur.

Ən kənar vəziyyətdə, yəni koordinat maksimum olan yerdə əvəzləyici qüvvə maksimum olduğu üçün, təcil də maksimum olur və koordinat kiçildikcə, o da kiçilir.

Təcilin təyini onun da hormonik qanunla dəyişdiyini göstərir:

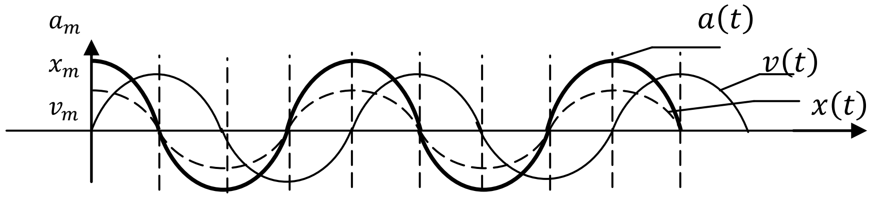
$a = v' = x''$ olduğunu artıq qeyd etmişdik. Bu nəzərə almaqla, təcil üçün

$$a = (-v_m \sin \omega_0 t)' = -v_m \omega_0 \cos \omega_0 t = -a_m \cos \omega_0 t$$

Deməli, təcilin dəyişməsi $\boxed{a = -a_m \cos \omega_0 t}$ qanunu üzrə baş verir.

Burada $\boxed{a_m = v_m \omega_0 = x_m \omega_0^2}$ ifadəsi təcilin amplitud qiymətidir.

Şəkil 261 –dan da göründüyü kimi, təcilin rəqsləri koordinatın rəqsləri ilə üst-üstə düşür, yəni bunların fazalar fərqi sıfıra bərabərdir. Bu o deməkdir ki,



Şəkil 261.

təcil və koordinat eyni zamanda maksimuma çatır, eyni zamanda da sıfır olur (koordinatla müqayisədə təcil rəqslərinin amplitud qiyməti böyük olur).

Rəqs yaratmaq üçün kürəni kənar vəziyyətə gətirməklə, biz ona müəyyən qədər potensial enerji vermiş oluruq. Rəqs başlayan zaman bu enerji kinetik enerjiyə çevrilir (kürə sürət toplayır). Belə çıxır ki, rəqs zamanı kinetik və potensial enerjilər də hormonik qanunla dəyişir.

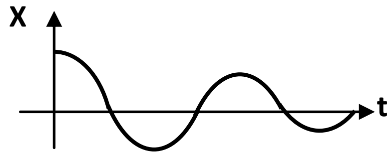
Rəqsi hərəkətdə zamana görə dəyişməyən kəmiyyətlər isə rəqsin periodu, tezliyi, amplitudu (məcburi rəqslər üçün) və enerji itkisi nəzərə alınmasa, verilmiş rəqs üçün tam enerjidir.

Qeyd edim ki, rəqsin amplitudu artdıqca, tam enerji də artır, çünki amplitudun artması rəqs edən cismin səthdən hündürlüyünün artması, bu isə potensial enerjinin (nəticədə tam enerjinin) artması deməkdir.

Rəqsin periodu və tezliyi isə amplituddan asılı olmur. Düzdür, bu zaman amplitudun artması ilə rəqs edən cismin cızdığı qövsün uzunluğu (getdiyi yol) artır, lakin amplitudun artması ilə cismin hərəkət sürəti də artır və nəticədə bir tam rəqsə sərf olunan zaman (period) dəyişmir.

Rəqs edən cisim bir period ərzində 4 amplitud qədər ($\boldsymbol{4\ x_m}$ və ya $\boldsymbol{4\ A}$) qədər yol qət edir. Onda belə hərəkətdə ixtiyari t müddətində $\boxed{\boldsymbol{S = \frac{4x_m \cdot t}{T} = 4x_m t\ \nu}}$ qədər yol gediləcək.

Rezonans. Enerji itkisi olduğundan, sərbəst rəqslərin amplitudu zaman keçdikcə kiçilir və rəqs sönən olur (şəkil 262). Sönməyən rəqs almaq üçün sistemə periodik dəyişən qüvvə ilə təsir etmək lazımdır. Bu zaman yaranan rəqslər məcburi rəqslər olur.



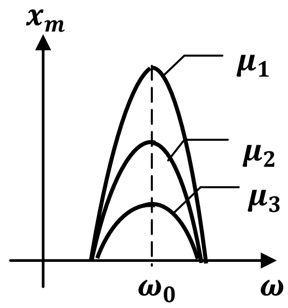
Şəkil 262.

Məcburi rəqs sistemində bəzən **rezonans** adlanan hadisə baş verir. Fərz edək ki, məxsusi rəqs tezliyi $\boldsymbol{\omega_0}$ olan sistemə tezliyi $\boldsymbol{\omega}$ olan xarici periodik qüvvə təsir edir. Əgər xarici periodik qüvvənin tezliyi sistemin məxsusi rəqs tezliyindən kiçikdirsə, onda xarici qüvvə periodun müəyyən hissələrində yerdəyişmənin əksinə yönələrək, mənfi iş görəcək, yəni rəqs edən cismi tormozlayacaq.

Bu hadisə $\boldsymbol{\omega > \omega_0}$ olduqda da baş verir.

$\omega = \omega_0$ olduqda isə xarici qüvvə periodun bütün hissələrində yerdəyişmə ilə üst - üstə düşərək, rəqs edən cismi sürətləndirəcək. Nəticədə rəqsin amplitudu kəskin artacaq (şəkil 263) . Bu hadisə rezonans hadisəsi adlanır.

Xarici periodik qüvvənin tezliyi sistemin məxsusi rəqs tezliyinə bərabər olan halda, sistemdə baş verən rəqslərin amplitudunun kəskin artması rezonans adlanır.

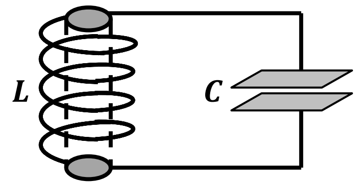


Şəkil 263.

Sistemdə sürtünmə kiçik olduqda, rezonans əyrisi daha dik olur. Şəkilə uyğun sürtünmə əmsalları arasında $\mu_1 < \mu_2 < \mu_3$ kimi münasibət vardır.

ELEKTRİK RƏQSLƏRİ.

Yüklənmiş kondensatorun köynəklərini sarğaca birləşdirsək (şəkil 264), kondensatorun boşalması nəticəsində sarğacda cərəyan yaranacaq. Aydındır ki, sarğacdan keçən cərəyan onun ətrafında maqnit sahəsi yaradacaq və sarğacın içliyi maqnitlənərək, onun maqnit sahəsini daha da gücləndirəcək. Bu zaman içliyin maqnit qütblərini təyin etməyə çalışsaq, çox maraqlı hadisə ilə üzləşərik. Qısa bi müddət ərzində qütblərin bir neçə dəfə dəyişdiyinin şahidi olarıq. Belə çıxır ki, kondensatorun boşalması nəticəsində sarğacdan keçən cərəyan bir neçə dəfə istiqamətini dəyişir. Bu isə həmin müddətdə kondensatorun bir neçə dəfə dolub - boşalması deməkdir. Deməli, belə bir sistemdə elektronların gah bu, gah da digər istiqamətdə bir neçə dəfə təkrarlanan hərəkəti, yəni elektrik rəqsləri yaranır.



Şəkil 264.

Elektrik rəqslərinin yaranması aşağıdakı kimi izah olunur. Yüklü kondensatorun boşalması nəticəsində sarğacda getdikcə artan dəyişən cərəyan yaranır. Cərəyan maksimuma çatan anda kondensatorun yükü sıfra bərabər olduğu üçün (elektrik sahəsi yox olduğu üçün) yaranmış cərəyan, əslində, ani olaraq sıfır olmalıdır, lakin elektromaqnit induksiya hadisəsi nəticəsində sarğacda yaranmış cərəyanın birdən-birə sıfıra qədər azalmasına maneçilik törədən induksiya cərəyanı yaranır ki, bu da boşalmış kondensatoru əks istiqamətdə yenidən yükləyir. Bu mərhələdə induksiya cərəyanının sıfıra qədər azalması kondensatorun yükünü maksimuma çatdırır. Bu halda da yüklənmiş kondensatorun boşalması sarğacda cərəyan yaratmalıdır. Aydındır ki, yaranmış cərəyanın istiqaməti əvvəlki cərəyanın istiqamətinin əksinə olmalıdır. Bundan sonra proses yenidən təkrar olunur.

Naqillər sisteminin müqavimətinin olması hesabına hər dəfə yükün və cərəyan şiddətinin maksimum qiymətləri kiçilir və sistemdə yaranan rəqs sönən olur.

Sərbəst elektrik rəqslərinin yarandığı belə bir sistem rəqs konturu adlanır.

Ən sadə rəqs konturu kondensator və onun köynəklərinə qoşulmuş sarğacdan ibarətdir.

Rəqs konturunda kondensatorun yükünün, sarğacdakı cərəyan şiddətinin və kondensatorun köynəkləri arasındakı elektrik sahəsinin gərginliyinin dövri və ya təxminən dövri dəyişməsi elektrik rəqsləri adlanır.

Göründüyü kimi, elektrik rəqsləri almaq mexaniki rəqsləri almaq qədər sadədir.

İndi də elektrik rəqsləri üçün tənlik çıxaraq.

Kondensatoru yükləməklə, biz ona $W_p = \frac{q^2}{2C}$ qədər enerji vermiş oluruq (mexaniki rəqslərdə kürəni tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşdıran zaman ona $E_p = mgh$ qədər potensial enerji verdiyimiz kimi). Dövrəni qapayan zaman kondensatorun boşalması sarğacda cərəyan yaradır, yəni bu zaman kondensatorun elektrik sahəsinin enerjisi sarğacın maqnit sahəsinin $W_m = \frac{LI^2}{2}$ enerjisinə çevrilir (mexaniki rəqslərdə $E_p = mgh$ enerjisinin hərəkətə başlayan kürənin kinetik enerjisinə çevrildiyi kimi). Enerji itkisini nəzərə almasaq, tam enerji sabit qalacaq. Onda tam enerjinin $\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = const$ ifadəsinin hər tərəfindən törəmə almaqla, elektrik rəqslərinə uyğun hərəkət tənliyini alarıq:

$\left(\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}\right)' = const'$, buradan $\frac{1}{2C} \cdot 2q \cdot q' + \frac{L}{2} \cdot 2I \cdot I' = 0$, buradan isə $I = q'$ və $I' = q''$ olduğunu nəzərə almaqla, $\boxed{\boldsymbol{q''} = -\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{LC}}\boldsymbol{q}}$ alarıq.

Göründüyü kimi, eyni ilə mexaniki rəqslərin hərəkət tənliyinə oxşar tənlik aldıq. Bu halda da $\boxed{\boldsymbol{\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}}}$ qəbul etsək, elektrik rəqsləri üçün $\boxed{\boldsymbol{q}'' = -\boldsymbol{\omega_0^2}\, q}$ şəklində ifadə alarıq.

Burada $\boldsymbol{\omega_0}$ – elektrik rəqslərinin dairəvi tezliyi olacaq.

Elektrik rəqslərinin xətti tezliyi və periodu üçün isə uyğun olaraq

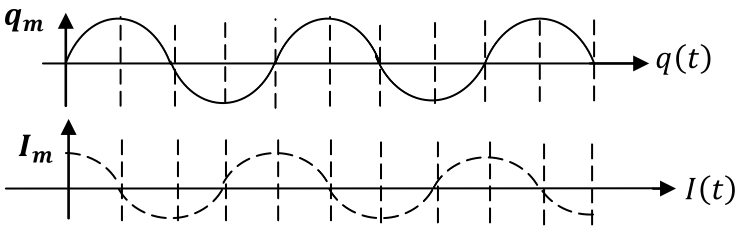
$\boxed{\boldsymbol{\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}}}$ və $\boxed{\boldsymbol{T = 2\pi\sqrt{LC}}}$ (Tomson düsturu) kimi ifadələr alarıq.

$q'' = -\frac{1}{LC}\, q$ tənliyini həll etməklə $q\ (t)$ asılılığını, yəni kondensatorun yükünün zamandan asılı olaraq dəyişmə qanununu tapmış olarıq. Bu asılılıq, mexaniki rəqslərə oxşar olaraq, $\boxed{\boldsymbol{q = q_m \cos \omega_0 t}}$ şəklində olacaq.

Cərəyan şiddətinin yükdən bir tərtib törəməyə bərabər olduğunu nəzərə almaqla, sarğacda əmələ gələn cərəyan şiddətinin dəyişmə qanununu da tapa bilərik: $I = q' = -q_m\omega_o \sin \omega_o\, t = I_m \cos\left(\frac{\pi}{2} + \omega_o t\right)$.

Burada $\boxed{\boldsymbol{I_m = q_m\omega_o}}$ - cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir.

$\boxed{\boldsymbol{I = I_m \cos\left(\frac{\pi}{2} + \omega_o t\right)}}$ ifadəsindən aydın olur ki, şəkil 265 -də təsvir olunduğu kimi, cərəyan şiddətinin rəqsləri elektrik yükünün rəqslərini fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır.



Şəkil 265.

Kondensatorun yükünün periodik qanunla dəyişməsi onun lövhələri arasındakı elektrik sahəsinin gərginliyinin də periodik qanunla dəyişməsinə səbəb olur. Bu zaman lövhələrin yükü maksimum olan halda, gərginlik də maksimum olur, yəni gərginliyin dəyişmə qanunu yükün dəyişmə qanunu ilə eyni olur: $\boxed{\boldsymbol{U = U_m \cos \omega_0 t}}$.

Naqillərin müqavimətinin olması hesabına rəqs konturunda yaranan elektrik rəqsləri sönən olur. Praktikada isə əsasən sönməyən elektrik rəqslərindən istifadə olunur. Aydındır ki, sönməyən rəqslər yaratmaq üçün konturda hər periodda enerji itkisini bərpa etmək lazımdır. Bunun üçün konturda rəqs edən elektronlara dövri dəyişən qüvvə ilə (elektrik hərəkət qüvvəsi ilə) təsir etmək lazımdır. Dövri dəyişən EHQ-ni isə qapalı konturu maqnit sahəsində fırlatmaqla əldə etmək olar. Bildiyimiz kimi, konturun maqnit sahəsində fırlanması zamanı ondan keçən maqnit seli $\Phi = \Phi_m \cos\omega_o t$ qanunu ilə dəyişəcək. Elektromaqnit induksiyası qanuna görə selin bu cür dəyişməsi konturda periodik dəyişən e.h.q. -ni yaradacaq ki, bu da, öz növbəsində, qapalı konturda hormonik qanunla dəyişən elektrik rəqslərinin yaranmasına səbəb olacaq.

Elektromaqnit induksiya qanununa əsasən $\varepsilon_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\Phi'$ olduğunu bilirik. Deməli, bu zaman yaranan e.h.q. – ni tapmaq üçün seldən bir tərtib törəmə almaq lazımdır. Belə olan halda

$\varepsilon_i = -(\Phi_m \cos\omega_o t)' = \Phi_m \omega_o \sin\omega_o t = \varepsilon_{im} \sin\omega_o t$ və yaxud da $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_i = \varepsilon_{im} \sin\omega_o t}}$ alınar.

Burada $\boxed{\boldsymbol{\varepsilon_{im}} = \Phi_m \boldsymbol{\omega_o}}$ **-** elektrik hərəkət qüvvəsinin amplitud qiymətidir. Bu formada hormonik qanunla dəyişən elektrik hərəkət qüvvəsi isə dövrədə hormonik qanunla dəyişən cərəyan yaradacaq. Belə ki, qapalı dövrə üçün Om qanununa əsasən ($r = 0$ olan hal üçün)

$I_i = \frac{\varepsilon_i}{R} = \frac{\varepsilon_{im} \sin\omega_o t}{R} = I_{im} \sin\omega_o t$ olacaq.

Cərəyan şiddəti üçün aldığımız $\boxed{\boldsymbol{I_i = I_{im} \sin\omega_o t}}$ ifadəsindən aydın olur ki, maqnit sahəsində $\boldsymbol{\omega_o}$ bucaq sürəti ilə fırlanan konturda sinus qanunu ilə dəyişən cərəyan yaranacaq. Ona görə də **konturda yaranan məcburi elektrik rəqsləri,** həm də **dəyişən cərəyan adlanır.**

Aktiv müqavimət.

Sabit cərəyan dövrəsindən fərqli olaraq, dəyişən cərəyan dövrəsində başqa xarakterli müqavimətlər olduğundan, indiyədək bizə məlum olan $\boldsymbol{R}$

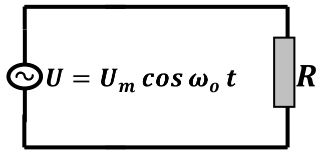
müqavimətini bundan sonra **aktiv müqavimət** adlandıracağıq.

Aktiv müqavimət dedikdə, cərəyan keçərkən istilik yarada bilən müqavimət başa düşəcəyik.

Fərz edək ki, elektrik sahəsinin gərginliyi $\boxed{\boldsymbol{U = U_m \cos \omega_o t}}$ qanunu ilə dəyişən cərəyan mənbəyinə $\boldsymbol{R}$ aktiv müqavimətli naqil qoşulmuşdur (şəkil 266).

Dövrədə verilmiş ana uyğun cərəyan şiddətini tapsaq, $i = \frac{U}{R} = \frac{\boldsymbol{U_m \cos \omega_o t}}{R} = \boldsymbol{I_m \cos \omega_o t}$

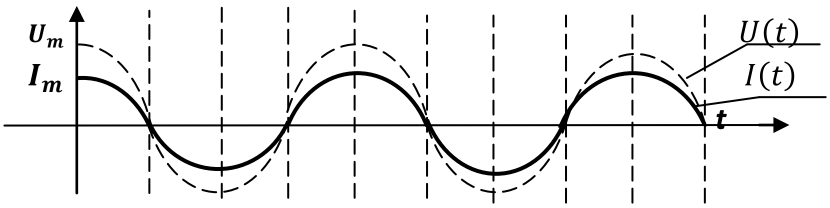
və ya $\boxed{\boldsymbol{i = I_m \cos \omega_o t}}$ alarıq.



Şəkil 266.

Burada $\boxed{\boldsymbol{I_m = \frac{U_m}{R}}}$ - cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti olacaq.

Belə çıxır ki, aktiv müqavimətli dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginlik rəqsləri ilə fazaca üst-üstə düşür (şəkil 267).



Şəkil 267.

Aydındır ki, dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti və gərginlik zamandan asılı olaraq dəyişdiyi üçün, bu halda onların ani qiymətlərindən və bir period ərzində orta gücdən danışmaq olar.

Aktiv müqavimətli dövrədə ani güc $P = i^2 R$ kimi tapıla bilər. Onda bir period ərzində orta gücü tapmaq üçün bu ifadədə $i = I_m \cos \omega_o t$ olduğunu nəzərə almaq lazımdır:

$$\bar{P} = \overline{I_m^2 \cos^2 \omega_o t \cdot R} = \overline{\frac{I_m^2 R}{2}(1 + \cos 2\omega_o t)} = \overline{\frac{I_m^2 R}{2}} + \overline{\frac{I_m^2 R}{2} \cos 2\omega_o t} .$$

Bir period ərzində $\cos 2\omega_o t$ – nin orta qiyməti sıfra bərabər olduğunu nəzərə almaqla, orta güc üçün $\boxed{\boldsymbol{\bar{P} = \frac{I_m^2 R}{2}}}$ alarıq.

Bu ifadəni gücün sabit cərəyan dövrəsi üçün olan $P = I^2R$ ifadəsinə oxşar hala gətirmək üçün $\boxed{\boldsymbol{I = \sqrt{\overline{I^2}}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}}}$ olduğunu qəbul etmək lazımdır. Cərəyan şiddətinin bu ifadəsi onun **təsiredici qiyməti** adlanır.

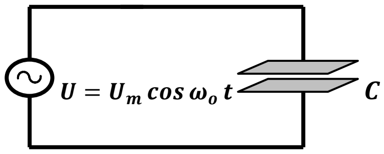
Dəyişən cərəyan şiddətinin təsiredici qiyməti dedikdə, naqildə eyni müddətdə sabit cərəyanın ayıra bildiyi qədər istilik ayıra bilən cərəyanın şiddəti başa düşülür.

Eyni ilə gərginliyin təsiredici qiyməti üçün $\boxed{\boldsymbol{U = \sqrt{\overline{U^2}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}}}$ ifadəsini alarıq.

Tutum müqaviməti.

Aydındır ki, kondensator olan sabit cərəyan dövrəsində elektrik cərəyanı yarana bilməz (lövhələr arasındakı dielektrikin olması hesabına dövrə açıq olur). Dəyişən cərəyan dövrəsində isə kondensatorun olması cərəyan yaranmasına maneçilik törədə bilmir, çünki kondensator olan dəyişən cərəyan dövrəsində əslində məcburi elektrik rəqsləri baş verir. Bu zaman dəyişən cərəyan dövrəsində kondensatorun gah bu, gah da digər istiqamətdə dolub-boşalması dövrədə daimi cərəyanın olmasını təmin edir.

Fərz edək ki, kondensator olan dövrəyə gərginliyi $U = U_m \cos \omega_o t$ qanunu ilə dəyişən elektrik sahəsi təsir edir (şəkil 268). Onda kondensatorun yüklənməsi nəticəsində köynəklər üzərinə yığılan yükün miqdarını $q = CU$ ifadəsinin köməyi ilə tapsaq, $q = CU_m \cos \omega_o t$ alınar.



Şəkil 268.

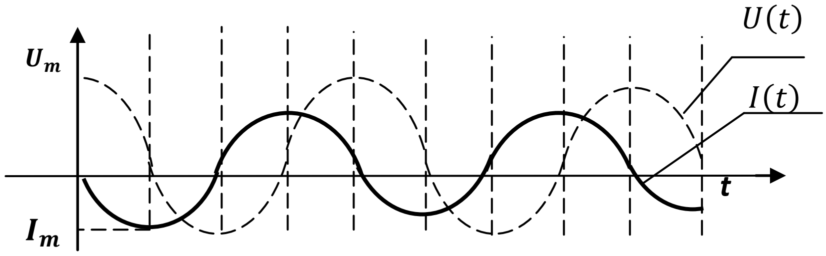
Cərəyan şiddətinin yükdən bir tərtib törəmə olduğunu nəzərə alsaq, dövrədəki cərəyan şiddəti üçün aşağıdakı formada asılılıq alarıq:

$$i = q' = (CU_m \cos \omega_o t)' = -CU_m\omega_o \sin \omega_o t = \omega_o CU_m \cos\left(\omega_o t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Aydındır ki, burada $\omega_o CU_m$ - cərəyan şiddətinin I_m amplitud qiyməti olacaq : $\boxed{\boldsymbol{I_m = \omega_o CU_m}}$.

Onda sonuncu ifadəni $\boxed{\boldsymbol{i = I_m \cos\left(\omega_o t + \frac{\pi}{2}\right)}}$ kimi də yazmaq olar.

Məlum olur ki, kondensator olan dövrədə cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginliyin rəqslərini $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır (şəkil 269).



Şəkil 269.

Cərəyan şiddətinin amplitud qiymətinin $I_m = \omega_o C U_m$ ifadəsini $X_c = \frac{1}{\omega_o C}$ şərtini qəbul etməklə, Dövrə hissəsi üçün Om qanununa oxşar olaraq, $\boxed{I_m = \frac{U_m}{X_c}}$ kimi də yazmaq olar.

Burada $\boxed{X_c = \frac{1}{\omega_o C}}$ – tutum müqaviməti adlanır.

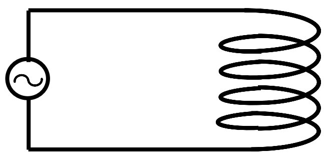
İfadədən tutum müqavimətinin kondensatorun tutumu ilə tərs mütənasib olduğu görünür: $X_c \sim \frac{1}{C}$. Aydındır ki, belə olan halda tutum müqavimətli elektrik dövrəsində cərəyan şiddəti kondensatorun tutumu ilə düz mütənasib olacaqdır ($I \sim C$), yəni dövrəyə qoşulmuş kondensatorun tutumu nə qədər böyük olarsa, eyni bir gərginlikdə dövrədəki cərəyan şiddəti də o qədər böyük olar.

Tutum müqaviməti həm də cərəyanın tezliyi ilə tərs mütənasibdir.

İnduktiv müqavimət.

Dəyişən cərəyan dövrəsinə qoşulmuş kondensator cərəyan şiddətini dəyişməklə müəyyən müqavimət yarada bildiyi kimi, belə dövrədə sarğacın olması da induktiv müqavimət adlanan müqavimət yaradır.

Tutaq ki, sarğac olan dəyişən cərəyan dövrəsindən $i = I_m \sin \omega_o t$ qanunu ilə dəyişən cərəyan axır (şəkil 270). Öz – özünə induksiya hadisəsinə əsasən sarğacda yaranan induksiya e.h.q. bu halda



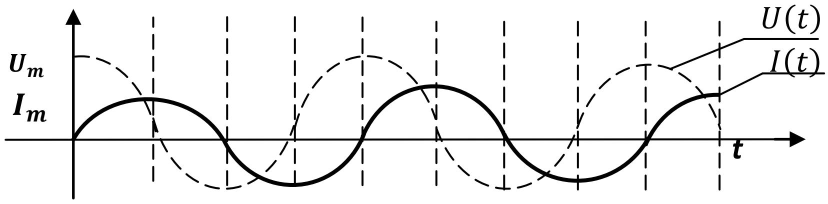
Şəkil 270.

$e = -L\frac{\Delta I}{\Delta t} = -Li' = -L(I_m \sin\omega_o t)' = -\omega_o L I_m \cos\omega_o t$ olar.

$U = -e$ olduğunu nəzərə almaqla, sarğacın uclarındakı gərginlik üçün $U = \omega_o L I_m \cos\omega_o t = \omega_o L I_m \sin\left(\omega_o t + \frac{\pi}{2}\right) = U_m \sin\left(\omega_o t + \frac{\pi}{2}\right)$ alarıq.

Burada $\boxed{\boldsymbol{U_m = \omega_o L I_m}}$ - gərginliyin amplitud qiymətidir.

Məlum olur ki, sarğac olan dəyişən cərəyan dövrəsində gərginlik rəqsləri $\boxed{\boldsymbol{U = U_m \sin\left(\omega_o t + \frac{\pi}{2}\right)}}$ qanunu üzrə baş verir, yəni bu rəqslər cərəyan şiddətinin rəqslərini $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Başqa sözlə desək, belə dövrədə cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginlik rəqslərindən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır (şəkil 271).



Şəkil 271.

$U_m = \omega_o L I_m$ ifadəsindən $I_m = \frac{U_m}{\omega_o L}$ alınır. Bu halda da $X_L = \omega_o L$ işarələməsi qəbul etməklə, sonuncu ifadəni Om qanununa oxşar olaraq, $\boxed{\boldsymbol{I_m = \frac{U_m}{X_L}}}$ kimi də yazmaq olar.

Burada $\boxed{\boldsymbol{X_L = \omega_o L}}$ - induktiv müqavimət adlanır.

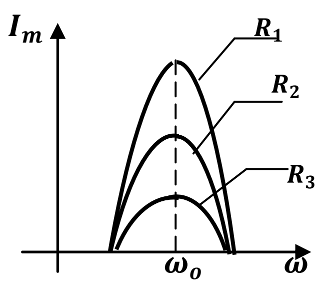
Göründüyü kimi, induktiv müqavimət sarğacın induktivliyi ilə düz mütənasibdir: $X_L \sim L$. Belə olan halda dövrədəki cərəyan şiddəti induktivliklə tərs mütənasib olmalıdır ($I \sim \frac{1}{L}$), yəni eyni gərginlik mənbəyinə qoşulmuş sarğacın induktivliyi böyük olduqca, dövrədəki cərəyan şiddəti kiçik olur.

Məlum olur ki, aktiv müqavimətdən fərqli olaraq, həm tutum, həm də induktiv müqavimət dəyişən cərəyanın tezliyindən asılıdır.

Rezonans. Mexaniki rəqslərdə olduğu kimi, elektrik dövrəsində də məcburi rəqslər halında rezonans hadisəsi baş verir. Bu hadisə, xarici dəyişən gərginliyin tezliyi konturun məxsusi rəqs tezliyi ilə üst - üstə düşdükdə, yəni

$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ olduqda baş verir (şəkil 272). Rezonans zamanı məcburi elektrik rəqslərinin cərəyan şiddəti maksimum qiymətə çatır.

Aydındır ki, elektrik rəqs konturunda müqavimət nə qədər kiçik olarsa, rezonans əyrisi o qədər dik olar və ya tərsinə.



Şəkil 272.

Şəkildə göstərilən hala uyğun müqavimətlər arasında $R_1 < R_2 < R_3$ kimi münasibət vardır.

ELEKTRİK ENERJİSİNİN GENERASİYASI (ALINMASI), TRANSFORMASİYASI (ÇEVRİLMƏSİ) VƏ ÖTÜRÜLMƏSİ.

Elektrik cərəyanı generator adlanan qurğuların köməyi ilə alınır. Generatorlar sabit və dəyişən cərəyan generatorları kimi iki növə bölünürlər. Sabit cərəyan generatorlarına qalvanik elementlər, akkumulyatorlar, elektrostatik maşınlar, günəş batareyaları, termobatareyalar və s. aid ola bilər.

Dəyişən cərəyan isə dəyişən cərəyan generatorlarının köməyi ilə alınır. Bu generatorların iş prinsipi, bildiyimiz kimi, elektromaqnit induksiyası hadisəsinə əsaslanmışdır. Bu generatorlarda elektrik cərəyanı maqnit sahəsində qapalı konturu fırlatmaqla və ya maqniti fırladıb, konturu sükunətdə saxlamaqla alınır. Maqnit sahəsi bu zaman ya elektromaqnitlər, ya da sabit maqnitlər vasitəsilə yaradılır. Hər iki halda qapalı konturdan keçən maqnit selinin zamana görə dəyişməsi konturda zamana görə dəyişən induksiya cərəyanı yaradır. Generatorun fırlanan içliyi rotor, tərpənməz hissəsi isə stator (və ya induktor) adlanır. Böyük sənaye generatorlarında rotor rolunu elektromaqnit oynayır. Yüksək tezlikli (50 Hs) dəyişən cərəyan almaq üçün elektromaqnitin qütblərinin sayını çoxaldırlar.

Elektrik enerjisi başqa növ enerjilərlə müqayisədə böyük üstünlüyə malikdir. Bu enerjini məftillər vasitəsilə itkisiz çox uzaq məsafələrə ötürmək, sadə qurğuların köməyilə başqa növ enerjiyə – mexaniki, daxili, istilik enerjilərinə çevirmək olur.

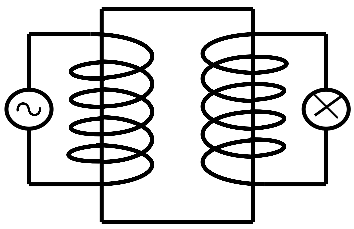
Dəyişən elektrik cərəyanının sabit elektrik cərəyanına nisbətən üstünlüyü ondan ibarətdir ki, onun gərginlik və cərəyan şiddətini çox az enerji itkisi hesabına transformator adlanan qurğuların köməyi ilə geniş intervalda çevirmək (transformasiya etmək) mümkündür.

Transformator – eyni polad içlik üzərində yığılmış iki dolaq sistemindən ibarətdir. Dolaqlardan birincisi dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşulur və ikinci dolaqda cərəyan yaranır. Bu zaman birinci dolaqda yaranan maqnit selinin zamana görə dəyişməsi, hər iki dolaqda (həmçinin də içlikdə) induksiya cərəyanı yaradır.

İçlikdə yaranan cərəyan içliyin (transformatorun) qızmasına səbəb olur. Bu isə son nəticədə transformatorun sıradan çıxması ilə nəticələndiyindən bu cərəyan parazit cərəyan və yaxud da onu kəşf edən Fukonun şərəfinə Fuko cərəyanı adlanır. İçliyi ayrı- ayrı nazik lövhələrdən yığmaqla, yəni onun müqavimətini böyütməklə, Fuko cərəyanını azaltmağa nail olurlar.

İndi isə dolaqlarda yaranan induksiya cərəyanı haqqında danışaq.

Fərz edək ki, dolaqlardan keçən maqnit seli $\Phi = \Phi_m \cos \omega_o t$ qanunu ilə dəyişir. Elektromaqnit induksiyası qanuna əsasən maqnit selinin bu cür dəyişməsi hər bir sarğıda *« e»* qədər induksiya e.h.q. yaradacaq. Əgər birinci və ikinci dolaqlardakı sarğıların sayı, uyğun olaraq, N_1 və N_2 olarsa, onda dolaqlarda yaranan ümumi e.h.q. – ləri, uyğun olaraq, $e_1 = N_1 e$ və $e_2 = N_2 e$ olacaq. Bunların nisbətindən $\frac{e_1}{e_2} = \frac{N_1}{N_2}$ alarıq (şəkil 273).



Şəkil 273.

Dolaqlarda yaranan elektrik hərəkət qüvvələrinin və ya sarğıların saylarının nisbəti «k» ilə işarə olunur və transformasiya əmsalı adlanır: $\boxed{\boldsymbol{k = \frac{e_1}{e_2} = \frac{N_1}{N_2}}}$.

Transformasiya əmsalının vahidi yoxdur (adsız kəmiyyətdir).

Dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşulan transformatorun birinci dolağına adətən yük (müqavimət) qoşulmadığından, birinci dolaqda yaranan e.h.q. elə dolağın uclarındakı gərginliyə bərabər olur: $e_1 = U_1$. Yükə qoşulmuş ikinci dolaq üçün isə $e_2 \neq U_2$ - dir .

İkinci dolaqda yük olmayan halda, yəni ona hər hansı müqavimət qoşulmadıqda, $e_2 = U_2$ yazmaq olur ki, bu halda da transformasiya əmsalının ifadəsi $\boxed{\boldsymbol{k} = \frac{\boldsymbol{U_1}}{\boldsymbol{U_2}} = \frac{\boldsymbol{N_1}}{\boldsymbol{N_2}}}$ kimi olur.

Müxtəlif hallara baxaq.

1) Fərz edək ki, $\boldsymbol{k > 1}$ -dir. Bu şərtdən $\frac{U_1}{U_2} > 1$, buradan isə $\boldsymbol{U_2 < U_1}$ alınır. Deməli, $k > 1$ olması, ikinci dolaqdakı gərginliyin birinci dolaqdakı gərginlikdən kiçik olması deməkdir. Deməli, bu halda birinci dolağa qoşulmuş yüksək gərginlik ikinci dolaqda kiçik gərginliyə çevrilir. Yüksək gərginliyi kiçik gərginliyə çevirən transformator alçaldıcı transformator adlanır.

Dediklərimizdən aydın olur ki**, transformatorun alçaldıcı olması üçün transformasiya əmsalı *k* >1 olmalıdır.**

$\boldsymbol{k > 1}$ olması, həm də $\frac{N_1}{N_2} > 1$ olması deməkdir. Bu isə $\boldsymbol{N_2 < N_1}$ olması, yəni ikinci dolaqdakı sarğıların sayının birinci dolaqdakı sarğıların sayından az olması deməkdir. Deməli, transformatorun alçaldıcı olması üçün ikinci dolaqdakı sarğıların sayı birinci dolaqdakı sarğıların sayından az olmalıdır.

2) Fərz edək ki, $\boldsymbol{k < 1}$ – dir. Bu şərtdən $\boldsymbol{U_2 > U_1}$ alınır, yəni transformator yüksəldici olur. Bu halda birinci dolağa verilmiş kiçik gərginlik ikinci dolaqda böyük gərginliyə çevrilir.

$\boldsymbol{k < 1}$ olması həm də $\frac{N_1}{N_2}$ nisbətinin vahiddən kiçik olması deməkdir. Bu isə $\boldsymbol{N_2 > N_1}$ olması, yəni ikinci dolaqdakı sarğıların sayının birinci dolaqdakı sarğıların sayından çox olması deməkdir.

Deməli, *k* < 1 olduqda, transformator yüksəldici olur.

Kiçik itkini nəzərə almasaq, enerjinin saxlanması qanununa görə ikinci dolaqdakı güc birinci dolaqdakı gücə bərabər olmalıdır, yəni $I_1U_1 \approx I_2U_2$ şərti ödənməlidir. Bu ifadədən $\boxed{\frac{\boldsymbol{U_1}}{\boldsymbol{U_2}} = \frac{\boldsymbol{I_2}}{\boldsymbol{I_1}}}$ alınar. Belə məlum olur ki, transformator vasitəsi ilə gərginliyi neçə dəfə yüksəldiriksə, cərəyan şiddətini o qədər dəfə azaltmış oluruq və ya tərsinə.

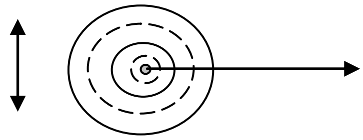
Əslində enerji itkisi mövcud olduğundan, **transformatorun faydalı iş əmsalından** danışmaq lazım gəlir. Bu halda transformatorun faydalı iş əmsalı $\boxed{\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{I_2U_2}}{\boldsymbol{I_1U_1}} \cdot \mathbf{100}\%}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{U_2}}{\boldsymbol{\varepsilon_2}} \cdot \mathbf{100}\%}$ ifadələri ilə təyin olunur.

Məlum olduğu kimi, məişətdə istifadə olunan elektrik cərəyanı elektrik stansiyalarında quraşdırılmış generatorların köməyi ilə alınır. Bu zaman generatorun rotorunun fırlanması su (su elektrik stansiyalarında) və ya buxar (istilik elektrik stansiyalarında) vasitəsilə həyata keçirilir. Alınmış elektrik cərəyanı naqillər vasitəsilə yaşayış məntəqələrinə (işlədicilərə) ötürülür. Elektrik enerjisinin ötürülməsi zamanı çalışılır ki, bu proses az itki ilə həyata keçsin.

Coul - Lens qanunundan ($Q = I^2Rt$) aydın olur ki, naqillərin qızması ilə bağlı enerji itkisini azaltmaq üçün ya naqillərin müqavimətini, ya da cərəyan şiddətini azaltmaq lazımdır. Müqaviməti azaltmaq əlverişli olmur, çünki müqaviməti azaltmaq üçün naqilin en kəsik sahəsini artırmaq lazımdır ki, bu da, məlum olduğu kimi, böyük metal sərfi deməkdir. Ona görə də, elektrik cərəyanının ötürülməsi zamanı naqillərin qızmasına sərf olunan enerji itkisini cərəyan şiddətini kiçiltmək hesabına azaltmaq daha sərfəli olur. Bu məqsədlə bilavasitə elektrik enerjisi istehsal olunan yerdə yüksəldici transformator quraşdırmaqla, gərginlik dəfələrlə böyüdülür ki, bunun da hesabına cərəyan şiddəti dəfələrlə kiçildilmiş olur. Bu cür yüksək gərginlikli elektrik cərəyanı naqillər vasitəsilə yaşayış məntəqələrinə ötürülür və istifadəçilərə verilməmişdən əvvəl isə alçaldıcı transformatorun köməyi ilə yenidən nisbətən kiçik gərginliyə çevrilir.

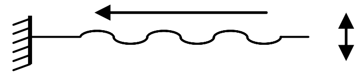
MEXANIKI DALĞALAR. SƏS.

Bildiyimiz kimi, istənilən mühitin (istər qaz, istər maye, istər də bərk) zərrəcikləri arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri mövcuddur. Ona görə də mühitin hər hansı zərrəciyinin rəqsi digər zərrəciklərin də rəqsinə səbəb olur. Məsələn, sakit su üzərinə atılmış daş suyun səthində bu cür: zərrəcikdən - zərrəciyə ötürülən rəqsi hərəkət yaradır (şəkil 274).



Şəkil 274.

Bir ucu bağlı qaytanın sərbəst ucunu aşağı – yuxarı dartıb rəqs etdirdikdə də qaytan boyunca rəqsin ötürülməsinin (yayılmasının) şahidi olarıq (şəkil 275). Bu zaman suyun səthində, həm də qaytan



Şəkil 275.

boyunca qabarıq və çöküklərin bir-birini əvəz edərək yayılması baş verir ki, belə bir mənzərə də dalğa adlanır.

Zaman keçdikcə rəqslərin mühitdə yayılması mexaniki dalğa adlanır.

Belə məlum olur ki, mexaniki dalğanın əmələ gəlməsi üçün, ilk növbədə, bərk, maye və ya qaz halında mühit olmalıdır və dalğanın yaradılması üçün mühitin zərrəcikləri rəqsi hərəkətə gətirilməlidir.

Suyun səthində əmələ gələn dalğalara baxdıqda belə fikirləşmək olar ki, daş düşən yerdə su bütün istiqamətlərdə hərəkətə gəlir, lakin dalğa yayılan yerə atılmış yüngül cisimlərin (suda batmayan) hərəkətini izləsək, onların yerlərində qalıb, yalnız yuxarı-aşağı hərəkət etdiyini görərik. Deməli, dalğa yayılarkən mühitdə maddə daşınması baş vermir. Biz mühitin hər hansı zərrəciyini rəqs etdirməklə, onu həyəcanlandırmış, yəni ona müəyyən qədər enerji vermiş oluruq. Dalğa yayılarkən məhz həmin enerjinin mühit boyunca yayılması (ötürülməsi) baş verir.

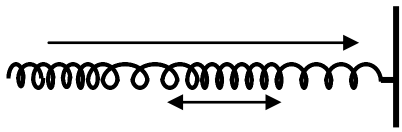
Dalğanın təyinindən aydın olur ki, o, sıx mühitdə daha tez, yəni böyük sürətlə, seyrək mühitdə isə çətin, yəni kiçik sürətlə yayılmalıdır. Vakuumda isə mexaniki dalğalar, ümumiyyətlə, yayıla bilməz, çünki bu zaman zərrəcik öz həyəcanlanma enerjisini digər zərrəciyə ötürə bilmir. Boşluqda isə mexaniki dalğanın yayılmasından söhbət belə gedə bilməz.

Dalğalar, eninə və uzununa dalğalar olmaqla, iki cür olurlar.

Əgər mühitin zərrəciklərinin rəqsi hərəkətinin istiqaməti dalğanın istiqamətinə perpendikulyar olarsa, belə dalğa eninə, rəqsi hərəkətin istiqaməti dalğanın yayılma istiqaməti ilə üst-üstə düşərsə, belə dalğa uzununa dalğa adlanır.

Suyun səthində və qaytanda yaranan dalğalar eninə dalğaya misal ola bilər.

Əgər uzun elastiki yayın bir ucunu əlimizlə sıxıb buraxsaq, yay boyunca bu zaman sıxlaşma və seyrəkləşmələr bir-birini əvəz edərək yayılıcaq. Bu dalğa uzununa dalğa olacaq (şəkil 276).



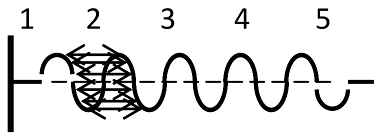
Şəkil 276.

Dalğanın yayılma prinsipindən aydın olur ki, eninə dalğanın yayılması üçün mühitin zərrəciyinin tarazlıq vəziyyətindən çıxarılması zamanı onu əvvəlki vəziyyətinə qaytaran elastiki qüvvə yaranmalıdır. Belə qüvvə isə yalnız bərk cisimlərdə yarana bildiyi üçün, eninə dalğalar maye və qaz mühitlərdə yarana bilmir. Eninə dalğalar bərk cisimlərdən başqa, həm də mayelərin səthində yarana bilir. Bu zaman eninə dalğanın yaranmasına səbəb elastiki qüvvə yox, səthi gərilmə qüvvəsi olur.

Uzununa dalğalar isə hər üç mühitdə yayıla bilir.

Dalğa uzunluğu. Suyun səthində və ya elastiki qaytanda yaranan dalğalara fikir versək, görərik ki, mühitin elə zərrəcikləri vardır ki, onlar eyni fazada rəqs edirlər, yəni koordinatları eyni zamanda maksimum, minimum və ya sıfır olur.

Mühitin eyni faza ilə rəqs edən iki qonşu zərrəciyi arasındakı məsafə dalğa uzunluğu adlanır və $\boldsymbol{\lambda}$ ilə işarə olunur.



Şəkil 277.

Şəkil 277 -də göstərilmiş 1, 2, 3, 4, 5 nöqtələri mühitin eyni faza ilə rəqs edən nöqtələri olduğundan, dalğa uzunluğu 1-2, 2-3, 3-4 və ya 4-5 nöqtələri arasındakı məsafə olacaq.

Təsvir olunan şəkildən dalğa uzunluğunun həm də dalğanın bir period ərzində yayıldığı məsafə olması aydın olur.

Deməli, **dalğa uzunluğu dedikdə, həm də dalğanın bir period ərzində yayıldığı məsafə başa düşülür**.

BS - də dalğa uzunluğunun vahidi $[\lambda] = 1m$ – dir.

Nəzərə alsaq ki, dalğa bircins mühitdə sabit sürətlə yayılır, onda dalğanın yayılma sürəti üçün $\boxed{\boldsymbol{v = \frac{\lambda}{T}}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{v = \lambda\nu}}$ alarıq.

Bu ifadələrdən dalğa uzunluğu üçün $\boxed{\boldsymbol{\lambda = vT}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\lambda = \frac{v}{\nu}}}$ alınar.

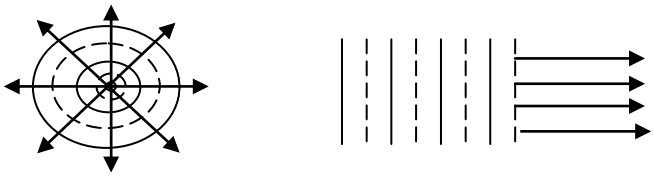
Dalğa səthi. **Mühitin eyni faza ilə rəqs edən zərrəciklərinin əmələ gətirdiyi səth dalğa səthi adlanır**.

Dalğa səthinin formasına görə dalğalar sferik və ya müstəvi dalğalar olur.

Dalğa səthinə çəkilmiş perpendikulyarlar şüa adlanır.

Şüalar dalğanın yayılma istiqamətini, yəni enerjinin ötürülmə istiqamətini göstərir.

Aşağıdakı şəkildə (şəkil 278) sferik və müstəvi dalğaların dalğa səthləri və şüalar göstərilmişdir.



Sferik dalğalar　　　　Müstəvi dalğalar

Şəkil 278.

Səs dalğaları.

İnsan qulağının quruluşu yalnız $17(20)\ - 20000\,Hs$ intervalında tezliyə malik dalğaları səs kimi qəbul etməyə imkan verir. Bu intervalda tezliyə malik olan dalğalar **akustik** və ya **səs dalğaları** adlanır.

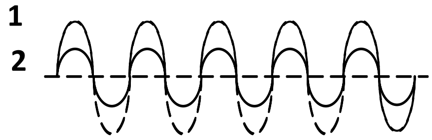
Səs dalğaları yalnız mühitdə yayıla bilən tipik mexaniki dalğalara misaldır. Vakuumda və ya mühitsiz fəzada səs dalğaları yayıla bilməz.

Mühitin sıxlığı artdıqca, səsin yayılma sürətid də artır. Məsələn, $20°S$ temperaturda səsin havada yayılma sürəti təqribən $340\frac{m}{san}$, suda yayılma sürəti təqribən $1500\frac{m}{san}$, dəmirdə yayılma sürəti isə təxminən $5000\frac{m}{san}$ – dir.

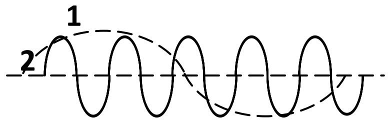
Səsin yayılma sürəti eyni bir mühit üçün, aydındır ki, həm də mühitin temperaturundan asılı olmalıdır. Temperatur artdıqca, səsin mühitdə yayılma sürəti də artır. Səs hər üç mühitdə yayıla bildiyi üçün uzununa dalğadır.

Səslər gurluğuna və ucalığına (tonuna) görə bir - birindən fərqlənirlər.

Gur səs - amplitudu böyük olan səsə deyilir. Məsələn, şəkil 279 -də təsvir olunmuş 1 dalğasına uyğun səsin gurluğu amplitudu böyük olduğu üçün 2 dalğasına uyğun səsin gurluğundan böyükdür.



Şəkil 279.

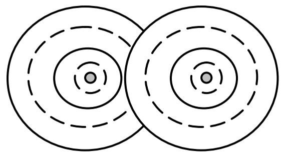


Şəkil 280.

Səsin ucalığı (tonu) isə onun tezliyi ilə müəyyən olunur. **Tezliyi böyük olan səs uca səs adlanır.** Şəkil 280 - də təsvir olunmuş, tezliyi böyük olan 2 dalğasına uyğun səsin ucalığı (tonu) 1 dalğasına uyğun səsin ucalığından (tonundan) böyükdür.

Dalğaların interferensiyası.

Əgər mühitdə, şəkil 281 - da göstərildiyi kimi, bir dalğa yox, eyni vaxtda bir neçə dalğa yayılarsa, onda bu dalğaların üst-üstə düşməsi nəticəsində qabarıq və çöküklərin paylanma mənzərələri dəyişə bilir, yəni dalğaların kəsişdiyi yerdə onların bir – birini gücləndirməsi və ya zəiflətməsi baş verə bilir. Dalğaların toplanması nəticəsində dayanıqlı dalğa mənzərəsi (qabarıq və çöküklərin dəqiq təkrarlanması) o zaman yarana bilir ki, yayılan dalğalar eyni tezliyə və sabit fazalar fərqinə malik olsunlar.



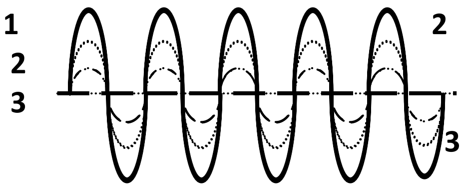
Şəkil 281.

Eyni tezliyə və sabit fazalar fərqinə malik dalğalar koherent dalğalar adlanır.

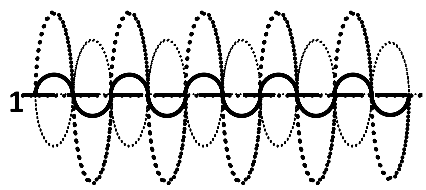
Deməli, **koherent dalğaların toplanması nəticəsində amplitudu zamandan asılı olaraq dəyişməyən dalğa mənzərəsi yaranır. Dalğaların bu cür toplanması interferensiya adlanır.**

Koherent dalğaların toplanması zamanı dalğaların bir-birini gücləndirməsi və yaxud da zəiflətməsi baş verir. Bu zaman əgər bir dalğanın qabarığı digər dalğanın qabarığı ilə, çöküyü isə digərinin çöküyü ilə üst-üstə düşərsə, onda dalğaların bir-birini gücləndirməsi baş verir, yəni yekun dalğa daha dərin qabarığa və çöküyə malik olur (şəkil 282). Bir dalğanın qabarığı digər dalğanın çöküyünün üzərinə düşəndə isə (şəkil 283) onların bir-birini zəiflətməsi baş verir.

Şəkil 282 və 283 - də təsvir olunmuş 2 və 3 dalğaları toplanan, 1 dalğası isə yekun dalğadır.



Şəkil 282.

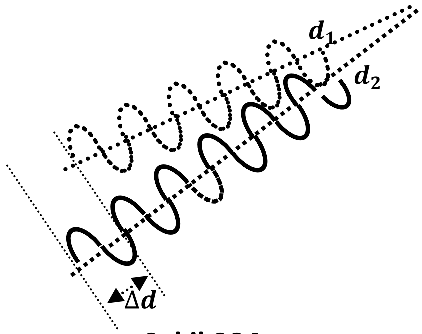


Şəkil 283.

İnterferensiya zamanı dalğaların bir-birlərini gücləndirməsi şərti maksimumlar şərti adlanır.

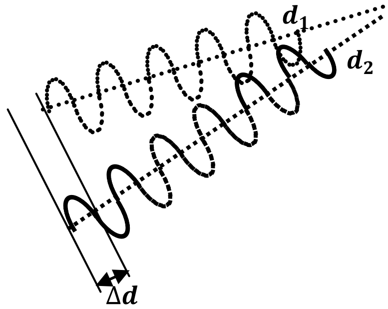
Şəkil 284- dən göründüyü kimi, belə toplanma üçün, yəni **dalğaların qabarıq və çöküklərinin üst-üstə düşməsi üçün dalğaların yollar fərqi tam sayda dalğa uzunluğuna bərabər olmalıdır**.

Əgər görüşənə qədər birinci dalğa $\boldsymbol{d_1}$, ikinci dalğa $\boldsymbol{d_2}$ qədər yol gedibsə, onda dalğaların yollar fərqi $\Delta \boldsymbol{d}$ olacaq . Maksimumlar şərtinin alınması üçün $\boxed{\Delta \boldsymbol{d} = \boldsymbol{k\lambda}}$ olmalıdır.



Şəkil 284.

Birinci dalğanın qabarığının ikinci dalğanın çöküyünün üzərinə düşməsi üçün, yəni minimumlar şərtinin alınması üçün isə, şəkil 285-dən göründüyü kimi, yollar fərqi $\Delta \boldsymbol{d}$ yarımdalğa uzunluğuna və ya onun tək sayda misillərinə bərabər olmalıdır: $\boxed{\Delta \boldsymbol{d} = (\boldsymbol{2k+1})\frac{\lambda}{2}}$ (burada $k = 0, 1, 2,$ 3 … … … -ə bərabər ədədlərdir).



Şəkil 285.

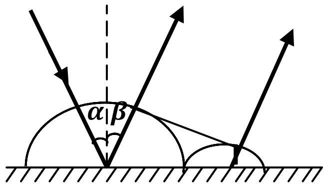
Dalğaların əks olunması və sınması. Hügens prinsipi.

Bircins mühitdə yayılan dalğa iki mühiti ayıran sərhəddə çatdıqda, onun qayıtması (əgər həmin mühit qeyri - şəffafdırsa) və ya sınaraq ikinci mühitə daxil olması (əgər ikinci mühit şəffafdırsa) hadisələri baş verir. Dalğaların həm sınması, həm də qayıtması dalğalar üçün ümumi sayılan Hügens prinsipi üzrə baş verir. Bu prinsipə əsasən, **mühitin həyəcanlanma çatan hər bir zərrəciyi yeni dalğa mənbəyinə çevrilir.**

Hügens prinsipinə əsasən, qeyri-şəffaf ikinci mühitdən əks olunma halı üçün dalğa səthini qursaq, iki qayıtma qanunu alarıq.

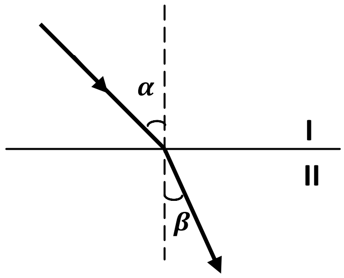
I qayıtma qanununa əsasən **qayıtma bucağı düşmə bucağına bərabər olur** ($\boxed{\angle\alpha = \angle\beta}$), yəni **dalğa iki mühiti ayıran sərhəddə hansı bucaq altında düşürsə, həmin bucaq altında da geri qayıdır.**

Düşmə bucağı dedikdə, düşən şüa ilə iki mühiti ayıran sərhəddə çəkilmiş perpendikulyar arasında qalan bucaq, qayıtma bucağı dedikdə isə həmin perpendikulyarla qayıdan şüa arasındakı bucaq başa düşülür (şəkil 286).



Şəkil 286.

II qayıtma qanununa əsasən isə **düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə çəkilmiş perpendikulyar hər üçü bir müstəvi üzərində olur** .



Şəkil 287.

İkinci mühit düşən dalğalar üçün şəffaf olduqda isə dalğalar sınaraq, ikinci mühitə keçir (şəkil 287). Bu halda da Hüğens prinsipinə əsasən sınan şüaların yolunu qursaq, görərik ki:

- **düşmə bucağının sinusunun sınma bucağının sinusuna nisbəti verilmiş mühitlər üçün sabit kəmiyyət olub, dalğanın birinci mühitdə yayılma sürətinin ikinci mühitdəki sürətinə nisbətinə bərabərdir (*I sınma qanunu*).**

- **düşən şüa, sınan şüa və düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə çəkilmiş perpendikulyar hər üçü bir müstəvi üzərində yerləşir (*II sınma qanunu*).**

Düşmə bucağının sinusunun sınma bucağının sinusuna nisbəti $\boldsymbol{n}$ ilə işarə olunur və sındırma əmsalı adlanır ($\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \boldsymbol{n}}$). Belə məlum olur ki, **sındırma əmsalı - düşmə bucağından asılı olmayan və verilmiş hər iki mühit üçün sabit olan kəmiyyətdir**.

Asanlıqla göstərmək olar ki, bu nisbət dalğanın birinci mühitdə yayılma sürətinin ikinci mühitdə yayılma sürətinə nisbətinə bərabərdir, yəni $\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} = \boldsymbol{n}}$.

Burada $\boldsymbol{\beta}$ **-** sınma bucağı olub, sınan şüa ilə düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə çəkilmiş perpendikulyar arasındakı bucaqdır.

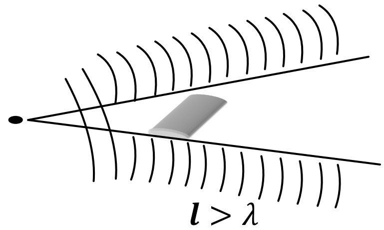
Dalğaların difraksiyası.

Bəzən dalğaların mühitdə yayılaraq, hər hansı maneəyə çatması maraqlı hadisə ilə müşayiət olunur. Bu zaman dalğa əyilərək maneəni aşa, yəni onun arxasına keçə bilir. Dalğaların difraksiyası adlanan bu hadisə maneənin ölçüsü dalğanın uzunluğu ilə müqayisədə kiçik və ya ona bərabər olan halda baş verir.

Belə çıxır ki, difraksiya zamanı dalğa düz xətt boyunca yayılmadan kənara çıxır.

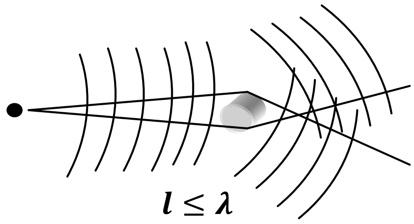
Əgər maneənin $\boldsymbol{l}$ ölçüsü dalğa uzunluğundan böyükdürsə $(\boldsymbol{l} > \lambda)$, onda dalğa maneəni aşa bilmir və nəticədə onun arxasında kölgə əmələ gətirir (şəkil 288).

$\boldsymbol{l} \leq \boldsymbol{\lambda}$ olduqda isə dalğa əyilərək maneənin arxasına keçir (şəkil 289).



$\boldsymbol{l} > \lambda$

Şəkil 288.



$\boldsymbol{l} \leq \boldsymbol{\lambda}$

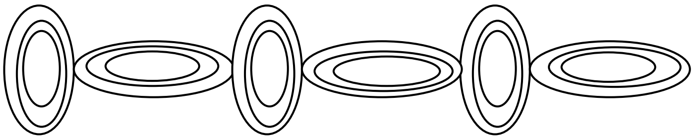
Şəkil 289.

Aydın olur ki, dalğanın uzunluğu nə qədər böyük olarsa, onun difraksiya etmək qabiliyyəti də o qədər böyük olar. Məsələn, səs dalğalarının havada yayılma sürətinə ($v = 340\frac{m}{san}$) və tezliyinə ($\boldsymbol{\nu}$ = $17 - 20000\ Hs$) görə dalğa uzunluğunu tapsaq, $\lambda = 2\ sm\ - 20\ m$ olar. Deməli, səs alğaları havada ölçüsü $20\ m$ – ə qədər maneələri sərbəst aşmaqla, onların arxasında yayıla bilir.

ELEKTROMAQNİT DALĞALARI.

Bildiyimiz kimi, Maksvell nəzəriyyəsinə görə fəzanın hər hansı nöqtəsində maqnit sahəsinin zamana görə dəyişməsi zamana görə dəyişən elektrik sahəsi yaradır ki, elektrik sahəsinin də zamana görə dəyişməsi öz növbəsində yenidən zamana görə dəyişən maqnit sahəsi yaradır və s. Beləliklə də, fəzada elektrik və maqnit sahələrinin bir-birini əvəz edərək, yayılması prosesi baş verir. Bu proses elektromaqnit dalğası adlanır. Belə çıxır ki, fəzanın hər hansı yerində elektromaqnit dalğası yaratmaq üçün həmin yerdə zamana görə dəyişən elektrik və ya maqnit sahəsi yaratmaq kifayətdir.

Dəyişən maqnit sahəsinin yaratdığı elektrik sahəsinin də burulğanlı sahə (qüvvə xətləri qapalı) olduğunu nəzərə alsaq, onda elektromaqnit dalğasının əmələ gəlməsini şəkil 290 - dakı formada təsvir etmək olar.



Şəkil 290.

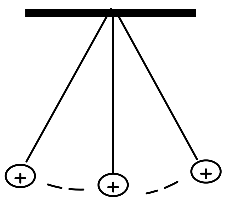
Zaman keçdikcə dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin bir-birini əvəz edərək fəzada yayılması elektromaqnit dalğası adlanır.

Göründüyü kimi, mexaniki dalğalardan fərqli olaraq, elektromaqnit dalğalarının yaranması üçün mühitin olması vacib deyil. Başqa sözlə desək, elektromaqnit dalğaları vakuumda (boşluqda), həm də mühitdə yayıla bilən dalğalardır.

Bəs, elektromaqnit dalğasını yaradan dəyişən maqnit və ya dəyişən elektrik sahələrini necə yaratmaq olar? Bilirik ki, sükunətdə olan yük ətrafında elektrik sahəsi yaradır. Yükün hərəkəti zamanı isə elektrik sahəsi ilə yanaşı, həm də maqnit sahəsi yaranır. Bərabərsürətli hərəkət edən yük ətrafında zamana görə dəyişməyən sabit maqnit sahəsi yaradır. Hərəkətdə olan yükün dəyişən maqnit sahəsi yaratması üçün o, dəyişənsürətli, yəni təcilli hərəkət etməlidir. Bu zaman təcillə hərəkət edən yükdən ətrafa elektromaqnit dalğası yayılacaq.

Deməli, **elektromaqnit dalğasının alınması üçün yüklü zərrəciyi təcillə hərəkət etdirmək lazımdır**.

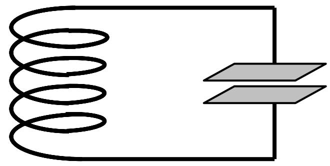
Bilirik ki, istənilən çevrə üzrə və ya çevrə qövsü üzrə hərəkət təcilli hərəkətdir. Onda belə çıxır ki, ipdən asılmış kürənin yaratdığı mexaniki rəqslərə oxşar olaraq, elektromaqnit rəqsləri almaq üçün ipdən asılmış yüklü zərrəciyi rəqs etdirmək kifayətdir (şəkil 291). Aydındır ki, yaranmış



Şəkil 291.

elektromaqnit rəqslərinin fəzada yayılması, yəni elektromaqnit dalğalarının alınması üçün rəqslərin enerjisi kifayət qədər böyük olmalı, daha dəqiq desək, elektromaqnit rəqsləri böyük tezliyə malik olmalıdır. İpdən asılmış yüklü zərrəciyi rəqs etdirməklə isə böyük tezliyə malik olan, yəni fəzada yayıla bilən elektromaqnit dalğaları almaq mümkün deyil.

İnformasiyanı (səsi və ya şəkili) uzaq məsafələrə ötürməyə imkan verə bilən, yəni böyük məsafələrə yayıla bilən elektromaqnit dalğaları almaq üçün rəqs konturundan istifadə edilir (şəkil 292). Rəqs konturunda baş verən hadisələri yada salsaq, görərik ki, kondensatorun boşalması zamanı onun elektrik sahəsinin enerjisi zamana görə azalaraq, sarğacda zamana görə artan maqnit sahəsi yaradır. Daha sonra maqnit sahəsinin enerjisinin azalması yenidən kondensatorda elektrik sahəsinin enerjisinin artmasına səbəb olur və bu proses təkrarlanır. Belə çıxır ki, əslində bu zaman rəqs konturunda elektromaqnit rəqsləri yaranır. Rəqs konturu qapalı olduğundan yaranmış rəqslər fəzaya şüalana bilmir. Başqa sözlə desək, rəqs konturu qapalı olduğundan elektrik sahəsinin enerjisi kondensatorun lövhələri arasından, maqnit sahəsinin enerjisi isə sarğacın dolaqları arasından kənara çıxa bilmir. Ətrafa yayıla bilən elektromaqnit rəqsləri almaq üçün, aydındır ki, rəqs konturu açıq olmalıdır.



Şəkil 292.

Konturda yaranan elektromaqnit rəqslərinin teziliyi üçün $\omega_o \quad \frac{1}{\sqrt{LC}}$ şəklində düstur almışdıq. Düsturdan məlum olur ki, açıq rəqs konturunda kondensatorun tutumunu və sayğacın induktivliyini kiçiltməklə, uzaq məsafəyə yayıla bilən böyük tezlikli elektromaqnit rəqsləri almaq mümkündür.

$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_o S}{d}$ ifadəsinə uyğun olaraq, kondensatorun tutumunu, onun köynəkləri arasındakı məsafəni maksimum böyütmək və lövhələrin sahəsini düz naqillə əvəz olunanadək kiçiltməklə azaltmaq olar.

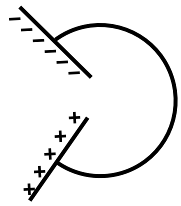
Sarğacın induktivliyinin $\boxed{\boldsymbol{L = \mu_o \mu n^2 lS}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{L = \mu_o \mu n^2 V}}$ kimi təyin olunduğu məlumdur.

Burada $\boldsymbol{\mu_o}$ - maqnit sabiti, $\boldsymbol{\mu}$ - mühitin maqnit nüfuzluğu, $\boldsymbol{n}$ - sarğacın dolaqlarının sayı, l, S, və V - uyğun olaraq sarğacın uzunluğu, en kəsik sahəsi və həcmidir.

Onda $L = \mu_o \mu n^2 V$ ifadəsinə uyğun olaraq, sarğacın induktivliyini onun sarğılarının sayını maksimum azaltmaqla, yəni onu düz naqillə əvəz etməklə, kiçiltmək olar.

Düz naqillə əvəz olunmuş kondensatorun köynəklərini kor bucaq altında açdıqda, açıq rəqs konturu almış oluruq ki (şəkil 293), bunun da köməyi ilə kifayət qədər böyük məsafəyə yayıla bilən yüksək tezlikli (böyük enerjili) elektromaqnit rəqsləri almaq olur.

Hers bu cür açıq rəqs konturunun köməyi ilə elektromaqnit dalğaları ala bilmiş, onu müəyyən məsafəyə şüalandırmış və özünün quraşdırdığı qəbuledicinin köməyi ilə şüalanmış elektromaqnit dalğalarını həm də qəbul edərək, qeydə ala bilmişdir. Popov isə elektromaqnit dalğalarının köməyi ilə ilk dəfə iki gəmi arasında radiorabitə yarada bilmişdir.



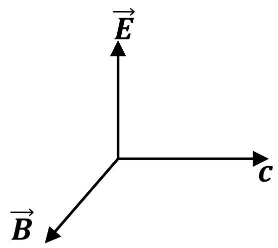
Şəkil 293.

Elektromaqnit şüalanma selinin sıxlığı.

Mexaniki dalğalar kimi, elektromaqnit dalğalarının da fəzada yayılması, əslində enerji daşınması deməkdir. Bu zaman elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri biri-birini əvəz edərək fəzada yayılırlar. Elektrik və maqnit sahələrinin rəqslərinin istiqaməti biri-birinə perpendikulyar olub, hər ikisi də dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olduğundan, elektromaqnit dalğaları eninə dalğa hesab olunur (şəkil 294). Elektromaqnit dalğalarında elektrik və maqnit sahələrinin rəqsləri fazaca üst - üstə düşür, yəni onların fazalar fərqi sıfıra bərabərdir.

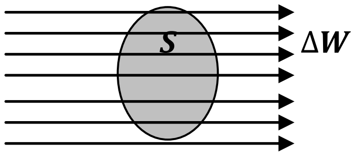
Elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti vakuumda ən böyük olub, $300000 \frac{km}{san} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{san}$ – yə bərabərdir.

Bu sürət ***« c »*** ilə işarə olunur.



Şəkil 294.

Elektromaqnit dalğalarının daşıdığı enerjini xarakterizə edən parametr şüalanma selinin sıxlığı adlanır və ***« I»*** ilə işarə olunur. Fərz edək ki, şüaların yoluna perpendikulyar qoyulmuş, sahəsi S olan sferik səth verilmişdir (şəkil 295). Əgər Δt müddətində bu səthin S sahəsindən keçən dalğaların daşıdığı enerji ΔW olarsa, onda şüalanma selinin sıxlığı $\boxed{I = \frac{\Delta W}{S\,\Delta t}}$ olacaq.



Şəkil 295.

Belə çıxır ki, **şüalanma selinin sıxlığı – vahid zamanda konturun vahid səthindən keçən enerjinin miqdarıdır**.

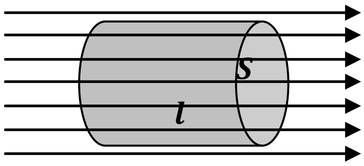
Alınmış ifadəni $\boxed{I = \frac{P}{S}}$ kimi də yazmaq olar.

Burada, P – elektromaqnit şüalanmasının gücüdür.

BS -də şüalanma selinin sıxlığının vahidi $[I] = 1\frac{C}{m^2 san}$ və ya $[I] = 1\frac{Vt}{m^2}$.

Enerji sıxlığının $w = \frac{W}{V}$ fadəsindən istifadə etməklə, şüalanma selinin sıxlığı üçün həm də $I = \frac{w\,V}{S\,\Delta t} = \frac{w\,S\,c\,\Delta t}{S\Delta t} = wc$ alarıq (burada $V = Sl$ və $l = c\Delta t$ olması nəzərə alınmışdır)(şəkil 296).

Sonuncu ifadədən aydın olur ki, şüalanma selinin sıxlığı enerji sıxlığı ilə dalğaların vakuumda yayılma sürətinin hasilinə bərabərdir ($\boxed{I = wc}$).



Şəkil 296.

İndi də şüalanma selinin sıxlığının nələrdən asılı olduğunu aydınlaşdıraq. $I = \frac{\Delta W}{S\,\Delta t}$ ifadəsində nöqtəvi mənbə üçün $S = 4\pi r^2$ olduğunu nəzərə alsaq, $\boxed{I = \frac{\Delta W}{4\pi\,\Delta t} \cdot \frac{1}{R^2}}$ alarıq.

Belə çıxır ki, **şüalanma selinin sıxlığı şüalanma mənbəyindən olan məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir** ($I \sim \frac{1}{R^2}$).

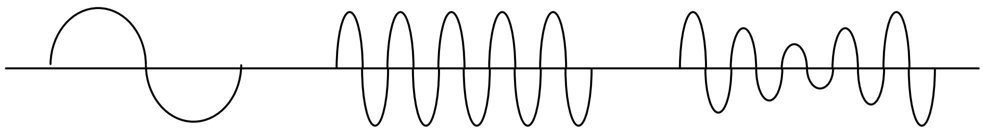
Elektromaqnit şüalanmasının yaranması üçün yüklü zərrəciyin hərəkətinin təcilli olmasının əsas şərt olduğunu və təcilin də ω_o^2 ilə mütənasib olduğunu nəzərə alsaq, elektrik sahəsinin intensivliyinin və maqnit induksiya vektorlarının ayrılıqda ω -ın kvadratı ilə, birlikdə isə ω –ın dördüncü dərəcəsi ilə ilə mütənasib olması nəticəsinə gəlmək olar.

Deməli, **şüalanma selinin sıxlığı tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə mütənasibdir** $\boxed{I \sim \omega_o^4}$.

Elektromaqnit rəqslərinin modullaşması.

Bildiyimiz kimi, səs rəqsləri alçaq tezlikli $(17 - 20000\, Hs)$ rəqslərdir. Ona görə də, səs rəqslərinin daşıdığı enerji kiçik olur və onlar uzaq məsafəyə yayıla bilmir. Praktikada alçaq tezlikli rəqsləri yüksək tezlikli elektromaqnit rəqslərinin köməyi ilə uzaq məsafəyə ötürürlər. Bu proses modullaşma adlanır.

Şəkil 297 - də adı çəkilən dalğaların təsviri verilmişdir. Tezliyə və ya amplituda görə modullaşma mümkündür. Amplituda görə modullaşmada elektromaqnit dalğalarına təsir edərək onun amplitudunu səsin amplituduna uyğunlaşdırırlar.



Alçaq tezlikli səs dalğaları **Yüksək tezlikli elektromaqnit dalğaları** **Modullaşmış dalğalar**

Şəkil 297.

Beləliklə, yüksək tezliyi özündə saxlayan elektromaqnit dalğaları, həm də səsin parametrlərini özündə daşıyır. Bu cür modullaşmış elektromaqnit dalğaları fəzaya şüalandırılır və qəbuledicinin antennasına çataraq, orada səs rəqsləri yüksək tezlikli elektromaqnit rəqslərindən ayrılır. Bu proses detektəetmə adlanır. Detektəetmə zamanı əsas funksiyanı birtərəfli keçiriciliyə malik diod və ya iki elektrodlu elektron lampası yerinə yetirir.

Optika - fizikanın işıq hadisələrindən bəhs edən bölməsidir.

İşıq nədir? Uzun illər işığın təbiətinə dair iki paralel nəzəriyyə mövcud olub. Bu nəzəriyyələrdən birinə görə işıq zərrəciklər seli (nəzəriyyənin banisi məhşur Nyuton idi), digərinə görə isə işıq dalğa kimi (dalğa nəzəriyyəsinin banisi isə Hügens idi) qəbul olunurdu. Sonradan işığın interferensiya və difraksiya edə bilməsinin müşahidə edilməsi onun dalğa təbiətli olmasını sübut etdi. İşığın sürətinin təyin olunması isə onun vakuumda $300000\frac{km}{san}$ sürətlə yayıldığını göstərdi ki, bu da dalğa nəzəriyyəsinin tam qələbəsini təmin etməklə, işığın elektromaqnit dalğaları olmasını sübut etdi.

Daha sonra işığın şüalanmasının və ya udulmasının öyrənilməsi onun özünü zərrəciklər seli kimi aparmasını göstərdi. Belə ki, işığın porsiyalarla udulmasını və porsiyalarla şüalanmasını dalğa nəzəriyyəsinə görə izah etmək mümkün olmadı. Ona görə də, qəbul olundu ki, interferensiya və difraksiya etməklə dalğa təbiətli olmasını sübut edən işıq, şüalanma və udulma zamanı özünü zərrəciklər seli kimi aparır. Beləliklə də məlum oldu ki, işıq ikili təbiətə (dualizm təbiətinə) malikdir, yəni o, həm dalğadır, həm də zərrəciklər selidir. İşıq zərrəciyi foton və ya kvant adlanır.

Hal-hazırda qəbul olunub ki, bu xassə təkcə işığa yox, bütün mikroaləmə aiddir. Məsələn, elə hadisələr vardır ki, onları izah etmək üçün zərrəcik kimi qəbul etdiyimiz elektrona dalğa kimi baxmaq lazım gəlir.

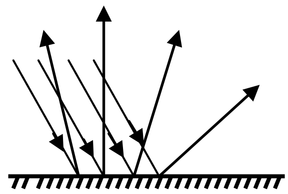
İşığın əks olunması və sınması.

Bu hadisələri öyrənərkən biz işığı dalğa kimi qəbul edəcəyik.

İşığın əks olunması. Verilmiş mühitdə yayılan işıq qeyri-şəffaf mühitin sərhəddinə çatarkən işığın qayıtması hadisəsi baş verir. Mexaniki dalğalardan fərqli olaraq, işığın qeyri-şəffaf mühitin sərhəddində iki cür qayıtması baş verir. Birinci qayıtma diffuz qayıtma və ya səpilmə adlanır.

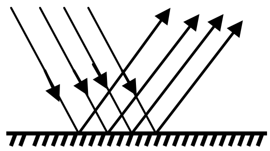
Diffuz qayıtma o zaman baş verir ki, səthin kələ-kötürlüyünün ölçüsü səthə düşən işığın dalğa uzunluğundan böyük olsun.

Diffuz qayıtma zamanı səthə düşən paralel işıq dəstəsi səthdən bütün mümkün istiqamətlərdə əks olur (şəkil 298). Ona görə də, bu cür qayıtma həm də səpilmə adlanır.



Şəkil 298.

İkinci qayıtma isə **güzgü qayıtma** adlanır. İşığın güzgü qayıtması zamanı səthə paralel dəstə şəklində düşən işıq paralel dəstə şəklində də əks olunur (şəkil 299). Belə qayıtma hamar səthlər halında, yəni səthin kələ - kötürlüyünün ölçüsü işığın dalğa uzunluğundan kiçik olan halda baş verir.



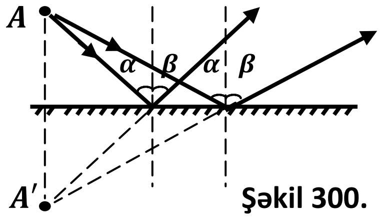
Şəkil 299.

Şüaları güzgü əks etdirən səthlər güzgü səthlər və ya sadəcə olaraq güzgü adlanır. Əgər güzgü səth müstəvi formasındadırsa, belə güzgü müstəvi güzgü, sferik seqment formasındadırsa, belə güzgü sferik güzgü adlanır.

Güzgülər üzərinə düşən işıq dəstəsini paralel dəstə şəklində əks etdirdiyinə görə onlar cismin xəyalını verir.

Əgər güzgüdən əks olunan şüaların özləri kəsişirsə, belə halda güzgüdə cismin həqiqi xəyalı, şüaların özləri yox, uzantıları kəsişirsə, belə halda güzgüdə cismin mövhumi xəyalı alınır.

Güzgüdə nöqtənin xəyalını qurmaq üçün ondan gələn ən azı iki şüanın yolunu bilmək lazımdır. Bunları nəzərə almaqla, müstəvi güzgüdə nöqtənin xəyalını quraq. Bunun üçün $\boldsymbol{A}$ nöqtəsindən güzgüyə iki şüa göndərək və qayıtma qanununa görə əks olunan şüaların yolunu quraq (şəkil 300). Bu şüaların səpələnməsinin şahidi olarıq. Aydındır ki, şüaların özləri kəsişməyən halda onların uzantıları kəsişməlidir, yəni müstəvi güzgüdə cismin mövhumi xəyalı alınmalıdır.



Şəkil 300.

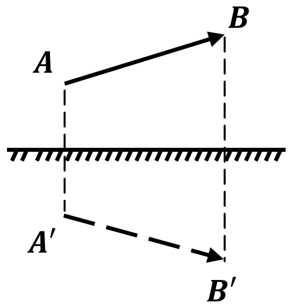
Deyilənləri nəzərə almaqla, $\boldsymbol{A}$ nöqtəsinin xəyalının $\boldsymbol{A'}$ nöqtəsi olduğunu görərik.

Əgər nöqtədən güzgüyə qədər

olan məsafəni $\boldsymbol{d}$ ilə, xəyaldan güzgüyə qədər olan məsafəni isə $\boldsymbol{f}$ ilə işarə etsək, asanlıqla müəyyən edə bilərik ki, $\boxed{\boldsymbol{f = d}}$ - dir.

Belə məlum olur ki, xəyaldan güzgüyə qədər olan məsafə nöqtədən güzgüyə qədər olan məsafəyə bərabərdir. Başqa sözlə desək, **müstəvi güzgüdə cisim və onun xəyalı güzgüyə nəzərən tam simmetrik yerləşir.**

İndi də müstəvi güzgüdə cismin xəyalını quraq (şəkil 301). Cismin xəyalını qurmaq üçün simmetriklik şərtindən istifadə etməklə, onun uc nöqtələrinin xəyallarını qurmaq kifayətdir.



Şəkil 301.

Şəkildən $\boxed{\boldsymbol{H = h}}$ olması görünür, yəni **müstəvi güzgüdə cismin özü boyda xəyalı alınır. Bu zaman alınan xəyal həm də düzünə olur** ($\boldsymbol{h}$ **-** cismin, $\boldsymbol{H}$ isə **-** xəyalın ölçüsüdür).

İşığın sınması. İkinci mühit şəffaf olan halda işıq sınaraq ikinci mühitə daxil olur. Bu hadisə sınma hadisəsi adlanır. Mexaniki dalğalarda olduğu kimi, sınma qanununa görə $\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \boldsymbol{n} = \frac{v_1}{v_2}}$ olmalıdır.

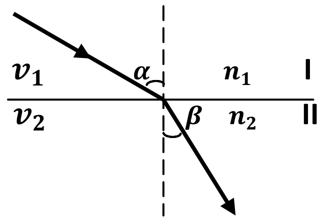
Sındırma əmsalı adlandırdığımız $\boldsymbol{n}$, əslində, nisbi sındırma əmsalıdır. **Nisbi sındırma əmsalı dedikdə, ikinci mühitin birinci mühitə nisbətən sındırma əmsalı başa düşülür** və $\boxed{\boldsymbol{n} = \frac{n_2}{n_1}}$ kimi təyin edilir (şəkil 302).

Nisbi sındırma əmsalının vahidi yoxdur.

Mühitin vakuuma nisbətən sındırma əmsalı mütləq sındırma əmsalı adlanır.

Vakuumun mütləq sındırma əmsalı $n = 1$, havanın mütləq sındırma əmsalı isə $n \approx 1$ - dir. Ona görə də işığın sınmasını öyrənərkən havanı vakuum kimi qəbul etmək mümkündür.

Mütləq sındırma əmsalı böyük olan mühit optik sıxlığı çox olan mühit adlanır və ya əksinə.



Şəkil 302.

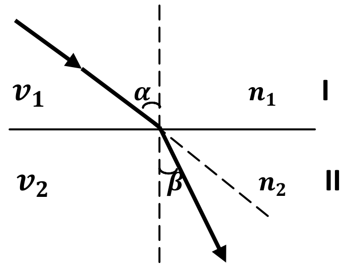
Dediklərimizdən aydın olur ki, **nisbi sındırma əmsalı dedikdə, ikinci mühitin mütləq sındırma əmsalının birinci mühitin mütləq sındırma əmsalına**

nisbəti başa düşülür.

Bunu nəzərə almaqla, sınma qanununu $\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{v_1}{v_2}=\frac{n_2}{n_1}}$ şəklində yazmaq olar.

İki müxtəlif hala baxaq:

1) Fərz edək ki, işıq optik sıxlığı az olan mühitdən optik sıxlığı çox olan mühitə keçir, yəni $\boxed{n_2 > n_1}$ - dir. Onda sınma qanununda $\frac{n_2}{n_1} > 1$ və yaxud da $\frac{v_1}{v_2} > 1$ olm alıdır. Buradan isə $\boxed{v_2 < v_1}$ alınar. Belə çıxır ki, işıq ***optik sıxlığı az olan mühitdən optik sıxlığı çox olan mühitə keçərkən onun sürəti azalır***.



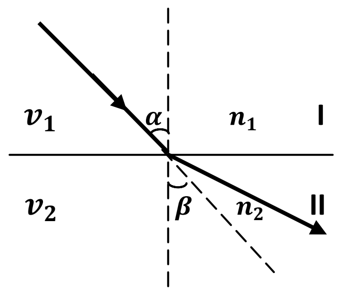
Şəkil 303.

$\frac{n_2}{n_1} > 1$ olması, həm də $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} > 1$ olması deməkdir. Buradan isə $\sin\alpha > \sin\beta$, $\boxed{\alpha > \beta}$ və ya $\boxed{\beta < \alpha}$ (bucaqlar I rübün bucaqları olduğu üçün) alınar (şəkil 303).

Deməli, **işıq optik sıxlığı az olan mühitdən optik sıxlığı çox olan mühitə keçdikdə sınan şüa düşmə nöqtəsinə endirilmiş perpendikulyara yaxınlaşır**.

2) Fərz edək ki, işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə keçir ($\boxed{n_2 < n_1}$). Onda $\frac{n_2}{n_1} < 1$ olduğu üçün, sınma qanunundan həm də $\frac{v_1}{v_2} < 1$ alarıq.

Buradan isə $\boxed{v_2 > v_1}$ alınar. Deməli, **işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə keçərkən sürəti artır**.

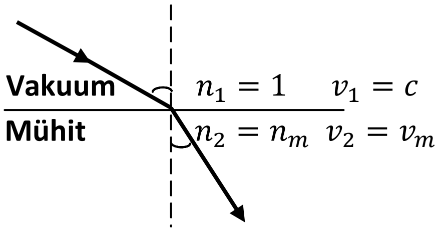


Şəkil 304.

$\frac{n_2}{n_1} < 1$ olması, həm də $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} < 1$ olması deməkdir. Bu isə $\sin\alpha < \sin\beta$, $\boxed{\alpha < \beta}$ və ya $\boxed{\beta > \alpha}$ olması deməkdir (şəkil 304).

Deməli, **işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə keçdikdə sınan şüa düşmə nöqtəsinə endirilmiş perpendikulyardan uzaqlaşır**.

Sınma qanunundan həm də mütləq sındırma əmsalının mənası aydın olur. Əgər işıq vakuumdan (havadan) hər hansı mühitə keçərsə, onda sınma qanununun $\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$ ifadəsində $v_1 = c$ və $n_1 = 1$ olduğunu nəzərə alsaq, onda sonuncu ifadəni bu şərtlər daxilində $\frac{c}{v_m} = \frac{n_m}{1}$ şəklində yazmaq olar ki, buradan da $\boxed{\boldsymbol{n_m} = \frac{c}{v_m}}$ alınar (şəkil 305).



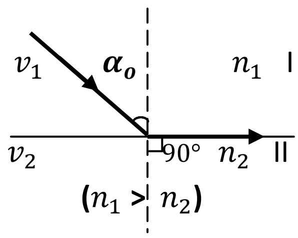
Şəkil 305.

Deməli, **mühitin mütləq sındırma əmsalı - işığın vakuumdakı sürətinin mühitdəki sürətinə nisbətinə bərabər kəmiyyətdir.** Başqa sözlə desək, **mühitin mütləq sındırma əmsalı – işığın mühitdəki sürətinin vakuumdakı sürətindən neçə dəfə kiçik olduğunu göstərən kəmiyyətdir.**

Bu ifadədən həm də $\boxed{\boldsymbol{v_m} = \frac{c}{n_m}}$ alınar. Belə çıxır ki, **işığın hər hansı mühitdəki sürətini tapmaq üçün onun vakuumdakı sürətini mühitin mütləq sındırma əmsalına bölmək lazımdır.**

Tam daxili qayıtma.

Bildiyimiz kimi, işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə keçərkən sınma bucağı düşmə bucağından böyük olur. Sınma qanununa görə düşmə bucağı böyüdükcə, sınma bucağı da böyüməlidir və **düşmə bucağının müəyyən bir qiymətində sınma bucağı $90°$ – yə bərabər olmalıdır (sınan şüa iki mühiti ayıran sərhəd boyunca sürüşməlidir) (şəkil 306). Düşmə bucağının bu qiyməti onun limit bucağı adlanır və α_o ilə işarə olunur.** Onda düşmə bucağı α_o – dan böyük olduqda, sınma bucağı $90°$ - dən də böyük olacaq. Bu isə o deməkdir ki, **düşmə bucağı onun limit qiymətindən böyük olduqda, ikinci mühitin şəffaf olmasına baxmayaraq, şüalar o mühitə daxil olmurlar və iki mühiti ayıran sərhəddən də geri qayıdırlar. Bu hadisə tam daxili qayıtma adlanır.**



Şəkil 306.

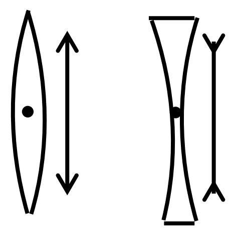
Sınma qanununun $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}$ ifadəsindən tam daxili qayıtmanın limit bucağı üçün $\boxed{\boldsymbol{\sin\alpha_o = \frac{n_2}{n_1}}}$ alınar.

Əgər optik sıxlığı az olan ikinci mühit olaraq vakuumu və ya havanı götürmüş olsaq, onda $\frac{\sin\alpha_o}{\sin 90°} = \frac{1}{n}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{\sin\alpha_o = \frac{1}{n}}}$ alarıq. Məsələn, su üçün $n = 1.33$ olduğunu nəzərə alsaq, onda suda tam daxili qayıtmanın limit bucağı üçün $\alpha_o \approx 48°$ ($\boldsymbol{\sin\alpha_o = \frac{1}{1.33}}$ = 0.7518) almış olarıq.

LİNZALAR.

Hər iki tərəfdən sferik səthlərlə hüdudlanmış şəffaf cisimlər linza adlanır.

Əgər linzanın kənarları ortasına nisbətən nazikdirsə, belə linza qabarıq linza, ortası kənarlarına nisbətən nazikdirsə, belə linza çökük linza adlanır (şəkil 307).



Şəkil 307.

Əgər sferik səthlərin təpə nöqtələri bir - birinə çox yaxındırsa və həmin nöqtələri bir nöqtə kimi qəbul etmək mümkündürsə, onda belə linza nazik linza adlanır.

Şəkil 307 -də nazik qabarıq və nazik çökük linzaların yanlarında onların şərti işarələri göstərilmişdir.

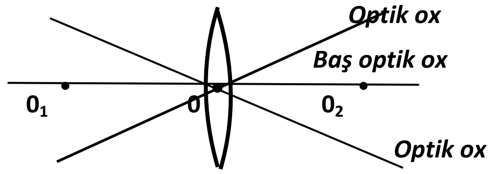
Sferik səthlərin təpə nöqtələrinin üst-üstə düşdüyü həmin nöqtə isə linzanın optik mərkəzi adlanır.

Biz əsasən nazik linzalardan istifadə edəcəyik.

Sferik səthlərin mərkəzlərindən keçən düz xətt linzanın baş optik oxu adlanır. Linzanın baş optik oxu həm də optik mərkəzdən keçir.

Optik mərkəzdən keçən digər oxlar optik oxlar adlanır.

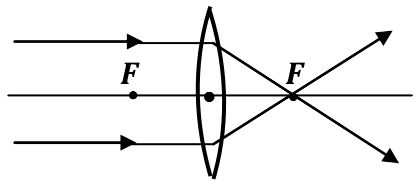
Şəkil 308 –da $\mathbf{0_1}$ və $\mathbf{0_2}$ sferik səthlərin mərkəzləri, **0** isə linzanın optik mərkəzidir.



Şəkil 308.

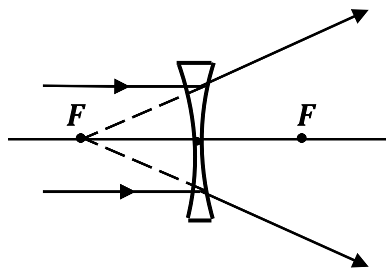
Sınma qanunundan istifadə etməklə göstərmək olar ki, baş optik oxa paralel olan şüalar qabarıq linzada sındıqdan sonra baş optik oxun üzərində hər hansı bir nöqtədə toplanırlar (belə çıxır ki, **qabarıq linza toplayıcı linzadır).**

Baş optik oxa paralel şüaların linzada sındıqdan sonra kəsişdiyi bu nöqtə linzanın fokusu adlanır. Linzanın fokusundan optik mərkəzə qədər olan məsafə linzanın fokus məsafəsi adlanır və F ilə işarə olunur. Linzanın tam simmetrik iki fokusu olur. Sındıqdan sonra şüaların özləri kəsişdiyi üçün (şəkil 309) qabarıq linzanın fokusu həqiqi olur, yəni fokus məsafəsi müsbət olur (optikada həqiqi olan müsbət, xəyali olan isə mənfi hesab olunur).



Şəkil 309.

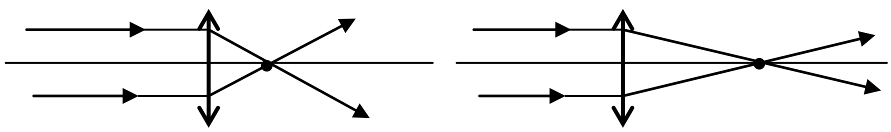
İndi də çökük linzanın baş optik oxuna paralel şüalar göndərək. Sınma qanununa görə müəyyən edə bilərik ki, bu şüalar sındıqdan sonra toplanmayıb, əksinə, səpilirlər (şəkil 310). Deməli, çökük linza səpici linzadır. Bu halda, aydındır ki, şüaların özləri yox, uzantıları kəsişməlidir. Belə sıxır ki, çökük linzanın fokusu mövhumidir, yəni fokus məsafəsi mənfidir.



Şəkil 310.

Baş optik oxa paralel şüaların linzada sındıqdan sonra uzantılarının kəsişdiyi nöqtə çökük linzanın fokusu adlanır.

Linzaların şüaları sındırma qabiliyyəti onun optik qüvvəsi adlanır və D ilə işarə olunur. Linzanın optik qüvvəsinin böyük olması, həmin linzanın şüaları yaxın məsafədə toplaması, yəni fokus məsafəsinin kiçik olması deməkdir və ya tərsinə (şəkil 311).



Şəkil 311.

Dediklərimizdən aydın olur ki, linzanın optik qüvvəsi $\boxed{\boldsymbol{D = \frac{1}{F}}}$ olmalıdır.

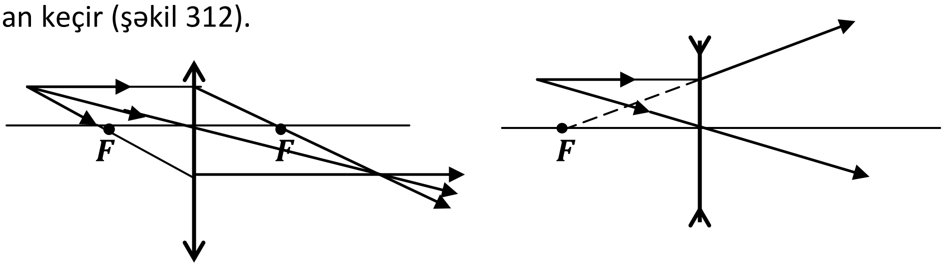
BS-də optik qüvvənin vahidi $[D] = \frac{1}{m} = m^{-1} = 1dptr$ -dır (dioptriya).

$F > 0$ olması, yəni fokusun həqiqi, linzanın toplayıcı - qabarıq olması, onun optik qüvvəsinin də müsbət olması ($D > 0$) deməkdir.

$F < 0$ olduqda isə (fokus mövhumi, linza səpici - çökük), linzanın optik qüvvəsi mənfi olur ($D < 0$) olur.

Linzada xəyalların qurulması.

Linzada nöqtənin xəyalını qurmaq üçün ən azı iki şüanın yolunu bilmək lazımdır. Bu şüalardan biri baş optik oxa paralel şüadır. Bildiyimiz kimi, bu şüa sındıqdan sonra ya özü, ya da uzantısı fokusdan keçir. İkinci şüa olaraq, fokusdan keçən şüanı götürmək olar. Aydındır ki, bu şüa sındıqdan sonra baş optik oxa paralel getməlidir. Əlavə bir şüa olaraq, optik mərkəzdən keçən şüanı da götürmək olar. Nəzərə almaq lazımdır ki, optik mərkəzdən keçən istənilən şüa sınmadan keçir (şəkil 312).

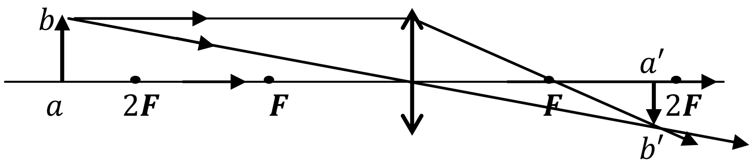


Şəkil 312.

I. Qabarıq linzada xəyalların qurulması.

1). Hesab edək ki, **cisim ikiqat fokusdan uzaq məsafədə yerləşir**, yəni $\boxed{\boldsymbol{d} > 2\boldsymbol{F}}$ - dir (şəkil 313).

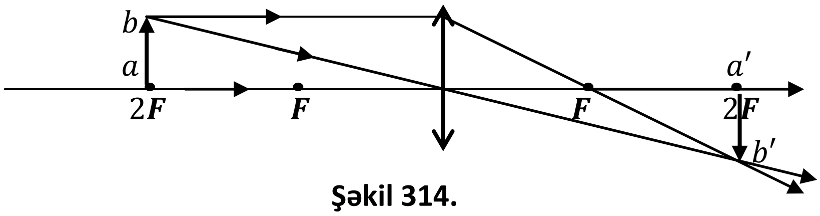
Burada $\boldsymbol{d}$ cisimdən linzaya qədər olan məsafədir.



Şəkil 313.

Yolları artıq bizə məlum olan şüalardan istifadə etməklə, göstərə bildik ki, bu zaman cismin həqiqi, kiçildilmiş ($\boxed{H < h}$) və tərsinə xəyalı alınır. Alınan xəyal fokusla ikiqat fokusun arasında yerləşir, yəni $\boxed{F < f < 2F}$ olur (burada H və h - uyğun olaraq, xəyalın və cismin ölçüləri, f - isə - xəyaldan linzaya qədər olan məsafədir).

2). Cisim ikiqat fokusda yerləşir ($\boxed{d = 2F}$) (şəkil 314).

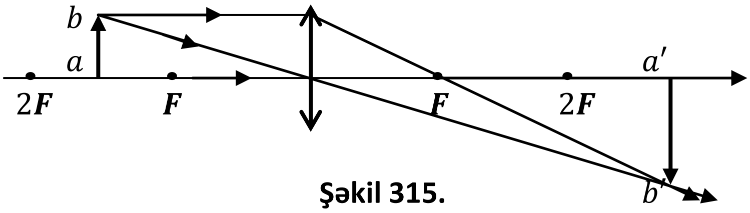


Şəkil 314.

Bu halda da xəyal həqiqi və tərsinə olur, lakin əvvəlki haldan fərqli olaraq, cismin özü boyda xəyalı alınır, yəni $\boxed{H = h}$ olur.

Şəkildən göründüyü kimi, ikiqat fokusda yerləşən cismin xəyalı da ikiqat fokusda alınır: $\boxed{f = 2F}$.

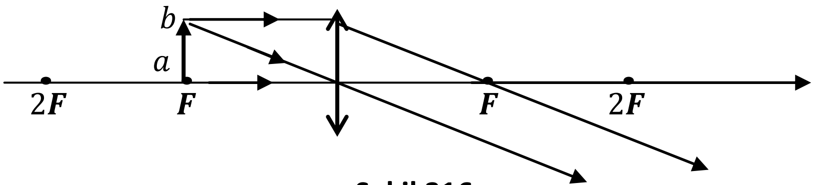
3). Cisim ikiqat fokusla fokusun arasında yerləşir ($\boxed{F < d < 2F}$) (şəkil 315).



Şəkil 315.

Göründüyü kimi, bu halda xəyal yenə də həqiqi və çevrilmiş olur, lakin bu halda xəyalın ölçüsü cismin ölçüsündən böyük olur ($\boxed{H > h}$) və xəyal ikiqat fokusdan uzaqda alınır ($\boxed{f > 2F}$).

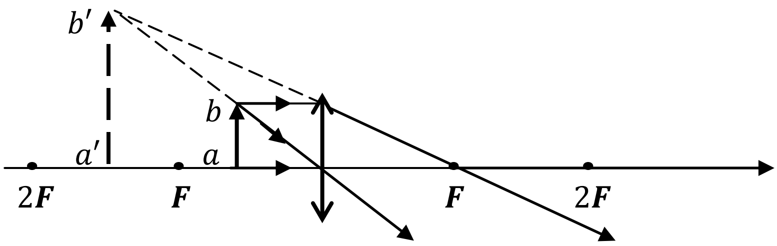
4). Cisim linzanın fokusunda yerləşir ($\boxed{d = F}$) (şəkil 316).



Şəkil 316.

Fokusda yerləşən cismin xəyalı sonsuzluqda alınır ($\boxed{f \to \infty}$).

5). Cisim fokusla linza arasında yerləşir ($\boxed{d < F}$) (şəkil 317).



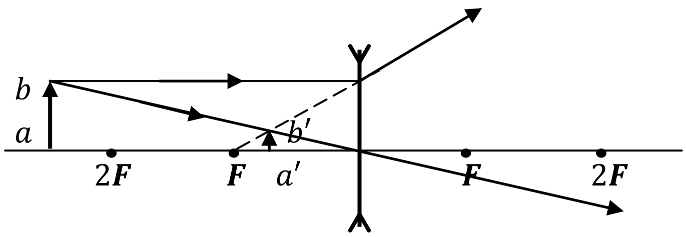
Şəkil 317.

Linzanın toplayıcı olmasına baxmayaraq, yalnız bu halda xəyal mövhumi və düzünə olur.

$d < F$ olan halda cismin böyüdülmüş xəyalı alınır, yəni $\boxed{H > h}$ olur. Əvvəlki hallardan fərqli olaraq, bu halda xəyal cisimlə eyni yerdə (II koordinat rübündə) alınır. Qeyd edim ki, əvvəlki halların hamısında cismin özü II rübdə, xəyalı isə IV rübdə yerləşirdi.

II. Çökük linzada xəyalların qurulması.

Hesab edək ki, **cisim ikiqat fokusdan uzaq məsafədə yerləşir**, yəni $\boxed{d > 2F}$ - dir. Şüaların linzada sınma şərtlərini nəzərə almaqla, şəkil 318 –da təsvir olunmuş formada xəyal almış olarıq.

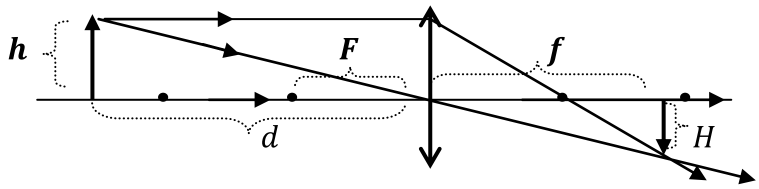


Şəkil 318.

Qeyd edim ki, çökük linzada cismin harada yerləşməsindən asılı olmayaraq, xəyal həmişə kiçildilmiş, mövhumi və düzünə alınır.

Nazik linza düsturu.

Linza düsturu dedikdə $\boldsymbol{d}$, $\boldsymbol{f}$ və $\boldsymbol{F}$ kəmiyyətləri arasındakı asılılığı göstərən düstur başa düşülür (bildiyimiz kimi, $\boldsymbol{F}$ - fokus məsafəsi, $\boldsymbol{d}$ -cisimdən linzaya qədər olan məsafə, $\boldsymbol{f}$ isə - xəyaldan linzaya qədər olan məsafədir) (şəkil 319).



Şəkil 319.

Ümumi şəkildə linza düsturu $\boxed{\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{F}} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{d}} + \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{f}}}$ kimidir.

Xüsusi hallara baxdıqda, nəzərə almaq lazımdır ki, səpici linza halında $\boldsymbol{F}$ fokus məsafəsi, mövhumi xəyal halında isə xəyala qədər olan $\boldsymbol{f}$ məsafəsi mənfi olur. Qalan hallarda isə bu kəmiyyətlər müsbət olur. Bunları nəzərə almaqla, qabarıq linzada xəyalların qurulmasının 1 – 3 –cü bəndlərində **(həqiqi fokus, həqiqi xəyal)** linza düsturunu $\boxed{\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{F}} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{d}} + \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{f}}}$, 5 **–** ci bəndində isə (**həqiqi fokus, mövhumi xəyal)** $\boxed{\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{F}} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{d}} - \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{f}}}$ kimi yazmaq olar.

Çökük linza halında isə həmişə həm fokus, həm də xəyal mövhümi olduğu üçün linza düsturu $\boxed{-\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{F}} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{d}} - \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{f}}}$ şəklində olacaq.

Linzanın böyütməsi.

Xəyalın ölçüsünün cismin ölçüsünə nisbəti linzanın böyütməsi adlanır və Γ ilə işarə olunur: $\boxed{\Gamma = \frac{\boldsymbol{H}}{\boldsymbol{h}}}$.

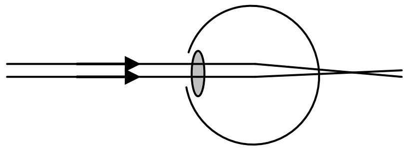
Linzanın böyütməsi adsız kəmiyyətdir.

Sonuncu şəkildə üçbucaqların oxşarlığından $\frac{H}{h} = \frac{f}{d}$ alınar. Deməli, linzanın böyütməsini həm də $\boxed{\Gamma = \frac{\boldsymbol{f}}{\boldsymbol{d}}}$ kimi tapmaq olar.

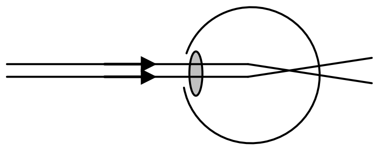
Göz - təbii optik sistem kimi. Eynəklər.

Gözün əsas elementlərindən biri təbii linza olan gözün büllurudur. Cisimlərin səthindən əks olunan şüalar büllurdan keçərək sınırlar və göz almacığının dibində yerləşən və sinir sonluqlarından əmələ gələn tor təbəqəsinin üzərinə düşməklə görmə hissi yaradırlar.

Normal görmə məsafəsi $25 - 30\,sm$ -dir, belə ki, bu zaman büllurda sınan şüalar tor təbəqəsinin üzərində kəsişir və nəticədə cisimlərin aydın xəyalı alınır. Bəzən anadangəlmə gözün optik nöqsanı olur. Bu nöqsan, xəyalın tor təbəqəsindən arxada və yaxud da qabaqda alınması ilə əlaqədardır. Birinci halda optik nöqsan – uzaqdangörmə (şəkil 320), ikinci halda isə - yaxındangörmə adlanır (şəkil 321).



Şəkil 320.



Şəkil 321.

Bu nöqsanlar insan yaşa dolduqca da yarana bilir. Belə ki, çox yaxında və ya çox uzaqda olan cisimləri yaxşı görmək üçün büllur xüsusi əzələlərin köməyi ilə öz formasını (qabarıqlığını) dəyişə bilir ki, bu da gözün akkomodasiya etmək qabiliyyəti adlanır. İnsan yaşa dolduqca, əzələlərin funksiyası zəiflədiyinə görə göz akkomodasiya edə bilmir və nəticədə yenə yaxındangörmə və uzaqdangörmə kimi optik nöqsanlar yaranır.

Uzaqdangörənlər tordan arxada alınan xəyalı torun üzərinə salmaq üçün oxuduqları qəzet və ya kitabı arxaya çəkməklə ($30\,sm$ -dən böyük məsafəyə) aydın xəyal alırlar. Belə göz nöqsanı olanlar uzaqdan normal görə bildiklərinə görə onlar uzaqdangörənlər adlanır.

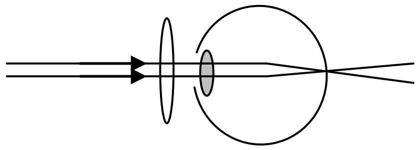
Yaxındangörənlər isə oxuduqları qəzet və ya kitabı gözə yaxın çəkməklə ($30\,sm$ -dən kiçik məsafəyə) qabaqda alınmış xəyalı torun üzərinə salırlar ki, bu da onların normal görməsini təmin edir.

Gözün optik nöqsanlarını aradan qaldırmaq üçün eynəklərdən istifadə edilir.

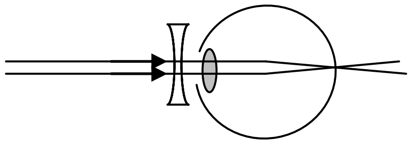
Dediklərimizdən aydın olur ki, uzaqdangörməni aradan qaldırmaq üçün qabarıq linzadan ibarət eynəklərdən istifadə edilməlidir (şəkil 322).

Qabarıq linza toplayıcı olduğundan tordan arxada kəsişən şüalar bu linzanın köməyi ilə qabağa çəkilərək torun üzərinə salınır.

Yaxındangörənlər isə bu məqsədlə çökük linzadan istifadə etməlidirlər ki, tordan qabaqda kəsişən şüalar səpilərək, arxaya – torun üzərinə düşə bilsin (şəkil 323).



Şəkil 322.



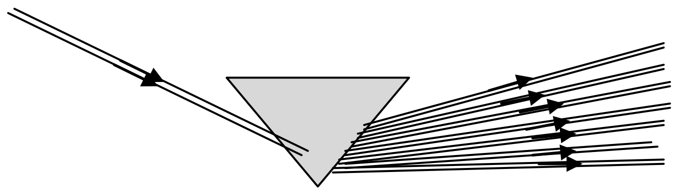
Şəkil 323.

İŞIĞIN DİSPERSİYASI.

Bilirik ki, sındırma əmsalı işığın düşmə bucağından asılı olmayan sabit kəmiyyətdir. Müəyyən olunmuşdur ki, düşmə bucağından asılı olmayan sındırma əmsalı düşən işığın rəngindən asılı olur. Bu hadisə, yəni **sındırma əmsalının düşən işığın rəngindən asılı olması işığın dispersiyası adlanır.**

Teleskopların təkmilləşdirilməsi ilə məşğul olan Nyuton xəyalların əlvan rəngə boyanmasını müşahidə etmişdir. Nyutondan əvvəl də bu hadisənin müşahidə edilməsinə baxmayaraq, bunun düzgün izahını ilk dəfə Nyuton verə bilmişdir. Nyutona görə prizma işığı rəngə boyamır, onu öz tərkib hissələrinə ayırır. Başqa sözlə desək, Nyutona görə bizim ağ işıq kimi qəbul etdiyimiz təbii işıq, əslində, müxtəlif rənglərin qarışığından ibarətdir. Bu cür işıq prizmadan keçərkən rəngdən asılı olaraq müxtəlif cür sındığına görə öz tərkib hissələrinə ayrılır. Bunu sübut etmək üçün Nyuton qaranlıq otaqda yerləşdirilmiş üçbucaqlı prizmanın üzərinə dar işıq dəstəsi salmış və ekranda yeddi müxtəlif rəngdən ibarət mənzərə ala bilmişdir. Nyuton bu mənzərəni spektr adlandırmışdır (şəkil 324).

Şəkildən göründüyü kimi, prizmadan keçərkən bənövşəyi işıq ən çox, qırmızı işıq isə ən az sınır. Sınma qanununa görə sındırma əmsalı böyük olan halda sürət kiçik olduğu üçün ($\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$), aydın olur ki, prizmada qırmızı işığın yayılma sürəti ən böyük, bənövşəyi işığın yayılma sürəti isə ən kiçikdir. Bu səbəbdən də müxtəlif sürətlərə malik olduqlarından, prizmadan keçərkən ağ işıq öz tərkib hissələrinə ayrılır.



Şəkil 324.

Dalğanın yayılma sürətinin $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\lambda}\,\boldsymbol{\nu}$ olduğunu bilərək, demək olar ki, dalğa bir mühitdən digər mühitə keçdikdə (bu halda havadan şüşəyə keçdikdə) onun sürəti dəyişməlidir. Sürətin dəyişməsi, qeyd edək ki, dalğa uzunluğunun dəyişməsi hesabına olur, yəni işıq bir mühitdən digər mühitə keçərkən onun dalğa uzunluğu dəyişir (tezlik bu zaman sabit qalır).

$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\lambda}\,\boldsymbol{\nu}$ ifadəsindən aydın olur ki, $\nu = const$ olduqda, $\boldsymbol{v} \sim \boldsymbol{\lambda}$ olur. Onda sındırma əmsalı ən kiçik olan qırmızı işığın yayılma sürəti böyük olduğundan onun dalğa uzunluğu da böyük olmalıdır.

Müəyyən olunmuşdur ki, görünən işığı təşkil edən rənglərin dalğa uzunluqları $4 \cdot 10^{-7}m \; - \; 8 \cdot 10^{-7}m$ intervalında olur. Burada $4 \cdot 10^{-7}m$ bənövşəyi işığa, $8 \cdot 10^{-7}m$ isə qırmızı işığa uyğun dalğa uzunluqlarıdır.

Dediklərimizdən aydın olur ki, **dispersiya dedikdə, əslində, sındırma əmsalının işığın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılılığı başa düşülür**.

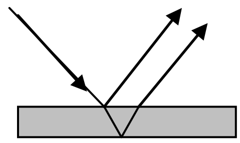
İşığın interferensiyası.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, işığın dalğa təbiətli olmasını sübut edən hadisələrdən biri də onun interferensiyası edə bilməsinin müşahidə olunmasıdır. İşığın interferensiya edə bilməsi, mexaniki dalğalar misalında olduğu kimi, iki işıq dəstəsinin bir-birini gücləndirməsi və ya zəiflətməsidir. Başqa sözlə desək, əgər bir lampanın yanması otağı işıqlandırırsa, onda otaqda eyni zamanda iki lampanın yanması maksimumlar və minimumlar şərtinə görə onların bir-birini gücləndirməsi və ya zəifləteməsini yaratmalı idi. Əslində isə biz həmişə iki lampa misalında otağın daha da işıqlanmasının şahidi oluruq. Bu səbəbdən də uzun müddət işığın interferensiyasını müşahidə etmək mümkün olmadığından onun təbiətini aydınlaşdırmaq mümkün olmamışdır. Yada salaq ki, maksimumlar və minimumlar şərtinin yaranması üçün toplanan işıq dalğaları koherent olmalıdır, yəni onlar eyni dalğa uzunluğuna (eyni tezliyə) və sabit fazalar fərqinə malik olmalıdırlar. Prinsipcə, xüsusi işıq süzgəclərindən istifadə etməklə, eyni dalğa uzunluğuna malik işıq dəstələri yaratmaq mümkündür, lakin iki müxtəlif mənbə üçün fazalar fərqinin sabitliyini təmin etmək mümkün deyildir.

Nazik təbəqələrdə interferensiya.

Dediklərimizə baxmayaraq, işığın interferensiyasını müşahidə etmək mümkün olmuşdur. Düzdür, bunun çoxdan və hər kəs tərəfindən müşahidə olunmasına baxmayaraq, interferensiya olması sonradan aydın olmuşdur. Belə ki, sabun köpüyünün, yaş asfalt üzərinə yayılmış nazik neft, kerosin təbəqəsinin əlvan rəngə boyanması məhz işığın interferensiyasının nəticəsidir.

Tomas Yunq nazik təbəqələrin əlvan rəngə boyanmasının səbəbini təbəqənin üst və alt səthlərindən qayıdan işıq dəstəsinin toplanaraq, maksimumlar və minimumlar əmələ gətirməsi ilə izah edir (şəkil 325).



Şəkil 325.

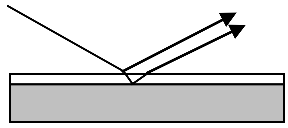
Təbəqə üzərinə düşən işıq eyni mənbədən gəldiyindən onların koherentliyi təmin olunur və bu zaman təbəqənin qalınlığının iki misli qədər yollar fərqi yaranır ki, bu yollar fərqinin də tam sayda dalğa uzunluğuna və yaxud da tək sayda yarımdalğa uzunluğuna bərabər olmasından asılı olaraq, maksimumlar və minimumlar yaranır.

İnterferensiyanın bəzi tətbiqləri.

İş prinsipi interferensiya hadisəsinə əsaslanmış xüsusi cihazlar – interferometrlər mövcuddur ki, onların da köməyi ilə işığın dalğa uzunluğunu, bəzi mühitlərin sındırma əmsallarını təyin etmək mümkündür.

İşığın interferensiya etməsinin əsasında səthlərin cilalanma (hamar olma) dərəcəsini müəyyənləşdirmək mümkündür. Bu məqsədlə nümunənin səthi ilə ideal hamar səthə malik etalon səth arasında pazşəkilli nazik hava təbəqəsi yaradılır. Səth nümunələrin üzərində interferensiya mənzərəsi alınanadək cilananır. Bu üsulla səthlərin kələ - kötürlüyünü $10^{-6}\,sm$ - lik həddə qədər hamarlamaq mümkündür.

İnterferensiyanın ikinci tətbiq sahəsi optikanın şəffaflaşdırılmasıdır. Məlum olduğu kimi, optik cihazlar çoxlu sayda linzalardan, prizmalardan təşkil olunmuş olur. İşıq belə cihazlardan keçərkən çoxlu sayda səthlərdən əks olunur və ona görə də cihazdan keçən işığın intensivliyi azalır və nəticədə xəyal az işıqlanmış olur. Bu vəziyyətdən çıxış yolu olaraq optikanın şəffaflaşdırılması üsulundan istifadə edilir. Üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, əks olunan enerjini azaltmaq məqsədi ilə linzanın səthinə sındırma əmsalı linzanın sındırma əmsalına nisbətən kiçik olan nazik şəffaf təbəqə çəkilir (şəkil 326). Bu zaman nazik təbəqənin alt və üst səthlərindən qayıdan şüaların interferensiyası maksimumlar və minimumlar yaratmalıdır. Təbəqəyə elə qalınlıq verilir ki, o qalınlıq minimumlar şərtini ödəsin, yəni qayıdan şüalar bir-birini zəiflətsin və beləliklə də qayıdan işığın intensivliyi azalsın.



Şəkil 326.

Şəkildən göründüyü kimi, nazik təbəqənin alt və üst səthlərindən qayıdan şüaların yollar fərqi təbəqənin qalınlığının iki mislinə bərabər olacaq. Əgər təbəqənin qalınlığı $\boldsymbol{h}$ - dırsa, onda şüaların yollar fərqi $\Delta \boldsymbol{d} = \boldsymbol{2h}$ olar.

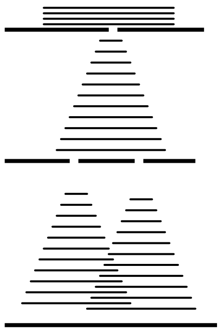
Minimumlar şərtinin – yollar fərqinin yarımdalğa uzunluğuna ($\Delta \boldsymbol{d} = \frac{\boldsymbol{\lambda}}{\boldsymbol{2}}$) və ya yarımdalğanın tək sayda misillərinin hasilinə ($\Delta \boldsymbol{d} = (\boldsymbol{2k+1})\,\frac{\boldsymbol{\lambda}}{\boldsymbol{2}}$) bərabər olduğunu və mühit daxilində dalğa uzunluğunun (bu halda nazik təbəqə daxilində) $\lambda_m = \frac{\lambda_o}{n}$ (burada $\boldsymbol{\lambda_o}$ - işığın vakuumda dalğa uzunluğu, $\boldsymbol{n}$ isə- mühitin sındırma əmsalıdır) olduğunu nəzərə almaqla, optikanın şəffaflaşdırılması üçün linzanın səthinə çəkilmiş nazik təbəqənin qalınlıq düsturunu almış olarıq: $\boxed{h = \frac{\lambda_m}{4n}}$.

İşığın difraksiyası.

İşıq dalğavari proses olduğundan o, həm də difraksiya etməlidir, yəni əyilərək maneənin arxasına keçməlidir. İşığın interferensiyası kimi, onun difraksiyasını da uzun müddət müşahidə etmək mümkün olmamışdır. Bunun səbəbi işığın dalğa uzunluğunun çox kiçik olmasıdır, belə ki, məlum olduğu kimi, dalğanın difraksiya edə bilməsi üçün maneənin ölçüsü dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan kiçik olmalıdır.

İşığın dalğa uzunluğu $4 \cdot 10^{-7}m - 8 \cdot 10^{-7}m$ intervalında dəyişdiyindən, onun difraksiya edə biləcəyi maneənin ölçüsü, aydın olur ki, çox kiçik olmalıdır.

Nazik təbəqələrdə işığın interferensiyasının ilk dəfə düzgün izahını verən Tomas Yunq, həm də işığın difraksiyasını müşahidə etməyə imkan verən təcrübə apara bilmişdir. O, üç müxtəlif qeyri - şəffaf ekranı şəkil 327 - də göstərilən formada yerləşdirmiş və birinci ekranda bir, ikinci ekranda isə iki çox kiçik ölçülü deşik açmışdır. Birinci ekranın üzərinə düşən işıq dəstəsi difraksiya etməklə genişlənərək ikinci ekrandakı deşiklərin üzərinə düşmüşdür və yenidən həmin deşiklərdə difraksiya hesabına bir işıq dəstəsindən iki koherent işıq dəstəsi yaranmışdır.



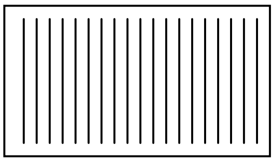
Şəkil 327.

Yaranmış işıq dəstələrinin üçüncü ekranın üzərində interferensiya mənzərəsi yaratması bu halda işığın dar deşikdən keçərkən difraksiya etməsinin sübutu olmuşdur.

Difraksiya qəfəsi.

İşığın difraksiyasını müşahidə etmək üçün difraksiya qəfəsi adlanan cihazlardan istifadə olunur. Ən sadə difraksiya qəfəsi üzərində dar yarıqlar açılmış qeyri - şəffaf lövhə ola bilər. Bu zaman yarıqların sayı hər mm – də minlərlə olmalıdır (şəkil 328).

Başqa növ difraksiya qəfəsi almaq üçün şəffaf lövhənin üzərində yenə də hər mm – də minlərlə olmaq şərti ilə cızıqlar çəkmək lazımdır. Aydın olur ki, hər bir difraksiya qəfəsinin təkrarlanan şəffaf və qeyri - şəffaf hissələri olur. Qeyri -şəffaf hissənin eni $\boldsymbol{a}$, şəffaf hissənin eni isə $\boldsymbol{b}$ ilə işarə olunur.



Şəkil 328.

Difraksiya qəfəsinin şəffaf və qeyri-şəffaf hissələrinin enlərinin cəmi $\boldsymbol{d}$ ilə işarə olunur və qəfəsin periodu adlanır: $\boxed{\boldsymbol{d = a + b}}$.

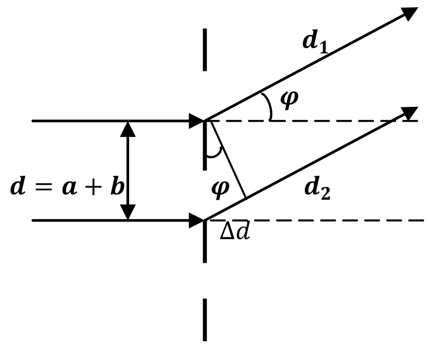
BS - də difraksiya qəfəsinin periodunun vahidi $[d] = 1m$ – dir.

Difraksiya qəfəsinin üzərinə düşən şüalar qəfəsdən keçdikdən sonra difraksiya edirlər və eyni mənbədən olan şüalar olduğu üçün toplanaraq interferensiya mənzərəsi yaradırlar.

Difraksiya qəfəsi üçün interferensiya mənzərəsinin maksimumlar və minimumlar şərtini çıxaraq. Bunun üçün hər hansı $\boldsymbol{\varphi}$ bucağı altında meyl etmiş şüaların yollar fərqini müəyyənləşdirək.

Şəkil 329 - dən $\sin\varphi = \frac{\Delta d}{d}$ olduğu görünür. Buradan yollar fərqi üçün $\boxed{\boldsymbol{\Delta d = d\sin\varphi}}$ alınar.

Maksimumlar şərti üçün yollar fərqinin $\boldsymbol{\Delta d = k\lambda}$ $(k = 0,1,2,3 \ldots\ldots)$ və difraksiya qəfəsi üçün $\boldsymbol{\Delta d = d\sin\varphi}$ olduğunu nəzərə alaraq, difraksiya qəfəsi üçün $\boxed{\boldsymbol{d\sin\varphi = k\lambda}}$ şəklində maksimumlar şərti almış olarıq.



Şəkil 329.

$k = 0$ ($\varphi = 0°$ bucağına uyğun tərtib), $k = 1$, $k = 2$ və s. tərtibli maksimumlar uyğun olaraq, sıfırıncı, birinci, ikinci və s. tərtib maksimumlar adlanır.

Difraksiya qəfəsində müşahidə olunan maksimumların ən yüksək tərtibi (k_m) $\varphi = 90°$ - yə uyğun gəlir ki, bu hala uyğun maksimum şərti $\boxed{\boldsymbol{d = k_m\lambda}}$ olur.

Difraksiya qəfəsinin minumumlar şərti, aydındır ki, $\boxed{\boldsymbol{d\sin\varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}}}$ kimi olacaqdır.

Difraksiya qəfəsinin köməyi ilə qəfəsin üzərinə düşən işığın dalğa uzunluğunu təyin etmək olur.

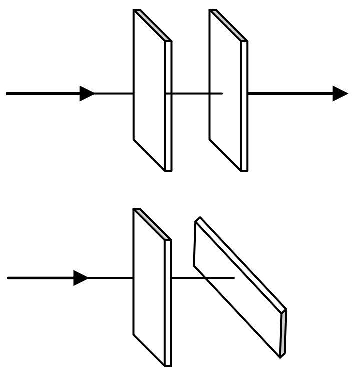
İşığın polyarlaşması.

İşıq dalğaları eninə dalğadır. Bu, işığın analizator mühitlərdən – kristallardan keçməsi üzərində aparılan müşahidələr vasitəsilə isbat edilmişdir.

Məlumdur ki, turmalin, kristal olaraq, bir istiqamətdə işıq keçirmək qabiliyyətinə malik olmalıdır. Buna baxmayaraq, bir nöqtə ətrafında fırlanan kristalın bütün istiqamətlərdə işıq buraxa bilməsi müəyyən edilmişdir ki, bu da, aydındır ki, işığın uzununa dalğa olması halında mümkün ola bilər, çünki uzununa dalğanın kristaldan keçə bilməsi üçün bir nöqtə kifayət edir. Bu kristala paralel olaraq, ikinci turmalin kristalının yerləşdirilməsi zamanı da sistemdən işığın keçməsi müşahidə edilmişdir. Uzununa dalğa misalında, prinsipcə, bu da mümkündür. İkinci kristalı birinciyə perpendikulyar yerləşdirəndə isə, aydın olmuşdur ki, belə bir sistemdən işıq keçmir. Bunu isə işığa uzununa dalğa kimi baxmaqla, heç cürə izah etmək olmaz, çünki bu halda hər iki kristalın orta nöqtələri yerində qalır və ona görə də işıq belə sistemdən keçməli idi. Belə olan halda işığın 2 turmalin kristalından ibarət sistemdən keçə bilməməsi işığın uzununa dalğa olmadığını göstərir (şəkil 330).

Bu təcrübi faktı izah etmək üçün qərara alınmışdır ki, işıq eninə dalğadır və əlavə olaraq, işığın, onun yayılma istiqamətinə perpendikulyar bütün mümkün istiqamətlərdə rəqsləri vardır. Bu şərti qəbul etməklə, turmalin kristalları ilə aparılan təcrübələri izah etmək mümkündür. Başqa sözlə desək, turmalin kristalı rəqsləri müəyyən bir müstəvidə buraxmaq qabiliyyətinə malik olduğundan, bir kristaldan keçdikdən sonra alınan işıq yalnız bir müstəvidə rəqslərə malik olur.

Bu kristalla paralel qoyulmuş ikinci kristal da birinci ilə eyni istiqamətdə keçiriciliyə malik olduğundan bu halda sistemdən işıq keçir, lakin kristalların oxları arasındakı bucaq $90°$ olduqda, belə sistemdən işıq keçmir.

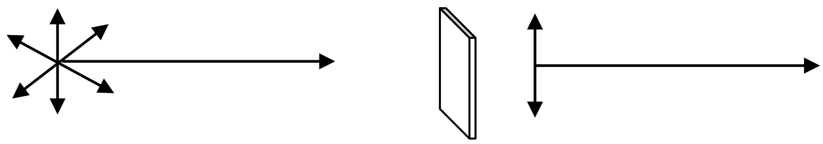


Şəkil 330.

Dediklərimizdən aydın olur ki, iki müxtəlif turmalin kristalının oxları arasında bucaq $90°$ olduqda, sistemdən keçən işığın intensivliyi minimum, $0°$ olduqda isə maksimum olur.

Rəqsləri verilmiş müstəvidə baş verən işıq dalğası polyarlaşmış dalğa adlanır.

Beləliklə, turmalin kristalları üzərində aparılan təcrübələr işığın maraqlı xassəsini aşkar etməyə imkan verdi. Müəyyən olundu ki, adi mənbələrdən şüalanan və təbii işıq adlanan işıq, özünün yayılma istiqamətinə perpendikulyar bütün mümkün müstəvilərdə rəqslərə malik olur. Həmin işıq kristaldan keçərkən isə polyarlaşır, yəni yalnız bir müstəvidə rəqslərə malik olur (şəkil 331).



Şəkil 331.

Təbii işıq dalğalarında rəqslər, onun yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan bütün mümkün müstəvilərdə baş verir.

EYNŞTEYNİN XÜSUSİ NİSBİLİK NƏZƏRİYYƏSİ.

Eynşteynin xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi zaman və məkan haqqında köhnə (klassik) təsəvvürləri əvəz edən yeni nəzəriyyədir.

Klassik fizikada (Nyuton fizikası və ya kiçik sürətlər fizikasında), bildiyimiz kimi, hərəkət, sükunət və sürət nisbi anlayışlar idi. Cismin ölçüləri, onun kütləsi, zaman fasiləsi və s. mütləq anlayışlar kimi qəbul olunurdu. Böyük sürətlər fizikasında və ya relyativistik fizikada isə, ümumiyyətlə, mütləq anlayış yoxdur.

Eynşteynin xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinin əsas postulatları.

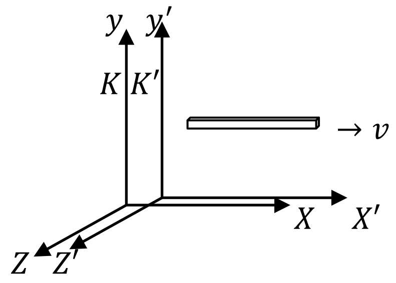
- təkcə Nyutonun qanunları yox, təbiətdə baş verən proseslərin hamısı bütün inersial hesablama sistemlərində eyni cürə baş verir;

- işığın vakuumda sürəti bütün inersial hesablama sistemlərində eyni olub, c – yə bərabərdir. Bu sürət nə işıq mənbəyinin, nə də işıq qəbuledicisinin sürətindən asılıdır.

Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsindən çıxan nəticələr.

I. Uzunluğun nisbiliyi. Uzunluq (məsafə) mütləq kəmiyyət olmayıb, cismin hərəkət sürətindən asılıdır.

Bu asılılıq $\boxed{l = l_o\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ kimidir.



Şəkil 332.

Burada l_o – cismin sükunət uzunluğu (cismin sükunətdə olduğu K sisteminə nəzərən uzunluğu), l - isə onun v sürəti ilə hərəkət halındakı uzunluğudur. Başqa sözlə desək, l –cismin K sisteminə nəzərən v sürəti ilə hərəkət edən K' sistemindəki uzunluğudur (şəkil 332). c - isə işığın vakuumdakı sürətidir.

İfadədən aydın olur ki, hərəkət edən çubuğun uzunluğu azalır və bu zaman sürət nə qədər böyük olarsa, çubuğun uzunluğunun azalması o qədər çox olar. Nəzərə almaq lazımdır ki, çubuğun hərəkət istiqamətində (X oxu boyunca) ölçüsü dəyişir, y və Z oxları boyunca ölçü dəyişmir.

Qeyd edək ki, Nisbilik nəzəriyyəsinin düsturları daha universal olub, həm də klassik fizikanın nəticələrini özündə əks etdirir. Doğrudan da $v \ll c$ olduqda (klassik fizika), onda $l \approx l_o$ olur, yəni kiçik sürətlərdə cismin uzunluğu dəyişmir.

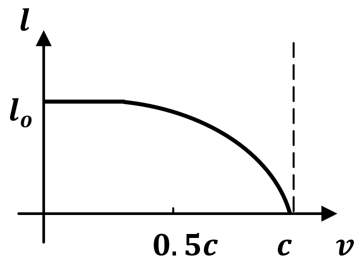
Müxtəlif hallara baxaq:

1). Fərz edək ki, cisim $v = 0.6\,c$ sürəti ilə hərəkət edir. Bu sürətlə hərəkət edən cismin uzunluğu azalaraq, $l = 0.8\,l_o$ olur.

2). $v = 0.8\,c$ olan halda $l = 0.6\,l_o$ olar,

3). $v \to c$ olan halda isə $l \to 0$ olacaq.

$l(v)$ asılılığına uyğun qrafik şəkil 333 - dəkı kimi olacaq.



Şəkil 333.

II. Zaman intervalının nisbiliyi. Zaman fasiləsi mütləq kəmiyyət olmayıb, cismin hərəkət sürətindən asılıdır.

Bu asılılıq $\boxed{\tau = \frac{\tau_o}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}}$ kimidir.

Burada τ_o - K sistemində, τ isə - K' sisteminə uyğun zaman fasiləsidir. Bu halda da $v \ll c$ olduqda (klassik fizika), $\tau = \tau_o$ olur, yəni klassik fizikada zaman fasiləsi də sabit kəmiyyətdir. O, cismin sükunətdə və yaxud da hərəkətdə olmasından asılı olmur.

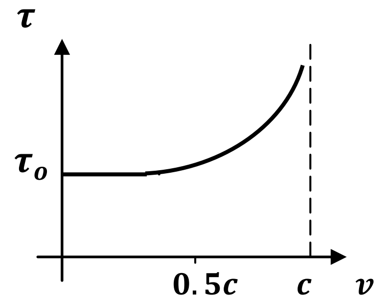
Müxtəlif hallara baxaq:

1). Fərz edək ki, cisim $\boldsymbol{v} = \mathbf{0.6}\,\boldsymbol{c}$ sürəti ilə hərəkət edir. Bu sürətlə hərəkət halında zaman fasiləsi artaraq, $\boldsymbol{\tau} = \frac{\boldsymbol{\tau_o}}{\mathbf{0.8}}$ olur.

2). $\boldsymbol{v} = \mathbf{0.8}\,\boldsymbol{c}$ olduqda, $\boldsymbol{\tau} = \frac{\boldsymbol{\tau_o}}{\mathbf{0.6}}$ olur,

3). $\boldsymbol{v} \to \boldsymbol{c}$ olan halda isə $\boldsymbol{\tau} \to \infty$ olur.

$\tau(v)$ asılılığına uyğun qrafik şəkil 334 – dəki kimi olacaq.



Şəkil 334.

III. Sürətlərin relyativistik toplanması qanunu. Sürətlərin klassik toplanma qanununun $v_2 = v_1 + v$ şəklində olduğunu bilirik.

Burada v_2 - cismin $\boldsymbol{K}$, v_1 - $\boldsymbol{K'}$ sistemlərində sürətləri, v isə $\boldsymbol{K'}$ sisteminin $\boldsymbol{K}$ sisteminə nəzərən sürətidir.

Sürətlərin relyativistik toplanma qanununa görə isə $\boxed{\boldsymbol{v_2} = \frac{\boldsymbol{v_1}+\boldsymbol{v}}{\mathbf{1}+\frac{\boldsymbol{v_1 v}}{\boldsymbol{c^2}}}}$ olur. Bu halda da $\boldsymbol{v} \ll \boldsymbol{c}$ olduqda (klassik fizika), $v_2 = v_1 + v$ olur.

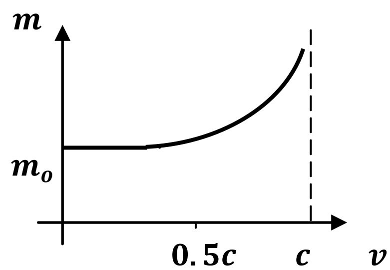
İfadədən göründüyü kimi, $v_1 = c$ olan halda $v_2 = c$ alınır. Bu isə nisbilik nəzəriyyəsindən çıxan əsas nəticələrdən biridir.

III. Kütlənin nisbiliyi. Relyativistik mexanikada **Nyutonun II** qanununun $F = ma$ ifadəsini $\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{m\Delta v}}{\boldsymbol{\Delta t}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{F} = \frac{\boldsymbol{\Delta P}}{\boldsymbol{\Delta t}}}$ şəklində yazmaq olar.

Böyük sürətlərdə sonuncu ifadə formasını saxlayır, dəyişən yalnız kütlə olur. Sürət artdıqca, kütlə də artır və bu artma $\boxed{\boldsymbol{m} = \frac{\boldsymbol{m_o}}{\sqrt{\mathbf{1}-\frac{\boldsymbol{v^2}}{\boldsymbol{c^2}}}}}$ şəklində olur (şəkil 335).

Burada, $\boldsymbol{m_o}$ - cismin sükunət, $\boldsymbol{m}$ isə $\boldsymbol{v}$ sürəti ilə hərəkət halında kütləsidir.

Bu halda da kiçik sürətlərdə kütlə dəyişmir, işıq sürətinə yaxın sürətlərdə isə

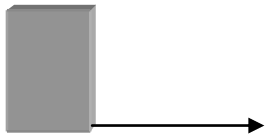


Şəkil 335.

kəskin artaraq, sonsuzluğa yaxınlaşır.

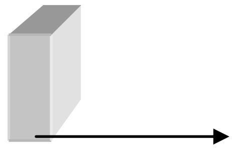
Kütlənin sürətdən asılılıq düsturundan istifadə etməklə, relyativistik impuls üçün də ifadə çıxarmaq olar ki, o da, kütlənin dəyişmə qanununa uyğun olaraq, $\boxed{\boldsymbol{P} = \frac{\boldsymbol{m_o v}}{\sqrt{\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{v^2}}{\boldsymbol{c^2}}}}}$ şəklində olar.

IV. Sahənin nisbiliyi. Hərəkət istiqaməti boyunca (**X** oxu boyunca) yerləşmiş lövhənin $\boldsymbol{S}$ sahəsinin dəyişməsi hərəkət boyunca tərəfinin dəyişməsi hesabına $\boxed{\boldsymbol{S} = \boldsymbol{S_o}\sqrt{\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{v^2}}{\boldsymbol{c^2}}}}$ qanunu ilə dəyişəcək (şəkil 336).



Şəkil 336.

V. Həcmin nisbiliyi. Hərəkət zamanı həcmi olan cismin 3 ölçüsündən birinin (hərəkət istiqaməti boyunca ölçüsünün) dəyişməsi hesabına onun həcmi də dəyişməlidir və bu zaman həcmin dəyişməsi eyni ilə onun bir tərəfinin dəyişməsi kimi, yəni $\boxed{\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V_o}\sqrt{\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{v^2}}{\boldsymbol{c^2}}}}$ kimi dəyişəcək (şəkil 337).



Şəkil 337.

VI. Sıxlığın nisbiliyi. $\rho = \frac{m}{V}$ ifadəsində həm $m = \frac{m_o}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, həm də $V = V_o\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ifadələrini nəzərə alsaq, onda sıxlıq üçün $\boxed{\boldsymbol{\rho} = \frac{\boldsymbol{\rho_o}}{\mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{v^2}}{\boldsymbol{c^2}}}}$ ifadəsini alarıq. Deməli, böyük sürətlə hərəkət edən cismin hərəkəti zamanı onun sıxlığı da dəyişir.

Kütlə ilə enerji arasında əlaqə.

İndi də nisbilik nəzəriyyəsindən çıxan əsas nəticələrin biri ilə tanış olaq.

Göründüyü kimi, nisbilik nəzəriyyəsinin düsturlarında $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ ifadəsi ya vuruq kimi, ya da nisbət kimi iştirak edir. Bu ifadəni

$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = \sqrt{\left(1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right)^2 - \frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}}$ şəklində yazıb və $\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}$ ifadəsinin çox kiçik olduğunu nəzərə alsaq, onda $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \approx 1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$ kimi qəbul etmək olar ki, bu halda da $m = \frac{m_o}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ ifadəsindən $m \approx \frac{m_o}{1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}}$ almaq olar. Bu ifadənin sürət və məxrəcini $1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$ - a vurub və $\frac{1}{4}\frac{v^4}{c^4}$ -nin yenə də çox kiçik olduğunu nəzərə alsaq, onda kütlənin sonuncu ifadəsini $m \approx m_o + \frac{1}{2}m_o v^2 \frac{1}{c^2}$ kimi yazmaq olar. Bu ifadədən isə $m - m_o = \frac{1}{2}m_o v^2 \frac{1}{c^2}$ və yaxud da $\boxed{\Delta \boldsymbol{m} = \frac{\Delta \boldsymbol{E_k}}{\boldsymbol{c^2}}}$ alınar.

Burada $\Delta E_k = \frac{1}{2}\, m_o v^2$ - hərəkət edən cismin kinetik enerjisinin artımıdır.

Kütlə dəyişməsi ilə enerji dəyişməsi arasında mövcud olan bu əlaqədən alınır ki, istənilən enerji dəyişməsi kütlə dəyişməsinə səbəb olur.

Eynşteyn düsturu. Eynşteyn müəyyən etmişdir ki, kütlə ilə enerji arasında $\boxed{\boldsymbol{E = mc^2 = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}}}$ formasında asılılıq mövcuddur.

Kiçik sürətlər halında ($\boldsymbol{v} \ll \boldsymbol{c}$) bu ifadəni, $m \approx m_o + \frac{1}{2}m_o v^2 \frac{1}{c^2}$ şərtini nəzərə almaqla, $\boldsymbol{E \approx m_o c^2 + \frac{m_o v^2}{2}}$ kimi də yazmaq olar.

Burada $\boxed{\boldsymbol{E_o = m_o c^2}}$ - cismin sükunət enerjisi adlanır. Deməli, cisim təkcə kütləsinin olması hesabına böyük sükunət enerjisinə malik olur.

Sonuncu ifadədən aydın olur ki, cismin enerjisi onun sükunət və kinetik enerjilərinin cəminə bərabər olur, yəni $\boxed{\boldsymbol{E = E_o + E_k}}$.

Bu ifadədən $\boxed{\boldsymbol{E_k = E - E_o}}$ alınar. Belə məlum olur ki, relyativistik mexanikada cismin kinetik enerjisini tapmaq üçün onun tam relyativistik enerjisindən sükunət enerjisini çıxmaq lazımdır.

Maksvell nəzəriyyəsinə əsasən qızmış cisimlər elektromaqnit dalğaları şəklində enerji itirməklə mütləq sıfır temperaturuna qədər soyumalıdır. Həqiqətdə isə, aydın olur ki, qızmış cisim enerjisinin hamısını elektromaqnit şüalanmasına sərf etmir. Yaranmış bu vəziyyətdən çıxış yolunu Maks Plank tapmışdır. Planka görə **atomlar elektromaqnit şüalanmasının enerjisini ayrı – ayrı porsiyalarla – kvantlarla şüalandırır**.

Plank nəzəriyyəsi faktiki olaraq klassik fizikanın qanunlarının mikroaləmə tətbiq oluna bilməməsini bildirirdi.

Bu zaman hər porsiyaya uyğun şüalanma enerjisi şüalanma tezliyi ilə düz mütənasib olur: $\boxed{\boldsymbol{E = h\nu}}$.

Mütənasiblik əmsalı olan $\boldsymbol{h}$ Plank sabiti adlanır və $h = 6.63 \cdot 10^{-34} c \cdot san$ – yə bərabər qiymət alır.

$\boldsymbol{\omega = 2\pi\nu}$ və ya $\boldsymbol{\nu = \frac{\omega}{2\pi}}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda şüalanma enerjisini həm də $\boxed{\boldsymbol{E} = \hbar\,\boldsymbol{\omega}}$ kimi yazmaq olar.

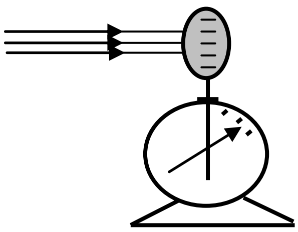
Burada, $\hbar = \frac{\mathbf{h}}{\boldsymbol{2\pi}}$ - yə bərabər olan sabit ədəd olub, **haş xətli** adlanır.

FOTOEFFEKT.

İşığın təsiri ilə maddədən elektronların qopub ayrılması fotoeffekt adlanır.

Fotoeffekti müşahidə etmək üçün belə bir təcrübə aparılıb. Elektrometrə sink lövhə birləşdirib və onu mənfi yükləmişlər. Lövhənin işıqlandırılması zamanı elektrometr ani olaraq sinkin yükünün itdiyini göstərmişdir. Bu fakt işığın təsiri ilə metalın səthindən elektronların qopması kimi, yəni fotoeffektin baş verməsi kimi qəbul olunmuşdur (şəkil 338).

Bu zaman müəyyən olunmuşdur ki, müsbət yüklənmiş sinkin işıqlandırılması zamanı elektrometr lövhənin yükünün itmədiyini göstərir. Qeyd edək ki, bu, fotoeffektin baş verməməsi kimi qəbul olunmamalıdır, belə ki, mənfi yüklənmə halında lövhə qopmuş elektronları itələdiyindən elektrometr yükün itdiyini, müsbət yüklənmə halında isə qopmuş elektronlar yenidən lövhəyə cəzb olunduğundan elektrometr yükün itmədiyini göstərir.

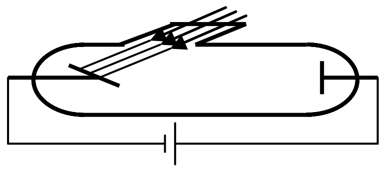


Şəkil 338.

Müəyyən edilmişdir ki, adi pəncərə şüşəsindən keçib, mənfi yüklənmiş sink lövhə üzərinə düşən işıq hətta ən yüksək intensivlikdə belə fotoeffekt yarada bilmir. Pəncərə şüşəsinin ultrabənövşəyi şüaları udduğu məlumdur. Belə çıxır ki, sink lövhədə fotoeffekt yaradan məhz ultrabənövşəyi şüalardır. Şüşədən keçən və ultrabənövşəyi şüalardan kiçik tezliyə malik görünən işıq şüalarının fotoeffekt yarada bilməməsinin səbəbini sonra aydınlaşdıracağıq.

Fotoeffekt nəticəsində qopmuş elektronlar fotoelektronlar adlanır.

Fotoeffekt hadisəsinin mahiyyətini dəqiqliyi ilə dərk etmək üçün **fotoelektronların sayının və sürətinin (kinetik enerjisinin) nələrdən asılı olduğunu aydınlaşdıraq**. Bunun üçün havası çıxarılmış şüşə balonun içərisində iki elektrod yerləşdirib, katodun üzərinə, təkcə görünün işıq üçün yox, həm də ultrabənövşəyi şüalar üçün şəffaf olan kvars pəncərədən işıq salaq (şəkil 339). Bu zaman işığın təsiri ilə qopmuş elektronlar katodun ətrafında bulud əmələ gətirəcək. Elektrodlara gərginlik verməklə onları anoda tərəf hərəkət etdirək və gərginliyi artırmaqla, doyma cərəyanı almağa nail olaq.



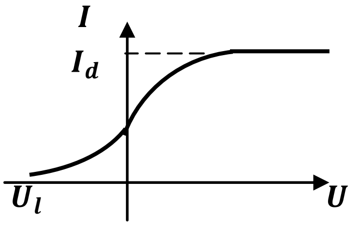
Şəkil 339.

Aydındır ki, doyma cərəyanının yaranmasında son anda fotoelektronların hamısı iştirak edəcəkdir. Güclü işıq mənbəyindən istifadə etməklə, katod üzərinə düşən işığın intensivliyini (şüalanma selinin sıxlığını) artıraraq, müəyyən etmək olar ki, **işığın intensivliyi artdıqca, doyma cərəyanının şiddəti, yəni işığın təsiri ilə qopan elektronların sayı artır.**

Deməli, **fotoelektronların sayı işığın intensivliyindən asılı olur ($N_e \sim I$).**

Bu, tamamilə başa düşüləndir, belə ki, işığın intensivliyinin artması, işıq dəstəsinin enerjisinin artması, bu isə, öz növbəsində, onun təsirinin güclənməsi deməkdir.

Fotoelektronların sürətinin (kinetik enerjisinin) nədən asılı olduğunu müəyyənləşdirməyə çalışsaq, maraqlı hadisənin şahidi olarıq. Doyma cərəyanına uyğun qrafikdən görünür ki, gərginlik sıfır olduqda belə, cərəyan şiddəti sıfır olmur (şəkil 340). Deməli, elektrik sahəsi olmadıqda belə, fotoelektronların bir qismi xaotik hərəkət nəticəsində anoda çata bilir. Əgər cərəyan mənbəyinin qütblərini dəyişsək, yəni elektronlara əks istiqamətdə təsir edən gərginlik tətbiq etmiş olsaq, onda bu gərginliyin müəyyən bir qiymətində dövrədəki cərəyan şiddəti sıfır olar. Başqa sözlə desək, əks istiqamətdə təsir edən gərginlik elektronları tormozlayaraq dayandıracaq. **Gərginliyin bu qiyməti ləngidici və ya ləngidən gərginlik adlanır (U_l ilə işarə olunur).** Aydındır ki, ləngidici gərginlik fotoelektronların maksimal kinetik enerjisindən asılı olmalıdır. Elektronların kinetik enerjiləri nə qədər böyük olarsa, onları dayandırmaq üçün tələb olunan gərginlik də o qədər böyük olar.



Şəkil 340.

Kinetik enerji haqqında teoremə əsasən $\boxed{\frac{mv^2}{2} = eU_l}$ olmalıdır. Buradan da ləngidən gərginlik üçün $\boxed{U_l = \frac{mv^2}{2e}}$ alınar.

Fikirləşmək olar ki, işığın intensivliyinin artması fotoeffekt nəticəsində qopmuş elektronların kinetik enerjisinin (sürətinin) artmasına səbəb olmalıdır. Bu isə elektronları geriyə qaytaran ləngidən gərginliyin qiymətinin artması ilə nəticələnməlidir, lakin müəyyən edilmişdir ki, işığın intensivliyinin dəyişməsi ləngidən gərginliyin qiymətinin dəyişməsinə səbəb olmur. Əgər fotoelektronların sayının düşən işığın intensivliyindən asılı olmasını işığın dalğa nəzəriyyəsinə görə izah etmək mümkün idisə, bu hadisəni, yəni fotoelektronların sürətinin (kinetik enerjisinin) işığın intensivliyindən asılı olmamasını həmin nəzəriyyəyə görə heç cürə izah etmək olmur.

Təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, **işığın təsiri ilə qopmuş elektronların sürəti (kinetik enerjisi) yalnız işığın tezliyindən asılı olur ($E_k \sim \nu$) və tezlik artdıqca, fotoelektronların maksimal kinetik enerjisi də artır.**

Bu hadisənin izahını, Eynşteyn işığa zərrəciklər seli kimi baxmaqla, vermişdir. O, Plankın işığın porsiyalarla şüalanması və porsiyalarla udulması ideyasını əsas götürərək, bu hadisəyə aid təcrübi faktları izah edə bilən düstur verə bilmişdir. Eynşteynə görə düşən işığın $\boldsymbol{E = h\nu}$ enerjisi elektronu metaldan qoparmaq üçün tələb olunan $\boldsymbol{A}$ çıxış işinə və elektrona $\boldsymbol{\frac{mv^2}{2}}$ qədər kinetik enerji verilməsinə sərf olunmalıdır, yəni $\boxed{\boldsymbol{h\nu = A + E_k}}$ və ya $\boxed{\boldsymbol{h\nu = A + \frac{mv^2}{2}}}$ olmalıdır.

Burada, $\boldsymbol{A}$ **-** işığın intensivliyindən asılı olmayan və verilmiş metal üçün sabit olan kəmiyyətdir.

Aydın olur ki, işığın intensivliyinin böyük olması işıq dəstəsində olan kvantların sayının çox olması, bu isə öz növbəsində qopan elektronların sayının çox olması deməkdir.

Fotoeffekt üçün Eynşteyn düsturu işığın kvant təbiətli olmasını sübut etməklə yanaşı, həm də fotoelektronların sürətinin düşən işığın tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılı olduğunu göstərir.

Eynşteyn düsturundan alınır ki, verilmiş maddə üçün düşən işığın tezliyinin fotoeffekt yarada bilən müəyyən bir minimal həddi vardır ki, tezlik bu həddən kiçik olduqda, işığın enerjisi elektronları qoparmağa kifayət etmir ($\boldsymbol{h\nu} < A$). Fotoeffektin baş verə bilməsi üçün işıq kvantlarının enerjisi ən azı metaldan elektronun çıxış işinə bərabər olmalıdır ($\boldsymbol{h\nu_{min} = A}$**).** Buradan da fotoeffektin qırmızı sərhəddi adlanan minimal tezlik üçün $\boxed{\boldsymbol{\nu_{min} = \frac{A}{h}}}$ alınar.

Göründüyü kimi, minimal tezlik yalnız metalın növündən asılı olan çıxış işi ilə müəyyən olunur. Ona görə də **fotoeffektin qırmızı sərhəddi verilmiş metal üçün sabit kəmiyyət olub, metalın növü dəyişdikdə dəyişəcək.**

Minimal tezlik - maksimal dalğa uzunluğuna uyğun gəldiyindən fotoeffektin qırmızı sərhəddinə uyğun dalğa uzunluğu $\boxed{\boldsymbol{\lambda_{max} = \frac{hc}{A}}}$ olacaqdır.

Aydındır ki, $\boldsymbol{h\nu} > A$ olduqda, işıq, elektronları qoparmaqla yanaşı, həm də onlara kinetik enerji vermiş olacaq.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək belə nəticəyə gəlmək olar ki, işığın təsiri ilə metalın səthindən elektronların qopması üçün kvantların enerjisi $\boldsymbol{h\nu \geq A}$

şərtini ödəməlidir.

Çıxış işini fotoeffektin qırmızı sərhəddi ilə ifadə etməklə, Eynşteyn düsturunu $\boxed{h\nu = h\nu_{min} + E_k}$ kimi də yazmaq olar. Buradan elektronların kinetik enerjisi üçün $\boxed{E_k = h\nu - h\nu_{min}}$ alınar.

Ləngidən gərginliyin ifadəsini nəzərə almaqla isə, Eynşteyn düsturunu $\boxed{h\nu = h\nu_{min} + eU_l}$ kimi də yazmaq olar.

Fotonlar.

Artıq qeyd etdiyimiz kimi, porsiyalarla şüalanan və ya udulan işıq özünü zərrəciklər seli kimi aparır. İşıq porsiyasına uyğun zərrəcik foton və ya kvant adlanır. Digər zərrəciklər kimi foton da enerjiyə malik olur. Fotonun enerjisi $\boxed{E = h\nu}$ və ya $\boxed{E = \hbar\,\omega}$ düsturları vasitəsilə hesablanır.

Nisbilik nəzəriyyəsinin kütlə ilə enerji arasındakı əlaqə düsturuna əsasən $E = mc^2$ - dır.

Enerjinin $E = h\nu$ və $E = mc^2$ ifadələrindən fotonun kütləsi üçün $\boxed{m = \frac{h\nu}{c^2}}$, impulsu üçün isə $\boxed{P = mc}$, $\boxed{P = \frac{h\nu}{c}}$ və $\boxed{P = \frac{h}{\lambda}}$ ifadələrini alarıq.

Bu ifadələrin müqayisəsindən fotonun enerjisi ilə impulsu arasında əlaqə də tapmaq olar.

Bunun üçün $P = mc$ ifadəsini $E = mc^2$ ifadəsində nəzərə almaq lazımdır. Onda $\boxed{E = pc}$ və ya $\boxed{P = \frac{E}{c}}$ alınar.

Məlum olduğu kimi, atomun ilk quruluş modelini Tomson vermişdir. Bu modelə görə müsbət yük atomun bütün həcmini doldurur, elektronlar isə müsbət yükün arasında sükunətdədir (atomun bu modeli keks modeli adlanır). Rezerfordun tədqiqatları isə bunun yalnış olduğunu göstərdi. Məlum oldu ki, müsbət yük atomun bütün həcmini yox, onun çox dar bir hissəsini – nüvəsini tutur, elektronlar isə nüvənin ətrafında müxtəlif dairəvi orbitlər üzrə hərəkət edir (atomun bu modeli planetar model adlanır). Elektronun kütləsi nüvənin kütləsindən təxminən iki min dəfə kiçik olduğundan atomun bütün müsbət yükü və demək olar ki, bütün kütləsi onun nüvəsində toplanmışdır.

Maksvell nəzəriyyəsinə görə dairəvi orbit üzrə hərəkət edən elektronlar (çevrə üzrə hərəkət təcilli hərəkət olduğundan) elektromaqnit dalğası şəklində enerji şüalandırmalı və nəticədə enejisini tam itirərək, nüvənin üzərinə düşməlidir. Beləliklə də atom məhv olmalıdır. Həqiqətdə isə belə bir hadisə baş vermir, həyacanlanmamış atom enerji şüalandırmadan daimi dayanıqlı vəziyyətdə ola bilir. Bu kritik vəziyyətdən çıxış yolunu N. Bor tapdı və bununla da mikrozərrəciklərin hərəkətinə aid yeni nəzəriyyənin - Kvant mexanikasının əsası qoyuldu.

Bor postulatları.

- atom sistemi hər birinə müəyyən E_n enerjisi uyğun gələn xüsusi stasionar və ya kvant hallarında ola bilir ki, bu hallarda o şüalanmır;

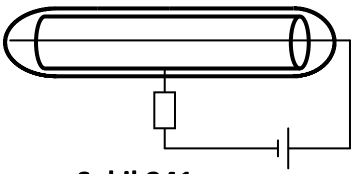
- atom yalnız bir stasionar haldan digər stasionar hala keçdikdə kvant şəklində enerji şüalandırır.

Atom enerji udmaqla kiçik enerji halından böyük enerji halına keçir. Enerji şüalandıran atom isə böyük enerji halından kiçik enerji halına keçir. Bu zaman şüalanan və ya udulan fotonun enerjisi keçid baş verən enerji səviyyələrinin fərqinə bərabər olur: $\boxed{h\nu_{min} = E_m - E_n}$. Buradan şüalanan və ya udulan kvanta uyğun rəqs tezliyi $\boxed{\nu = \frac{E_m - E_n}{h}}$ olacaqdır.

ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏRİN MÜŞAHİDƏ VƏ QEYDƏALINMA ÜSULLARI.

Heygerin qazboşalması sayğacı.

Sayğac daxildən metal təbəqə ilə örtülmüş silindrik formalı şüşə qabdan ibarətdir (şəkil 341). Metal təbəqə katod, silindrin oxu boyunca uzadılmış nazik metal məftil isə anod rolunu oynayır. Boru qazla (adətən, arqonla) doldurulur. Sayğacın iş prinsipi zərbə ilə ionlaşmaya əsaslanmışdır.



Şəkil 341.

Elektron, $\boldsymbol{\alpha}$ **–** zərrəcik və s. kimi yüklü zərrəciklər qazda hərəkət edərək atomları ionlaşdırmaqla, müsbət ionlar və elektronlar əmələ gətirir. Elektrodlar arasında yaradılan yüksək gərginlik elektronlara elə yüksək sürət verir ki, nəticədə zərbə ionlaşması hesabına yaranan ionlar və elektronlar seli sayğacda böyük cərəyan yaradır. $\boldsymbol{R}$ müqavimətində yaranan bu gərginlik impulsu isə xüsusi qurğu ilə qeydə alınır.

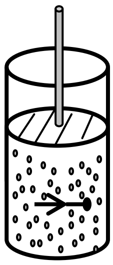
Heyger sayğacı əsasən elektronları və böyük enerjili $\boldsymbol{\gamma}$ – kvantları qeydə almağa imkan verir. $\boldsymbol{\gamma}$ – kvantlar kiçik ionlaşdırma qabiliyyətinə malik olduqlarından, onları bilavasitə qeydə almaq mümkün deyil. Ona görə də onları qeydə almaq üçün borunun daxili səthi $\boldsymbol{\gamma}$ – kvantların təsiri ilə elektron ayıra bilən maddə ilə örtülür.

$\boldsymbol{\alpha}$ **–** zərrəciklərin qeydə alınması nisbətən çətinlik törədir, belə ki, bu zərrəciklər üçün şəffaf olan «pəncərə» düzəltməyin özü çətindir.

Vilson kamerası.

Bu kamera yalnız zərrəciyin daxilolma faktını və onun bəzi xüsusiyyətlərini qeydə ala bilir. Kamerada hərəkət edən yüklü zərrəcik iz buraxır ki, onu da görmək və ya şəklini çəkmək mümkündür.

Kamera - içərisi ifrat doymuş su və ya spirt buxarı ilə doldurulmuş kip bağlanan qabdır. Kameraya daxil olan zərrəciyin izi boyunca buxar kondensasiya edərək, su damcıları əmələ gətirir (şəkil 342). İzin uzunluğuna görə



Şəkil 342.

zərrəciyin enerjisini, vahid uzunluğa düşən damcıların sayına görə isə onun sürətini qiymətləndirmək olur. Daha dəqiq desək, izin uzun olması zərrəciyin enerjisinin böyük olması, damcıların sayının çox olması isə onun sürətinin kiçik olması deməkdir. Böyük yükə malik zərrəciyin izi daha yoğun olur. Kameranı sabit maqnit sahəsində yerləşdirməklə, zərrəciyin sahədə meylinə nail olmaq və buna görə, həm də onun yükünün kütləsinə nisbətini tapmaq olur.

Qabarcıqlı kamera.

Bu halda kameranın içərisində ifrat qızmış maye olur ki, o da, kameraya daxil olan zərrəciyin izi boyunca ani olaraq buxara çevrilir.

Qabarcıqlı kamera Vilson kamerasınıın qeydə ala bilmədiyi böyük enerjili zərrəcikləri də qeydə almağa imkan verir (buxarın sıxlığı mayenin sıxlığından kiçik olduğundan, bəzi böyük enerjili zərrəciklər Vilson kamerasından elə böyük sürətlə keçir ki, buxar kondensasiya etməyə macal tapmır və nəticədə kamera onu qeydə ala bilmir).

Qabarcıqlı kamerada yüklü zərrəciyin izi boyunca buxar qabarcıqları əmələ gəldiyindən o, qabarcıqlı kamera adlanır.

Deməli, əgər Vilson kamerasının iş prinsipi ifrat doymuş buxarın kondensasiya etməsinə əsaslanıbsa, Qabarcıqlı kameranın iş prinsipinin əsasında ifrat qızmış mayenin buxara çevrilməsi durur.

Dediklərimizdən aydın olur ki, Qabarcıqlı kameranın Vilson kamerasından üstünlüyü ondan ibarətdir ki, işçi maddənin sıxlığı daha böyükdür və ona görə də hətta böyük enerjili zərrəciklər belə bu kamerada kəskin tormozlanmaqla qeydə alına bilir.

Nazik təbəqəli fotoemulsiya metodu.

Bu metodun əsasında böyük sürətli yüklü zərrəciklərin gümüş-bromid kristalları ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində brom atomlarından elektron qoparması hadisəsinə əsaslanıb. Fotoemulsiyalı təbəqənin aydınlaşdırılması zərrəciyin hərəkət trayektoriyası boyunca izin əmələ gəlməsini göstərir. Yüksək tormozlama qabiliyyətinə malik fotoemulsiya digər üsullarla qeydə alına bilməyən qısa müddətli nadir hadisələri də qeydə almağa imkan verir.

Məlumdur ki, sürətli elektronların qaz boşalması borusu ilə toqquşması zamanı rentgen şüalanması adlanan şüalar yaranır. Bekkerel günəş şüalarının təsiri ilə maddədə yarana biləcək belə bir şüalanmanın alına biləcəyi ümidi ilə uzun müddət buna oxşar mənzərənin tədqiqi ilə məşğul olmuşdur. O, bu məqsədlə uran duzundan istifadə etmiş və ona elə gəlmişdir ki, həqiqətən də günəş şüalarının təsiri ilə uran duzunda rentgen şüalarına oxşar olan şüalanma yaranır. Bu şüalar, rentgen şüaları kimi, qara kağızdan sərbəst keçməklə, foto kağızı yandıra bilir. Hava bir dəfə tutqun olduğundan, Bekkerel təcrübəni dayandırmış, lakin növbəti təcrübədən əvvəl, hər ehtimala qarşı, foto kağızı aydınlaşdırmış və yenə də onun qaralmasının şahidi olmuşdur. Beləliklə də, aydın olmuşdur ki, uran duzunda yaranan şüalanmaya səbəb heç də günəş şüaları deyil, bu onun öz təbiətinə xas olan xüsusiyyətdir. Başqa sözlə desək, uran duzu heç bir xarici təsir olmadan belə, hansısa şüalanma yarada bilir. Bu şüalar da, rentgen şüaları kimi, havanı ionlaşdıra, elektroskopu yüksüzləşdirə bilir və s.

Bekkerel sonradan müxtəlif uran birləşmələrini tədqiq edərək müəyyən edə bilmişdir ki, bu şüalanma, birləşməyə yox, sırf uran atomunun özünə məxsusdur.

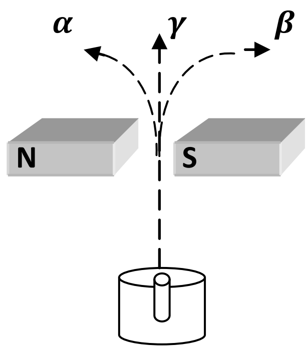
Bu hadisənin kəşfindən sonra ona böyük maraq yarandı və buna oxşar özbaşına şüalanmanın digər kimyəvi elementlərdə də tapılmasına cəhdlər edildi. Az sonra M.Küri toriumda bu cür şüalanmanı kəşf etdi. Daha sonra M. Küri və onun əri P.Küri yeni bir kimyəvi elementin də bu xüsusiyyətə malik olduğunu müəyyən edə bildilər və həmin elementə M.Kürinin vətəni Polşanın şərəfinə *polonium* adı verildi. Bir qədər sonra isə çox güclü şüalanma yarada bilən yeni bir element kəşf edildi və *radium* (şüasaçan) adlandırıldı. Özbaşına şüasaçma hadisəsi isə Kürilər tərəfindən **radioaktivlik** adlandırıldı. Məlum oldu ki, bu xüsusiyyət təkcə adı çəkilən elementlərə yox, Mendeleyev cədvəlində sıra nömrəsi 83 – dən sonra gələn bütün kimyəvi elementlərə aiddir.

Alfa -, beta - və qamma - radioaktivlik.

Radioaktivliyin kəşfindən bir qədər sonra şüalanmanın fiziki təbiətinin öyrənilməsi üzrə tədqiqatlara başlandı. Bu istiqamətdə işlərlə, Bekkerel və

Kürilərdən başqa, Rezerford da məşğul olmağa başladı. Bu məqsədlə qurğuşun qabda yerləşdirilmiş radiumun şüaları qabın dar kanalından keçməklə kanalın qarşısına qoyulmuş foto lövhənin üzərinə salınmışdır. Təcrübə vakuumda aparılmışdır. Lövhənin aydınlaşdırılması kanalın qarşısında bir ləkənin yarandığını göstərmişdirsə, şüaların maqnit sahəsindən keçməklə lövhənin üzərinə salınması 3 müxtəlif ləkə yaratmışdır. Bu ləkələrdən biri əvvəlki yerində, biri ondan azacıq solda, digəri isə ondan bir qədər çox məsafədə sağda alınmışdır (şəkil 343).

Maqnit sahəsində meyl etmək yüklü zərrəciklərə xas olan xüsusiyyət olduğundan, aydın oldu ki, meyl edən şüalar yüklü zərrəciklər selidir. Şüalardan birinin sağa, digərinin isə sola meyl etməsi zərrəciklərin əks işarəli yüklərə malik olmasını göstərdi.



Şəkil 343.

Sonrakı tədqiqatlar **sola meyl edən şüaların ikiqat ionlaşmış helium atomları (helium atomlarının nüvələri), sağa meyl edən şüaların işıq sürətinə yaxın sürətlə hərəkət edən elektronlar seli, maqnit sahəsində meyl etməyən şüaların isə rentgen şüalarından da yüksək tezliyə malik olan elektromaqnit şüaları olması müəyyən edildi.**

*B*u şüalar, uyğun olaraq, $\boldsymbol{\alpha}$ **-**, $\boldsymbol{\beta}$ **-** və $\boldsymbol{\gamma}$ - şüalar adlandırıldı.

Deməli, $\boldsymbol{\alpha}$ - şüalar maqnit sahəsində maqnitin şimal, $\boldsymbol{\beta}$ - şüalar isə cənub qütbünə tərəf meyl edirlər.

Məlum oldu ki, müxtəlif maddələrə nüfuzetmə qabiliyyətinə görə bu şüalar bir-birindən kəskin fərqlənir. Belə ki, $\boldsymbol{\alpha}$ **–** şüalar ən kiçik (hətta qalınlığı $0.1\,mm$ olan kağız vərəq belə onun üçün qeyri-şəffaf mühitdir), $\boldsymbol{\beta}$ **-** şüalar nisbətən böyük (bir neçə millimetr qalınlığında aliminium lövhə tərəfindən tamamilə udulurlar), $\boldsymbol{\gamma}$ - şüalar isə çox yüksək nüfuzetmə qabiliyyətinə malikdirlər. Bu şüalar hətta $1\,sm$ qalınlıqlı qurğuşun lövhəni belə çox asanlıqla keçə bilirlər.

Radioaktiv çevrilmələr.

Radioaktiv şüalanmaya məruz qalan maddədə nələr baş verdiyini araşdıran zaman məlum oldu ki, radiaktiv elementlərdə şüalanmanın intensivliyi uzun müddət dəyişməz qalır və bu proses enerji ayrılması ilə müşayiət olunur. Müəyyən edildi ki, bunun səbəbi radioaktiv maddələrdə, adi kimyəvi çevrilmələrdən fərqlənən başqa təbiətli çevrilmələrin baş verməsidir. Belə ki, bu cür atom çevrilmələri zamanı ilkin maddədən öz fiziki və kimyəvi xassələrinə görə tamamilə fərqlənən yeni maddə əmələ gəlir. Bu maddə isə öz növbəsində spontan (özbaşına) şüalanmaqla, yeni çevrilməyə məruz qalır. Adətən radioaktiv parçalanma zamanı yaranan maddə də radioakitiv olur.

Atom nüvəsi haqqında məlumat əldə edildikdən sonra, məlum oldu ki, bu çevrilmələr məhz atomun nüvəsində baş verən çevrilmələrdir.

Dediklərimizi ümumiləşdirərək deyə bilərik ki, **radioaktivlik – müxtəlif zərrəciklərin şüalanması ilə müşayiət olunan bir atom nüvəsinin digər atom nüvəsinə çevrilməsidir.**

Yerdəyişmə qaydası.

Radioaktiv nüvələr, Soddinin ifadə etdiyi kimi, aşağıdakı qaydada çevrilmələrə məruz qalır:

- α **-parçalanma zamanı nüvə 2 elementar yük vahidi qədər yükünü, 4 atomun kütlə vahidi qədər isə kütləsini itirir ki, nəticədə element Mendeleyev cədvəlində öz yerini əvvələ doğru iki xana dəyişir**.

Bunu simvolik olaraq aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$\boxed{{}_{Z}^{M}\boldsymbol{X} \rightarrow {}_{Z-2}^{M-4}\boldsymbol{Y} + {}_{2}^{4}\boldsymbol{He}};$$

- $\boldsymbol{\beta}$ **- parçalanma zamanı nüvənin yükü 1 elementar yük vahidi qədər artır, kütləsi isə dəyişməz qalır, nəticədə element Mendeleyev cədvəlində öz yerini sona doğru bir xana dəyişir**.

Başqa sözlə desək:

$$\boxed{{}_{Z}^{M}\boldsymbol{X} \rightarrow {}_{Z+1}^{M}\boldsymbol{Y} + {}_{-1}^{0}\boldsymbol{e}};$$

- γ **- parçalanma zamanı nüvənin yükü dəyişmir, kütləsinin dəyişməsi isə çox cüzi olur**:

$$\boxed{{}_{Z}^{M}\boldsymbol{X} \rightarrow {}_{Z}^{M}\boldsymbol{X} + {}_{0}^{0}\boldsymbol{\gamma}}.$$

Radioaktiv parçalanma qanunu. Yarımparçalanma periodu.

Radioaktiv maddələrin çevrilmələrini tədqiq edən Rezerford təcrübi yolla müəyyən etmişdir ki, zaman keçdikcə onların aktivliyi azalır.

Hər bir radioaktiv maddə üçün elə bir müddət vardır ki, həmin müddət ərzində onun aktivliyi iki dəfə azalır. Bu müddət $\boldsymbol{T}$ ilə işarə olunur və maddənin yarımparçalanma periodu adlanır.

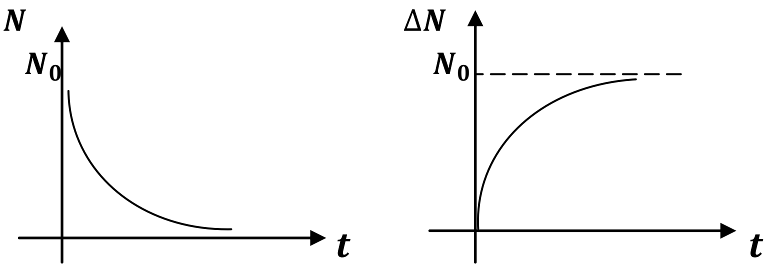
Belə çıxır ki, yarımparçalanma periodu ərzində mövcud olan radioaktiv atomların tən yarısı parçalanır.

Müxtəlif radioaktiv maddələrin yarımparçalanma periodları kəskin fərqlənir. Məsələn, əgər ${}^{238}_{92}U$ izotopunun yarımparçalanma periodu 4.5 milyard ildirsə, radium üçün bu rəqəm 1600 ildir. Yarımparçalanma periodu saniyənin milyonda bir hissəsinə bərabər olan radioaktiv elementlər də vardır.

İndi də radioaktiv parçalanma qanununa uyğun riyazi düstur çıxaraq. Fərz edək ki, başlanğıc anda ($t = 0$) radioaktiv atomların sayı $N = N_0$ - dır. $t = T$ müddətindən sonra bu say $N = \frac{N_0}{2}$, $t = 2T$ müddətindən sonra $N = \frac{1}{2}\frac{N_0}{2} = \frac{N_0}{4} = \frac{N_0}{2^2}$, $t = nT$ müddətindən sonra isə $N = \frac{N_0}{2^n}$ olacaqdır.

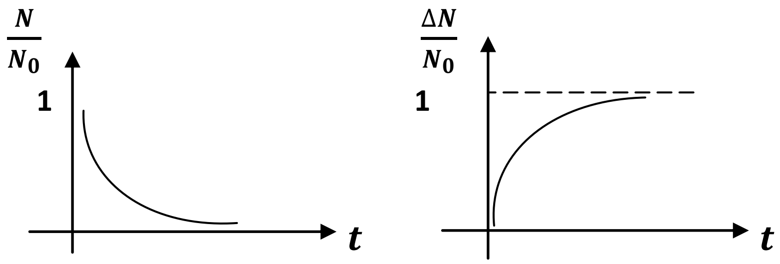
Sonuncu ifadədə $n = \frac{t}{T}$ olduğunu nəzərə almaqla $\boxed{\boldsymbol{N = N_0\, 2^{\frac{t}{T}}}}$ şəklində parçalanma qanunu alarıq. Burada, $\boldsymbol{N_0}$ başlanğıc anda, $\boldsymbol{N}$ isə $t = nT$ müddətindən sonra parçalanmamış atomların sayıdır. Aydındır ki, həmin müddət ərzində parçalanmış atomların sayı $\boxed{\Delta \boldsymbol{N} = \boldsymbol{N_0} - \boldsymbol{N}}$ olacaq.

Həm parçalanmamış, həm də parçalanmış atomların sayının zamandan asılılıq qrafikləri aşağıdakı kimi olacaqdır (şəkil 344):



Şəkil 344.

$\frac{N}{N_0}$ və $\frac{\Delta N}{N_0}$ nisbətlərinin zamandan asılılıq qrafikləri isə şəkil 345 – dəki kimi olacaq.



Şəkil 345.

İzotoplar.

Radioaktiv çevrilmələrin öyrənilməsi göstərdi ki, kimyəvi xassələrinə görə fərqlənməyən, lakin fiziki xassələri (məsələn, radioaktivlik xassəsi) müxtəlif olan maddələr mövcuddur. Eyni kimyəvi xassələrə malik olduğundan, onların atomlarını Mendeleyev cədvəlində eyni xanada yerləşdirmək olar. Soddi bu elementləri izotoplar (eyni xananı tutan) adlandırmışdır.

Sonradan müəyyən edildi ki, izotoplar təkcə radioaktivlik xassəsinə görə yox, həm də kütlələrinə görə fərqlənirlər.

İzotopların atom nüvələrinin yükü eyni olduğundan, elektron örtüklərində olan elektronların sayı da eyni olur. Buna görə də onlar eyni kimyəvi xassələrə malik olurlar. İzotopların kütlələri müxtəlif olduğundan, onlar müxtəlif radioaktivlik xassəyə malik olurlar.

Müəyyən edilmişdir ki, izotopların kütlələrindəki fərqlər onların nüvələrindəki neytronların sayının müxtəlifliyi ilə əlaqədardır. Məsələn, hidrogen atomunun ^1_1H (protium), ^2_1H (deyterium) və ^3_1H (tritium) kimi 3 müxtəlif izotopu vardır. ^1_1H izotopu 1 proton və 1 elektrondan, ^2_1H izotopu 1 proton, 1 elektron və 1 neytrondan, və ^3_1H izotopu isə 1 proton, 1 elektron və 2 neytrondan ibarətdir.

Atom nüvələrinin süni çevrilməsi. Neytronun kəşfi.

Atom nüvələrinin süni çevrilməsini ilk dəfə olaraq, 1919 – cu ildə

Rezerford həyata keçirmişdir. Bu, təbii radioaktivliyin kəşfi kimi təsadüfi kəşf deyildi.

Aydındır ki, kifayət qədər dayanıqlılığa malik olan nüvəni asanlıqla parçalamaq mümkün deyil. Bunun üçün böyük enerji tələb olunur. Rezerford bu məqsədlə radiumun şüalandırdığı $\boldsymbol{\alpha}$ - şüalardan istifadə etməklə, tarixdə misli görünməmiş bir çevrilməni həyata keçirə bildi. O, azot nüvəsini bu şüaların köməyi ilə oksigenə çevirə bildi:

$$\boxed{{}^{14}_{7}\boldsymbol{N} + {}^{4}_{2}\boldsymbol{He} \rightarrow {}^{17}_{8}\boldsymbol{O} + {}^{1}_{1}\boldsymbol{H}}\,.$$

Göründüyü kimi, bu reaksiya nəticəsində proton (${}^{1}_{1}\boldsymbol{H}$) alınır.

Bundan sonra digər tədqiqatçılar da $\boldsymbol{\alpha}$ - şüaların köməyi ilə ftorda, natriumda, alüminiumda və s. proton əmələ gəlməsi ilə nəticələnən süni çevrilmələr apara bildilər.

1932 –ci ildə atom - nüvə fizikasında yeni, dəhşətli bir eranın başlanmasına təkan verən hadisə baş verdi. **Çedvik** (Rezerfordun tələbəsi) berilliumu $\boldsymbol{\alpha}$ - zərrəciklərlə bombardman edən zaman protonun yox, hətta $10 - 20\,sm$ qalınlığında qurğuşun lövhəni belə sərbəst keçə bilən, yeni bir zərrəciyin alınmasına nail oldu. Müəyyən edildi ki, yüksək nüfuzetmə qabiliyyətlinə malik bu zərrəcik, bilavasitə qazı ionlaşdıra bilmədiyindən elektrik cəhətdən neytral olmalıdır. Ona görə bu zərrəcik **neytron** (neytral sözündəndir) adlandırıldı. Qeyd edək ki, belə bir zərrəciyin ola bilməsini Rezerford Çedvikin təcrübəsindən 10 il əvvəl söyləmişdi. Bunu nəzərə almaqla, adı çəkilən reaksiyanı aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\boxed{{}^{9}_{4}\boldsymbol{Be} + {}^{4}_{2}\boldsymbol{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\boldsymbol{C} + {}^{1}_{0}\boldsymbol{n}}\,.$$

Atom nüvəsinin quruluşu. Nüvə qüvvələri.

Neytronun kəşfindən sonra atom nüvəsinin proton - neytron modeli təklif olundu. Bu modelə əsasən nüvə 2 növ zərrəcikdən : proton və neytronlardan təşkil olunub.

Əgər nüvədəki protonların sayını $\boldsymbol{Z}$ ilə (bu həm atomun Mendeleyev cədvəlində sıra nömrəsini, həm də neytral atom üçün nüvə ətrafında fırlanan elektronların sayını göstərir), neytronların sayını isə $\boldsymbol{N}$ ilə işarə etsək, onda nüvə zərrəciklərinin sayı üçün $\boxed{\boldsymbol{A = Z + N}}$ ifadəsini alarıq ki, bu say da kütlə ədədi adlanır.

Təbii olaraq belə bir sual meydana çıxır. Necə olur ki, eyni işarəli yükə malik olan protonlar və yüksüz neytronlar çox kiçik bir həcmdə – nüvədə bir-birinin yanında qala bilirlər? Bunu və nüvənin yüksək dayanıqlılığa malik olmasını nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, proton və neytronları nüvə daxilində bir-birinin yanında saxlayan və Kulon qüvvəsindən fərqli və onunla müqayisədə daha güclü olan qüvvələr mövcuddur. Belə çıxır ki, **nuklon** adlandırılan nüvə zərrəcikləri arasında xüsusi qüvvələr mövcuddur. Bu qüvvələr **nüvə qüvvələri** adlanır. Elektromaqnit qüvvələrindən təxminən 100 dəfə böyük olan bu qüvvələr təbiətdə mövcud olan qüvvələrin ən böyüyüdür. Buna görə də **nüvə zərrəcikləri arasında mövcud olan qarşılıqlı təsir, həm də güclü qarşılıqlı təsir adlanır**.

Bu qüvvələrin xarakterik xüsusiyyəti, onların qısa təsir qüvvələri olmasıdır. Nüvənin hüdudları daxilində $(10^{-12} - 10^{-13}\, sm)$ mövcud olan bu qüvvələr atomun hüdudları daxilində $(10^{-8}\, sm)$ mövcud olmur. Başqa sözlə desək, protonlar arasındakı məsafənin $10^{-12}\, sm$ – dən $10^{-8}\, sm$ **-** ə qədər artması güclü cazibə qüvvəsi olan nüvə qüvvələrinin Kulon itələmə qüvvələrinə çevrilməsinə səbəb olur.

Atom nüvələrinin rabitə enerjisi.

Atom nüvələrinin rabitə enerjisi dedikdə, nüvəni ayrı-ayrı nuklonlara parçalamaq üçün tələb olunan enerji başa düşülür. Enerjinin saxlanması qanunundan çıxır ki, nuklonların birləşərək nüvə əmələ gətirməsi zamanı bu enerjiyə bərabər enerji ayrılmalıdır.

Atom nüvələrinin rabitə enerjisi üçün ifadə çıxaraq. Bu məqsədlə **Eynşteynin** kütlə ilə enerji arasında mövcud olan $\boldsymbol{E = mc^2}$ düsturundan istifadə edək. Aydındır ki, nuklonların birləşərək nüvə əmələ gətirməsi zamanı ayrılan enerjiyə uyğun kütlə çatışmazlığı (**kütlə defekti**) yaranmalıdır. Daha dəqiq desək, əmələ gələn nüvənin sükunət kütləsi (M_n) onu təşkil edən proton və neytronların sükunət kütlələrinin (uyğun olaraq, m_p və m_n) cəmindən kiçik olacaqdır, yəni $\boxed{\boldsymbol{M_n} < Z \cdot \boldsymbol{m_p} + \boldsymbol{N} \cdot \boldsymbol{m_n}}$ olmalıdır.

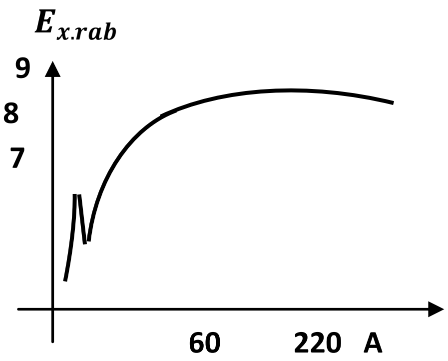
Onda kütlə defekti üçün $\boxed{\Delta \boldsymbol{M} = \boldsymbol{Z} \cdot \boldsymbol{m_p} + \boldsymbol{N} \cdot \boldsymbol{m_n} - M_n}$ ifadəsini alarıq. Artıq qeyd etdiyimiz kimi, aldığımız kütlə defekti, məhz rabitə enerjisinə uyğun kütlədir. Onda $\boldsymbol{E = mc^2}$ düsturundan istifadə etməklə rabitə enerjisi üçün

$\boxed{\boldsymbol{E_{rab}} = \Delta \boldsymbol{M}\boldsymbol{c}^2 = (\boldsymbol{Z} \cdot \boldsymbol{m_p} + \boldsymbol{N} \cdot \boldsymbol{m_n} - M_n)c^2}$ alarıq.

Bir nuklona düşən rabitə enerjisi xüsusi rabitə enerjisi adlanır və $\boxed{\boldsymbol{E_{x.rab}} = \frac{\boldsymbol{E_{rab}}}{\boldsymbol{A}}}$ kimi təyin olunur (vahidi $1\ \frac{Mev}{nuklon}$ - dur).

Burada, $\boldsymbol{A}$ - kütlə ədədidir.

Şəkil 346 -də xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 346.

Şəkildən göründüyü kimi, ən yüngül nüvələri çıxmaq şərti ilə, xüsusi rabitə enerjisi bütün nüvələr üçün təxminən eyni olub, $8\ \frac{Mev}{nuklon}$-a bərabərdir.

Alınan əyri $8.6\ \frac{Mev}{nuklon}$ - a bərabər zəif maksimuma malikdir ki, bu da kütlə ədədi 50 - 60 arasında olan elementlərə (dəmir və ona yaxın elementlərə) aiddir. Belə çıxır ki, dəmir və ona yaxın elementlər nisbətən yüksək xüsusi rabitə enerjisinə malikdirlər və ona görə də onların nüvələri daha dayanıqlıdırlar.

Kütlə ədədi 80 olan elementdən başlayaraq, $E_{x.rab}$ azalmağa başlayır və ağır elementlər üçün təxminən $1\ Mev$ kiçik olur. Bunun səbəbi, həcmcə böyük olan ağır nüvələrin protonları arasındakı məsafənin artması hesabına yaranan Kulon itələmə qüvvəsinin nüvə qüvvələrini zəiflətməsidir.

NÜVƏ REAKSİYALARI.

Nüvələrin bir-biri ilə və ya elementar zərrəciklərlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində çevrilmələri nüvə reaksiyaları adlanır.

Nüvə reaksiyaları o zaman baş verir ki, zərrəciklər nüvəyə yaxınlaşaraq, nüvə qüvvələrinin təsir dairəsinə düşsünlər. Aydındır ki, müsbət yüklü zərrəciyin nüvəyə yaxınlaşa bilməsi üçün o kifayət qədər böyük kinetik enerjiyə malik olmalıdır. Belə böyük enerjini protonlara, $\boldsymbol{\alpha}$ –zərrəciklərə və s. xüsusi sürətləndiricilərin köməyi ilə verirlər.

Bu üsulla nüvə reaksiyalarının aparılması, radioaktiv elementlərin şüalandırdığı α – zərrəciklərlə aparılan reaksiyalara nisbətən daha effektiv olur. Belə ki, **birincisi,** sürətləndiricilərin köməyi ilə zərrəciklərə $10^5 Mev$ – ə qədər enerji vermək mümkündür ki, bu da, α – zərrəciklərin malik olduğu $9\,Mev$ enerjidən qat-qat böyükdür. **İkincisi,** bu məqsədlə radioaktiv parçalanma zamanı yaranan protonlardan da istifadə etmək olar ki, bunların da yükü, α – zərrəciklərin yükü ilə müqayisədə 2 dəfə kiçik olduğundan, nüvəyə yaxınlaşma zamanı Kulon itələmə qüvvəsi də iki dəfə kiçik olacaq.

Deyilənləri nəzərə alaraq, sürətli protonların köməyi ilə ilk nüvə reaksiyası 1932 – ci ildə litium nüvələrindən istifadə edilməklə aparılmışdır:

$$\boxed{{}^{7}_{3}Li + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{4}_{2}He}.$$

Neytronlarla aparılan nüvə reaksiyaları.

Neytronun kəşfi nüvə reaksiyalarının aparılmasında böyük dönüş yaratdı. Belə ki, yükə malik olmayan neytron maneəsiz nüvəyə yaxınlaşmaqla, nüvə qüvvələrinin təsir dairəsinə daxil ola bilir.

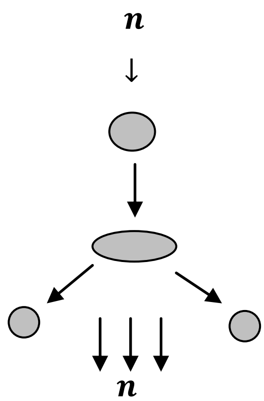
E. Fermi ilk dəfə belə reaksiyaları aparmaqla göstərə bilmişdir ki, nüvə çevrilmələrini təkcə sürətli neytronlarla yox, həm də ləng (aşağı sürətli) neytronlarla aparmaq mümkündür. Məlum olmuşdur ki, bəzi hallarda ləng neytronlarla aparılan reaksiyalar daha effektiv olur. Buna görə də neytronların sürətini əvvəlcədən azaltmaq lazım gəlir. Bu məqsədlə adi sudan da istifadə etmək mümkündür.

Uran nüvələrinin bölünməsi. Uran nüvəsinin bölünməsini ilk dəfə olaraq 1938-ci ildə Han və Ştrassman kəşf etmişlər. Onlar müəyyən etmişlər ki, uranın neytronlarla bombardman edilməsi zamanı Mendeleyev cədvəlinin ortasına yaxın element yaranır. Bu prosesdə 2-3 neytron əmələ gəlməklə yanaşı, γ – şüalar yaranır və böyük miqdarda enerji ayrılır. Xüsusi rabitə enerjisinə uyğun qrafikdən aydın olur ki, bu paçalanma zamanı hər nuklona düşən enerji təxminən $1Mev$ artmalıdır. Bu isə bir uran nüvəsinin parçalanması zamanı $200\,Mev$ – ə yaxın enerji ayrılması deməkdir.

Atom nüvəsinin parçalanmasının izahını nüvənin damcı modelinin əsasında vermək mümkündür. Kürə formasında olan uran -235 nüvəsi neytron udmaqla, uzunsov forma alır ki, nəticədə protonlararası məsafənin artması

Kulon itələmə qüvvəsini artırır. Bu isə nüvənin iki qəlpəyə bölünməsinə səbəb olur (şəkil 347). Alınmış qəlpələr $\frac{1}{30}$ işıq sürətinə bərabər sürət alır.

Bu prosesin ən əhəmiyyətli cəhəti bölünmə zamanı 2 - 3 neytronun əmələ gəlməsidir ki, bunlar da nüvələrin sonrakı bölünməsini həyata keçirir. Neytronların əmələ gəlməsinin səbəbi aşağıdakı kimi izah olunur. Neytronlarının sayı protonlarının sayından çox olan ağır elementlərin parçalanması cədvəlin ortasına yaxın yerləşən və təxminən eyni proton və neytrona malik elementlərin yaranmasına səbəb olduğundan, aydındır ki, bu proses neytron ayrılması ilə müşayiət olunmalıdır.



Şəkil 347.

Zəncirvari nüvə reaksiyaları. Artıq qeyd etdiyimiz kimi, nüvənin bölünməsi zamanı yaranan əlavə neytronlar öz növbəsində qonşu nüvələrin bölünməsini həyata keçirəcək ki, bu bölünmə nəticəsində də yeni neytronlar əmələ gələcəkdir. Yaranmış neytronlar növbəti parçalanmaları həyata keçirəcək və s. Beləliklə də zəncirvari nüvə reaksiyası baş verəcək.

Zəncirvari nüvə reaksiyası elə reaksiyaya deyilir ki, bu reaksiyanı yaradan zərrəciklərin (neytronların) özləri həmin reaksiyanın məhsulu kimi yaranırlar.

Zəncirvari reaksiyanın aparılması üçün neytronun təsiri ilə parçalana bilən istənilən nüvədən istifadə etmək olmaz. Belə reaksiyaya yalnız uranın $^{235}_{92}U$ izotopu yarıyır. Bu izotop təbiətdə daha geniş yayılmış $^{238}_{92}U$ izotopunun $\frac{1}{40}$ hissəsini təşkil edir.

Zəncirvari nüvə reaksiyasının baş verməsi üçün heç də vacib deyil ki, əmələ gələn hər bir neytron nüvə parçalanması yarada bilsin. Vacib odur ki, verilmiş anda əmələ gələn neytronların sayı əvvəlki andakı saydan az olmasın. Bunun üçün isə neytronların artma əmsalı olan « k » vahidə bərabər və ya ondan böyük olsun.

Neytronların artma əmsalı dedikdə, verilmiş andakı neytronların sayının ondan əvvəlki andakı neytronların sayına nisbəti başa düşülür.

$\boldsymbol{k = 1}$ olduqda, reaksiya stasionar rejimdə baş verir və idarə oluna bilir. Bu halda nüvə reaksiyasından istilik almaq məqsədi üçün istifadə olunur.

$\boldsymbol{k} > 1$ olduqda, reaksiya idarə olunmur və partlayış baş verir.

$\boldsymbol{k} < 1$ olduqda isə neytronların sayı getdikcə, azalır (zəncirvari reaksiya baş vermir) və reaksiya dayanır.

İdarə oluna bilən nüvə reaksiyalarının baş verdiyi qurğu atom və ya nüvə reaktoru adlanır.

Məlum olduğu kimi, uran nüvəsi, əsasən də $^{235}_{92}\boldsymbol{U}$ izotopunun nüvəsi ləng neytronları daha effektiv zəbt edə bilir. Buna görə də təbii uranla işləyən reaktorlarda adi su, ağır su və ya qrafir kimi neytron ləngidicilərindən istifadə edilir. Reaksiyanın idarə olunması üçün isə reaktora daxil edilə bilən və neytronları yaxşı uda bilən kadmium, bor kimi çubuqlardan istifadə edilir.

İstilik nüvə reaksiyaları. **Çox yüksək temperaturda yüngül nüvələrin birləşməsi istilik nüvə reaksiyası adlanır**.

Günəş və ulduzların enerji şüalanması bu reaksiyanın hesabınadır. Zəncirvari nüvə reaksiyasından fərqli olaraq, bu reaksiyanı hələlik idarə etmək mümkün deyil. Bu baxımdan deyterium və tritiumun birləşməsi ilə baş verə biləcək reaksiyalar daha perspektivli hesab olunur:

$$\boxed{^{2}_{1}\boldsymbol{H} + {}^{3}_{1}\boldsymbol{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\boldsymbol{He} + {}^{1}_{0}\boldsymbol{n}}\ .$$

Şüalanma dozası. Radioaktiv şüalanmanın canlı orqanizmlərə təsiri **şüalanma dozası** ilə xarakterizə olunur.

Şüalanmanın udulma dozası dedikdə, şüalanan maddənin vahid kütləsinə düşən udulma enerjisi başa düşülür.

Şüalanmanın udulma dozası $\boldsymbol{D}$ ilə işarə olunur və $\boxed{\boldsymbol{D} = \frac{\boldsymbol{E}}{\boldsymbol{m}}}$ kimi təyin edilir. BS –şüalanmanın udulma dozasının vahid $\boldsymbol{1\ Qr}$ $(Qrey)$ **–**dir ($\boldsymbol{1\ Qr = 1\frac{C}{kq}}$).

MÜNDƏRICAT

Cəfərov Elimxan Süleyman oğlu 9 aprel 1955 -ci ildə Qərbi Azərbaycanın (sonradan Ermənistan SSR adlandırılan) Kalinino rayonunun Soyuqbulaq kəndində ziyalı ailəsində anadan olmuşdur. O, 1972 -ci ildə orta məktəbi qızıl medalla bitirərək, Azərbaycan Dövlər Universitetinin fizika fakültəsinə daxil olmuş və 1977 - ci ildə həmin fakultəni əla və yaxşı qiymətlərlə bitirmişdir.

Üçillik pedoqoji fəaliyyətdən sonra Azərbaycan SSR Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutunda elmi fəaliyyətə başlamış, 1981 – ci ildən isə SSRİ EA -nın Moskva şəhərində yerləşən, Nobel mükafatı laureatı N.N. Semyonovun rəhbərlik etdiyi Kimyəvi - Fizika İnstitutunda əvvəlcə təcrübəçi-tədqiqatçı, sonra isə aspirant olmuşdur. Həmin illərdə SSRİ EA -nın akademiki V. İ. Qoldanskinin rəhbərliyi altında qan plazmasının əsas zülallarından olan albuminin fəza quruluşunun tədqiqi ilə məşğul olmuşdur. Tritiumla nişanlama metodunun tətbiqi tədqiqatçıya, ilk dəfə olaraq, molekulun səth sahəsini, polipeptid zəncirin bükülmə və molekulun səthinin kələ - kötürlük əmsallarını müəyyən etməyə imkan vermişdir. Tədqiqatçı- alim həmçinin zülal molekulunun səthində “hidrofob ciblərin” olması ideyasının ilk dəfə təcrübi təsdiqini verə bilmiş, makromolekulu intakt domenlərə bölməklə, həm domenlərarası əraziləri tətqiq etmiş, həm də riyazi hesablama yolu ilə molekulu təşkil edən domenlərin sayını müəyyənləşdirmişdir.

Tədqiqat işlərinin nəticələrinə görə 01.04.17 -“Kimyəvi fizika” ixtisası üzrə kimya elmləri namizədi (1986, Moskva ş.) və 03.00.02 – “Biofizika” ixtisası üzrə biologiya elmləri doktoru (2004, Bakı ş.) elmi dərəcələri almışdır.

E. S. Cəfərov AMEA - nın Radiasiya Problemləri İnstitutunun Radiobiologiya laboratoriyasının müdiri, “Radiobiologiyanın müasir problemləri” üzrə Beynəlxalq Şüranın üzvüdür. Əsas fəaliyyət istiqaməti radiobiologiya və radioekologiya sahələridir. Bu sahədə E.S.Cəfərovun rəhbərliyi ilə Abşeron yarımadasının radionuklidlərlə lokal çirklənmə zonalarından birində (Romanı yod zavodunun ərazisində) radionuklidlərin keyfiyyət və kəmiyyət tərkibi müəyyənləşdirilmiş, onların həm torpağın ayrı - ayrı profilləri üzrə, həm də üfiqi müstəvidə yayılma arealları və “torpaq - bitki” zənciri üzrə miqrasiya xüsusiyyətləri öyrənilmişdir. Həmçinin də ərazini çirkləndirən radionuklidlərin yaratdığı ionlaşdırıcı şüalanmanın xroniki təsir şəraitində yabanı halda formalaşmış ot bitkilərinin biomorfoloji və reproduktivlik xüsusiyyətləri, bu şəraitə həssas olan fotosintez prosesi və bitkilərin antioksidant müdafiə sisteminin fəaliyyəti tədqiq edilmişdir.

E.S.Cəfərov həm də Sumqayıt Dövlət Universitetində müəllimlik fəaliyyəti ilə məşğuldur. O, Universitetin “Ekologiya və Təbiətdən İstifadə” kafedrasının professorudur. 140 - ə qədər elmi məqalənin, 2 müəlliflik şəhadətnaməsinin, 2 monoqrafiyanın və 2 dərs vəsaitinin müəllifidir.

1983 - cü ildə SSRİ EA - nın Kimyəvi - Fizika İnstitutunun (Moskva ş.) gənc alim və aspirantlarının müsabiqəsinin qalibi (II yer), 1984 -cü ildə Ümumittifaq Lenin Kommunist Gənclər İttifaqının Moskva şəhəri üzrə gənc alim və aspirantların arasında keçirdiyi müsabiqənin qalibi (III yer) olmuşdur.

2005-ci ildə biologiya elmləri sahəsində xidmətinə görə AMEA –nın Rəyasət Heyətinin Fəxri Fərmanı ilə təltif olunmuşdur.

MÜNDƏRICAT

Elimxan Süleyman oğlu Cəfərov

F İ Z İ K A

Üz qabığının tərtibatı ....
Kompyüterdə səhifələyib ....

Yüğülmağa verilib : .... Çapa imzalanıb ....
Fopmarı .... Ofset kağızı
Sayı .... nüsxə. Qiyməti : müqavilə ilə

"Elm" mətbəəsi