

A.O.DAŞDƏMİROV, C.İ.HÜSEYNOV

ÜMUMİ FİZİKA

Universitetlər üçün dərslik

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin
02 iyun 2022-ci il F-321 sayılı əmri ilə
"050108-İnformatika müəllimliyi",
"050114-Riyaziyyat müəllimliyi",
"050115-Riyaziyyat və informatika müəllimliyi"
ixisasları üçün dərslik kimi təsdiq edilmisdir.*

BAKİ-2022

Rəyçilər:

- 1. A.M.Allahverdiyev, ADPU-nun Ümumi fizika kafedrasının dosenti;**
- 2. R.Ş.Rəhimov, BDU-nun Ümumi fizika və fizikanın tədrisi metodikası kafedrasının dosenti;**
- 3. İ.İ.Abbasov, ADNSU-nun Fizika kafedrasının dosenti;**

A.O.Daşdəmirov, C.İ.Hüseynov ÜMUMİ FİZİKA (Ali məktəblər üçün dərslik)

Dərslik Universitetlərində Riyaziyyat müəllimliyi, Riyaziyyat və informatika müəllimliyi ixtisasları üzrə bakalaviriya hazırlığı üçün Azərbaycan Respublikasının Təhsil Nazirliyi tərəfindən təsdiq edilmiş "Ümumi fizika" fənn proqramına uyğun tərtib edilmişdir. Ümumi fizika kursunun mexanika, molekulyar fizika, elektrik və maqnetizm, optika, atom və nüvə fizikası bölmələrini yığcam şəkildə əhatə edən dərslikdə vacib fiziki anlayışların mahiyyətinin açılmasına, əsas fiziki qanunların izahına xüsusi yer verilmişdir. Dərslik tələbələrin yaradıcılıq qabiliyyətlərini, elmi təfəkkürünü və idrak fəaliyyətini inkişaf etdirməyə yönəldilmişdir. Tədris planında Ümumi fizika fənni yer alan digər ixtisaslar üzrə təhsil alan ali məktəb tələbələrində bu dərslikdən yararlanırlar. Bunlardan əlavə dərslik litsey, kollec tələbələri və orta məktəb müəllimləri üçün də faydalı vəsait ola bilər.

MUNDƏRİCAT

ÖN SÖZ	7
I HİSSƏ. MEXANİKA	10
FƏSİL I. MADDİ NÖQTƏNİN KİNEMATİKASI VƏ DİNAMİKASI	11
1.1.3. FİRLANMA HƏRƏKƏTİNİN KİNEMATİKASI	16
1.1.4. MADDİ NÖQTƏNİN İRƏLİLƏMƏ HƏRƏKƏTİNİN DİNAMİKASI	17
1.1.5. İMPULS. İMPULSUN SAXLANMA QANUNU. REAKTİV HƏRƏKƏT	20
FƏSİL 1.2. İŞ, GÜC, ENERJİ	24
1.2.1. MEXANİKİ İŞ. GÜC	24
1.2.2. KİNETİK VƏ POTENSİAL ENERJİ.	27
MEXANİKİ ENERJİNİN SAXLANMASI QANUNU	27
1.2.3. İMPULSUN VƏ ENERJİNİN SAXLANMA	30
QANUNLARININ BƏZİ TƏTBİQLƏRİ	30
FƏSİL 1.3. FİRLANMA HƏRƏKƏTİNİN DİNAMİKASI	34
1.3.1. BƏRK CİSMİN İRƏLİLƏMƏ VƏ FİRLANMA HƏRƏKƏTİ	34
1.3.2. ƏTALƏT MOMENTİ	35
1.3.3. FİRLANMA HƏRƏKƏTİ DİNAMİKASININ ƏSAS TƏNLIYI	38
1.3.4. FİRLANAN BƏRK CİSMİN KİNETİK ENERJISI	40
1.3.5. BƏRK CİSMİN FİRLANMASI ZAMANI QÜVVƏNİN GÖRDÜYÜ İŞ	41
FƏSİL 1.4. SƏLT MÜHİT MEXANİKASI ELEMENTLƏRİ	42
1.4.1. İDEAL MAYE AXINI. KƏSİLMƏZLİK TEOREMİ	42
1.4.2. BERNULLİ TƏNLIYI	43
1.4.3. DAXİLİ SÜRTÜNMƏ QÜVVƏLƏRİ	47
1.4.4. REAL MAYENİN AXINI	48
1.4.5. PUAZEYL QANUNU	49
1.4.6. STOKS QANUNU	51
FƏSİL 1.5. RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR	52
1.5.1. HARMONİK RƏQSLƏRİN KİNEMATİKA VƏ DİNAMİKASI	52
1.5.2. RİYAZİ VƏ FİZİKİ RƏQQASLAR	54
1.5.3. HARMONİK RƏQSLƏRİN TOPLANMASI	57
1.5.4. SÖNƏN VƏ MƏCBURİ MEXANİKİ RƏQSLƏR. REZONANS	59
1.5.5. MEXANİKİ DALĞALAR	63
1.5.6. QAÇAN DALĞANIN TƏNLIYI. FAZA SÜRƏTİ. DALĞA TƏNLIYI	64
1.5.7. DALĞANIN ENERJISI. ENERJİ SELİNİN SİXLİĞİ	66
II HİSSƏ	68

MOLEKULAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA	68
FƏSİL 2.1. MOLEKULAR KİNETİK NƏZƏRİYYƏ.....	69
2.1.1. İDEAL QAZIN MOLEKULAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏSİNİN ƏSAS TƏNLIYI.....	69
2.1.2. MOLEKULAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLIYINDƏN ALINAN NƏTİCƏLƏR	71
2.1.3. QAZ MOLEKULLARININ SÜRƏTLƏRƏ GÖRƏ PAYLANMASI.	73
MAKSVEL PAYLANMASI.....	73
2.1.4. BAROMETRİK DÜSTUR. BOLSMAN PAYLANMASI.....	75
2.1.5. MOLEKULLARIN SƏRBƏST YOLUNUN ORTA UZUNLUĞU	77
2.1.6. QAZLARDA DAŞINMA HADİSƏLƏRİ	80
FƏSİL 2.2. TERMODİNAMİKA.....	85
2.2.1. İDEAL QAZIN DAXİLİ ENERJISI.....	85
2.2.2. TERMODİNAMİKANIN I QANUNU	87
2.2.3. QAZLARIN İSTİLİK TUTUMU	88
2.2.4. ADİABATİK PROSES. PUASSON TƏNLIKLƏRİ	91
2.2.5. TERMODİNAMİKANIN I QANUNUNUN İZOPROSESLƏRƏ TƏTBİQİ	93
2.2.6. DÖNƏN VƏ DÖNMƏYƏN PROSESLƏR. İSTİLİK MAŞINLARI. TERMODİNAMİKANIN II QANUNU	95
2.2.7. KARNO DÖVRÜ	98
2.2.8. ENTROPİYA. İDEAL QAZIN ENTROPİYASI	100
2.2.9. ENTROPİYANIN STATİSTİK MƏNASI. TERMODİNAMİK EHTİMAL.....	102
FƏSİL 2.3. REAL QAZLAR	104
2.3.1. REAL QAZLAR ÜÇÜN VAN-DER-VAALS TƏNLIYI	104
2.3.2. VAN-DER-VAALS İZOTERMLƏRİ.....	107
2.3.3. REAL QAZIN DAXİLİ ENERJISI.....	108
2.3.4.COUL –TOMSON EFFEKTİ.....	110
FƏSİL 2.4. KONDENSƏ OLUNMUŞ HALLAR	111
2.4.1. MAYELƏRDƏ MOLEKULAR HADİSƏLƏR	111
2.4.2. MAYELƏRDƏ SƏTHİ GƏRİLMƏ.....	112
2.4.3. MAYENİN ƏYRİ SƏTH ALTINDA TƏZYİQİ	115
2.4.5. BƏRK CİSİMLƏR. KRİSTAL CİSİMLƏRİN NÖVLƏRİ	118
2.4.6. BƏRK CİSİMLƏRİN İSTİLİK TUTUMU	122
III HİSSƏ ELEKTROMAQNİZM.....	125
FƏSİL 3.1. ELEKTROSTATİKA.....	125
3.1.1. ELEKTRİK YÜKÜ VƏ ONUN SAXLANMASI QANUNU	125

3.1.3. ELEKTRİK SAHƏSİNİN İNTENSİVLİYİ	128
3.1.4. DİPOLUN ELEKTRİK SAHƏSİ	131
3.1.5. ELEKTROSTATİK SAHƏDƏ YÜKÜN HƏRƏKƏTİ ZAMANI GÖRÜLƏN İŞ. ELEKTROSTATİK SAHƏNİN POTENSİALI	133
3.1.6 İNTENSİVLİK VEKTORUNUN SELİ. QAUSS TEOREMİ	137
3.1.7. TƏKLƏNMİŞ NAQİLİN ELEKTRİK TUTUMU. KONDENSATORLAR	138
3.1.8. YÜKLƏR SİSTEMİNİN VƏ ELEKTROSTATİK SAHƏNİN ENERJİSİ	140
FƏSİL 3.2. SABİT CƏRƏYAN QANUNLARI	143
3.2.1. ELEKTRİK CƏRƏYANI	143
3.2.2. DÖVRƏ HİSSƏSİ ÜÇÜN OM QANUNU. MÜQAVİMƏT	145
3.2.3. KƏNAR QÜVVƏLƏR. MƏNBƏYİN ELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ	147
3.2.4. SABİT CƏRƏYANIN İŞİ VƏ GÜCÜ. COUL-LENS QANUNU	149
3.2.5. QEYRİ BİRCİNS DÖVRƏ HİSSƏSİ ÜÇÜN OM QANUNU	150
3.2.6. BUDAQLANMIŞ DÖVRƏLƏR. KİRXHOF QAYDALARI	152
3.2.7. METALLARADA ELEKTRİK CƏRƏYANI. METALLARIN KLASSİK ELEKTRON NƏZƏRİYYƏSİ VƏ ONUN ÇƏTİNLİKLƏRİ	154
FƏSİL 3.3. MAQNİTOSTATIKA	157
3.3.1. MAQNİT SAHƏSİ VƏ ONUN XARAKTERİSTİKALARI	157
3.3.2. BİO-SAVAR-LAPLAS QANUNU VƏ ONUN TƏTBİQLƏRİ	160
3.3.3. CƏRƏYANLI NAQİL MAQNİT SAHƏSİNİNDƏ. AMPER QÜVVƏSİ	163
3.3.4. YÜKLÜ ZƏRRƏCİYİN MAQNİT SAHƏSİNİNDƏ HƏRƏKƏTİ. LORENS QÜVVƏSİ	164
3.3.5. MAQNİTOMEXANİKİ İŞ	167
3.3.6. ELEKTROMAQNİT İNDUKSIYA HADİSƏSİ	168
3.3.7. ÖZ-ÖZÜNƏ VƏ QARŞILIQLI İNDUKSIYA HADİSƏLƏRİ. İNDUKTİVLİK	171
3.3.8. MAQNİT SAHƏSİNİN ENERJİSİ	173
FƏSİL 3.4. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI. DƏYİÇƏN CƏRƏYAN	175
3.4.1. RƏQS KONTURUNDA SƏRBƏST ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ	175
3.4.2. SÖNƏN ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ	177
3.4.3. MƏCBURİ ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ	179
3.4.4. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN	183
3.4.5. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİNİNDƏ TAM MÜQAVİMƏT	187
3.4.6. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİNİNDƏ GÜC	189
3.4.7. TRANSFORMATORLAR	191
IV HİSSƏ OPTİKA	194
FƏSİL 4.1. FOTOMETRİYA VƏ HƏNDƏSİ OPTİKA	

4.1.1. OPTİKANIN İNKİŞAF TARİXİNDƏN.....	194
4.1.2. FOTOMETRİK KƏMİYYƏTLƏR.....	197
4.1.3. HƏNDƏSİ OPTİKANIN ƏSAS QANUNLARI. FERMA PRİNSİPİ.....	203
4.1.4. TAM DAXİLİ QAYITMA	205
4.1.5. ÜÇÜZLÜ PRİZMALARDA ŞÜALARIN YOLU	207
4.1.6. LİNZALAR.....	208
FƏSİL 4.2. DALĞA OPTİKASI	213
4.2.1. İŞIĞIN İNTERFERENSİYASI	213
4.2.2. YUNQ TƏCRÜBƏSİ. İNTERFERENSİYA ZOLAQLARININ ENİ.....	216
4.2.3. NAZİK LÖVHƏLƏRDƏ İNTERFERENSİYA. NYUTON HALQALARI.....	218
4.2.4. İŞIĞIN DİFRAKSİYASI. HÜYGENS FRENEL	222
PRİNSİPİ. SFERİK DALĞALARIN FRENEL DİFRAKSİYASI	222
4.2.5. MÜSTƏVİ DALĞALARIN FRAUNHOFER DİFRAKSİYASI.DİFRAKSİYA QƏFƏSİ	226
4.2.6. İŞIĞIN POLYARİZƏLƏNMƏSİ	230
FƏSİL 4.3. İŞIĞIN MÜHİTLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ.....	234
4.3.1. İŞIĞIN DİSPERSİYASI	234
4.3.2. DİSPERSİYANIN ELEKTRON NƏZƏRİYYƏSİ	238
4.3.3. İŞIĞIN BULANIQ MÜHİTLƏRDƏ SƏPİLMƏSİ	243
4.3.4. İŞIĞIN UDULMASI	5
FƏSİL 4.4. KVANT OPTİKASI	266
4.4.1. İSTİLİK ŞÜALANMASI VƏ ONUN ƏSAS XARAKTERİSTİKALARI.....	266
4.4.2. İSTİLİK ŞÜALANMASININ ƏSAS QANUNLARI	269
4.4.3. FOTOELEKTRİK EFFEKTİ.....	273
4.4.4. TORMOZLANMA VƏ XARAKTERİSTİK RENTGEN ŞÜALARI.....	276
4.4.5. KOMPTON EFFEKTİ	278
ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI	281
FƏSİL 5.1 KVANT MEXANİKASININ ELEMENTLƏRİ	281
5.1.1. MADDİ ZƏRRƏCİKLƏRİN DALĞA TƏBİƏTİ. LUI -DE-BROYL HİPOTEZİ	281
5.1.2. HEYZENBERQIN QEYRİ-MÜƏYYƏNLİK PRİNSİPİ.....	284
5.1.3. DALĞA FUNKSİYASI. ŞREDİNGER TƏNLİYİ	287
5.1.4. ZƏRRƏCİYİN BİRÖLÇÜLÜ SONSUZ DƏRİN, DÜZBUCAQLI POTENSİAL ÇUXURDA HƏRƏKƏTİ	290
5.1.5. KVANT MEXANİKASINDA XƏTTİ HARMONİK OSSİLYATOR.....	293
5.1.6.ZƏRRƏCİYİN POTENSİAL ÇƏPƏRDƏN KEÇMƏSİ. TUNEL EFFEKTİ	295
FƏSİL 5.2. ATOM FİZİKASI.....	298

5.2.1. HİDROGEN ATOMUNUN SPEKTRİNDƏ QANUNAUYGUNLUQLAR.....	298
5.2.2. ATOMUN QURULUŞ MODELƏRİ.....	300
5.2.3. HİDROGEN ATOMUNUN YARIMKLASSİK NƏZƏRİYYƏSİ.....	302
5.2.4. FRANK-HERS TƏCRÜBƏSİ.....	306
5.2.5. MƏCBURİ ŞÜALANMA. LAZERLƏR.....	308
FƏSİL 5.3. ATOMUN KVANTOMEXANİKİ TƏSVİRİ.....	313
5.3.1. HİDROGEN VƏ HİDROGENƏBƏNZƏR ATOMLARIN KVANT NƏZƏRİYYƏSİ	313
5.3.2. KVANT ƏDƏDLƏRİ.....	317
5.3.3. ATOM ORBİTALLARI.....	320
5.3.4. ELEKTRONUN SPİNİ VƏ MAQNİT MOMENTİ.....	325
5.3.5. ATOMUN ENERGETİK SƏVİYYƏLƏRİNDƏ ELEKTRONLARIN PAYLANMASI	328
FƏSİL 5.4. NÜVƏ VƏ ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR.....	333
5.4.1. ATOM NÜVƏSİ VƏ ONUN ƏSAS XARAKTERİSTİKALARI.....	333
5.4.2. NÜVƏ QÜVVƏLƏRİ VƏ NÜVƏ MODELƏRİ.....	335
5.4.3. RADİOAKTİVLİK. RADİOAKTİV PARÇALANMA QANUNU.....	339
5.4.4. NÜVƏ REAKSİYALARI.....	343
5.4.5. FUNDAMENTAL QARŞILIQLI TƏSİRLƏR. ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR.....	347

ÖN SÖZ

Fizika-təbiət haqqında elm olub maddi aləmin ən ümumi xüsusiyyətlərini və hərəkət qanunlarını öyrənir. Fizikanın əsas məqsədi ətraf aləmi dərk etməkdən ibarətdir. Fizika dünyanın zaman, məkan, maddə, elektrik, işıq kimi xüsusiyyətlərindən bəhs etdiyi üçün əsas təbiət elmləri adlandırılıla bilər. Digər elmlər üçün əsasdır.

Maddi aləm – materiya bizdən asılı olmayaraq mövcud olan maddi varlıqdır. Materiyanın əsas xassəsi və varlıq forması hərəkətdir. Materiyanın hərəkət formaları da müxtəlifdir. Buraya fiziki, kimyəvi, bioloji və s. hərəkət formaları aiddir. Bu hərəkət formaları qarşılıqlı əlaqədə olub biri digərinə keçə bilər. Bununla yanaşı hər bir hərəkət formasının keyfiyyətə özünə məxsus xassələri vardır. Bu hərəkət formaları eyni zamanda materiyanın inkişafının müxtəlif mərhələləri ilə də xarakterizə olunur.

Maddi aləmdə baş verən ixtiyari dəyişiklik hərəkət adlanır. Bu hərəkəti doğuran materiyanın özüdür, onun müxtəlif konkret formaları arasındakı qarşılıqlı təsirdir. Materiyanın inkişafında bəsit, sadə hərəkət mürəkkəb hərəkətə keçdikdə keyfiyyətə yeni hərəkət forması və eyni zamanda materiyanın yeni varlıq forması yaranır. Ona görə də təsbit edilir ki, materiya və hərəkət bir-birindən ayrılmazdır, hərəkətsiz materiya və materiyasız hərəkət yoxdur.

Müxtəlif elmlər materiyanın müxtəlif hərəkət formalarını öyrənir. Fizika maddi aləmin rəngarəng hərəkət formalarından yalnız mexaniki və fiziki hərəkətləri öyrənir, maddi varlıq forması olaraq maddə və sahə formalarını qəbul edir. Materiyanın maddə formasına elementar zərrəciklər, onlardan yaranan atomlar, atomlardan yaranan molekulalar, atom və molekulalardan ibarət olan cisimlər aiddir. Maddənin əsas xarakterik cəhəti onun korpuskulyar, diskret və sonlu ölçüyə malik olmasıdır. Sahə isə bu korpuskullar (zərrəciklər, hissəciklər, cisimlər) arasında əlaqə yaradan, onların bir-birinə təsirini ötürən vasitə olub, maddi varlığın bir formasıdır.

Maddədən fərqli olaraq sahə kəsilməz və fəzada qeyri-məhduddur. Sahə həm cismin daxilində və həm də cisim olmayan fəzada ola bilər. Fəzanın eyni bir həcmində eyni zamanda müxtəlif sahələr (cazibə, elektrik, elektromaqnit) mövcud ola bilər. Sahə cisimlər tərəfindən yaradılır və bir-biri ilə bağlıdırlar. Müəyyən hallarda zərrəciyə qarşı sahə, sahəyə qarşı isə zərrəcik qoymaq olur.

Fiziki hadisələri və onların qanunauyğunluğunu müəyyənləşdirmək üçün müşahidə və təcrübə əsasında fiziki hadisənin modeli qurulur. Bu model öz növbəsində təcrübədə yoxlanılır, reallıq tam əks etdirilmədikdə dəqiqləşdirilir və ya yeni model qurulur. Əksər hallarda dəqiqləşdirilmiş və ya yeni modellər köhnə modeli inkar etmir, onların tətbiq həddləri müxtəlif olur. Məsələn, Nyuton

mexanikasında (klassik modeldə) fəza və zaman anlayışları işıq sürətinə yaxın sürətlər mexanikasında–xüsusi nisbilik prinsipində (relyativistik modeldə) dəyişir. Relyativistik model klassik modeli inkar etmir, kiçik sürətlərdə onlar eyni olurlar.

Modelin əsasını təşkil edən təsəvvürlərin dəyişməsi, yeni modelin – fizikanın yeni sahəsinin yaranmasına gətirir. Kvant mexanikasının yaranması buna misaldır. Fizikanın inkişafı başqa elmlərin – kimyanın, biologiyanın, təbabətin, geologiyanın, coğrafiyanın, ekologiyanın inkişafına təkan verir. Bu sahələrin elmi əsaslarının yaradılmasında fiziki qanuna uyğunluqlar, fiziki tədqiqat üsulları və onların tətbiqləri başlıca rol oynamışdır. Bu elmlərin fizika ilə sərhəddində yeni elm sahələr-kimyəvi fizika və fiziki kimya, biofizika, geofizika və s. yaranmışdır. Fizika həmişə inkişafda olan elmdir və maddi aləmin fiziki mənzərəsini ardıcıl öyrənərək gerçəkliyə yaxınlaşır.

Dərsliyin yazılması və nəşrə hazırlanması zamanı öz qeydləri və faydalı məsləhətləri ilə onun səviyyəsinin yüksəlməsinə kömək etmiş ADPU-nun "Ümumi fizika" kafedrasının bütün əməkdaşlarına, rəsmi rəyçilərə, BDU-nun "Optika və molekulyar fizika" kafedrasının dosenti Rafiq Bağirova, "Elektronika" kafedrasının dosenti Eldar Rəsulova, kitabı çapa hazırlayarkən dizayn və tərtib işlərində göstərdiyi köməyə görə ADPU-nun "Ümumi fizika" kafedrasının əməkdaşı Natella Namazovaya müəlliflər öz təşəkkürlərini bildirir.

Müəlliflərin BDU və ADPU da "Ümumi fizika" kursundan uzun müddət oxuduqları mülahizələr əsasında yazılmış dərslikdə nöqsan və çatışmamazlıqlara rast gəlmək istisna olunmur. Kitabı oxuyub, irad və təkliflərini bildirən hər bir oxucuya əvvəlcədən minnətdarlığımızı bildiririk.

Müəllifər

I HİSSƏ. MEXANİKA

Ümumi fizikanın mexanika bölməsi-kinematika, dinamika və statika kimi bölmələrdən ibarət olub, maddi nöqtə, cisim və ya cisimlər sisteminin hərəkət qanunları, hərəkətin dəyişmə səbəbləri və eyni zamanda cisim və cisimlər sisteminin tarazlıq şərtlərini öyrənir. Başqa təbiət elmləri kimi mexanikanın da əsas prinsipləri çoxillik təcrübə və müşahidələrin nəticələrinin ümumiləşdirilməsi əsasında formalaşmışdır.

Mexanika - fizikanın materiyanın ən sadə hərəkət forması olan mexaniki hərəkət formalarını öyrənən bölməsidir. Qaliley-Nyuton mexanikası klassik mexanika adlanır. Burada sürətləri işığın boşluqda yayılma sürətindən çox kiçik olan makroskopik cisimlərin hərəkət qanunları öyrənilir. Sürətləri işıq sürətinə yaxın olan cisimlərin hərəkət qanunları relyativistik mexanikada öyrənilir.

Kinematikada mexaniki hərəkətlər onları yaradan səbəblər araşdırılmadan öyrənilir. Başqa sözlə desək, kinematikada «hərəkət nə üçün yaranıb?» suallarına cavab tapılmaz, 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.

FƏSİL I. MADDİ NÖQTƏNİN KİNEMATİKASI VƏ DİNAMİKASI

1.1.1. Əsas anlayışlar

Cismin fəzada başqa cisimlərə nəzərən vəziyyətinin zaman keçdikcə dəyişməsinə mexaniki hərəkət deyilir. Hərəkətdə olan cismin vəziyyəti hansı cismə nəzərən öyrənilirsə həmin cisim *hesablama cismi* adlanır.

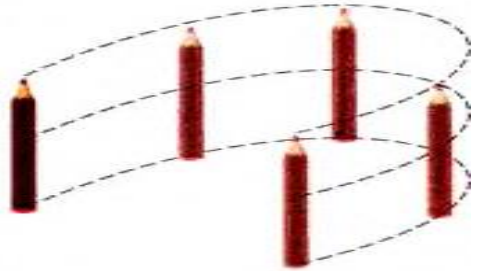
Əgər cisim zaman keçdikcə digər cismə nəzərən vəziyyətini dəyişmirsə, bu halda cisim həmin cismə nəzərən hərəkət etmir və ya *sükunətdə* qalır deyilir.

Hərəkət və sükunət nisbi anlayışlardır. Başqa sözlə desək, mütləq hərəkət və ya mütləq sükunət yoxdur. Yəni, 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.



Mexanikanın bir çox məsələlərində hərəkətinə baxılan cismin forma və ölçüləri nəzərə alınmır. **Verilmiş məsələ şərti daxilində həndəsi ölçüləri nəzərən alınmayan cismə maddi nöqtə deyilir.** Cismin maddi nöqtə kimi qəbul olunması üçün onun ölçüləri getdiyi yola nisbətən çox-çox kiçik olmalıdır.

Ölçüləri nəzərə almamaq mümkün olmadıqda, *mütləq bərk cisim* kimi baxılır. İstənilən xarici təsirdə mütləq bərk cismin forma və ölçüləri dəyişməz qəbul edilir. Belə cismin hərəkətinin ən sadə növləri *irəliləmə* və *fırlanma* hərəkətidir.



Şəkil 1.

Cismin hərəkətini öyrənmək, əslində onun hər bir nöqtəsinin hərəkətini öyrənmək deməkdir. Hər hansı bir cismin bütün nöqtələrinin hərəkətini öyrənmək praktiki cəhətdən mümkün deyil. Sadəlik xatirinə elə hərəkət növləri ilə tanış olacağıq ki, bu hərəkətlərdə cismin bütün nöqtələri eyni cür hərəkət etmiş olsun.

Ayındır ki, bu halda onun bütün nöqtələrinin hərəkətini öyrənməyə ehtiyac qalmır. **Bütün nöqtələri eyni cür hərəkət edən cismin hərəkəti irəliləmə hərəkəti adlanır.** İrəliləmə hərəkətində olan cisim üzərində xəyalən götürülmüş düz xətt hərəkət zamanı özünə paralel qalır (Şəkil 1.).

Fırlanma hərəkətində olan cismin bütün nöqtələri mərkəzləri fırlanma oxu adlanan bir düz xətt üzərində yerləşir, çevrələr üzrə hərəkət edir. Bu zaman çevrə müstəviləri fırlanma oxuna perpendikulyar olur.

Mexanika fiziki hərəkətin ən sadə formasını – mexaniki hərəkəti öyrənən bölmədir. Fəzada bir cismin digərinə nəzərən yerini dəyişməsi mexaniki hərəkət adlanır. Hərəkəti öyrənmək üçün onun başladığı və qurtardığı nöqtələrin həndəsi yerini, bu hərəkət üçün sərf olunan müddəti (zamanı) bilmək lazımdır. Hərəkəti öyrənmək üçün istinad edilən cisim hesabat cismi adlanır. Hesabat cismi, başlanğıcı bu cismə bağlı koordinat sistemi və orada yerləşmiş zaman ölçən vasitə (saat) hesabat sistemi adlanır. Hərəkətin baş verdiyi fəza bircins və izotrop (bütün nöqtələri və bütün istiqamətləri eyni xassəli) olduğundan hesablama cisminin və koordinat oxlarının istiqamətinin seçilməsi ixtiyari ola bilər. Zaman bircins (onun axarı eynidir), biristiqamətli olduğundan birqiymətli təyin olunur.

1.1.2. Maddi nöqtənin irəliləmə hərəkətinin kinematikas

Avtomobilin, insanın, Günəş və Ayın hərəkəti gündəlik həyatımızda müşahidə etdiyimiz hərəkətlərin kiçik bir hissəsidir. Cisimlərin mexaniki hərəkəti *mexanika* bölməsində öyrənilir. *Mexaniki hərəkət* dedikdə cisim və onun hissələrinin zaman keçdikcə vəziyyətinin dəyişməsi başa düşülür.



Mexanika üç hissəyə bölünür: cisimlərin necə hərəkət etdiyini təsvir edən kinematika; cisimlərin hərəkətinin başvermə səbəblərini öyrənən dinamika və cisimlər sisteminin tarazlıq qanunlarını tədqiq edən statika.

Mexanikada cismin hərəkətini təsvir etmək üçün həll edilən məsələnin şərtindən asılı olaraq müxtəlif fiziki modellərdən istifadə olunur. *Ən sadə model* verilən şərtlərdə ölçüləri nəzərə alınmayan, müəyyən kütləli *maddi nöqtə*dir. Maddi nöqtə mücərrəd anlayışdır, onun daxil edilməsi praktiki məsələlərin həllini asanlaşdırır. Məsələn, Günəş ətrafında planetlərin orbitlər boyunca hərəkətini öyrənərkən onları maddi nöqtələr kimi götürmək olar.

İxtiyari makroskopik cismi və ya cisimlər sistemini hər biri maddi nöqtə hesab olunmaqla xəyali olaraq qarşılıqlı təsirdə olan kiçik hissələrə bölmək olar. Onda ixtiyari cisimlər sisteminin hərəkətinin öyrənilməsi *maddi nöqtələr sisteminin* öyrənilməsinə gətirilir.



Qarşılıqlı təsir zamanı cisimlər deformasiyaya uğrayır, yəni forma və ölçülərini dəyişir. Bir çox məsələlərdə deformasiyanı nəzərə almamaq olar. Buna görə mexanikada daha bir model - mütləq bərk cisim modeli daxil edilir.

Deformasiya olunmayan və istənilən iki hissəciyi arasındakı məsafə sabit qalan cismə mütləq bərk cisim deyilir.

Bərk cismin ixtiyari hərəkətini irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi şəklində təsvir etmək olar.

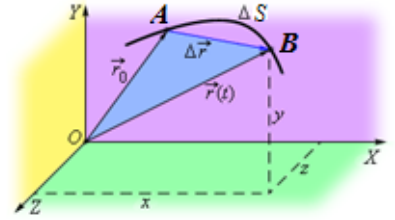


İrəliləmə hərəkəti elə hərəkətə deyilir ki, bu zaman hərəkətdə olan cisimlə sərt bağlı ixtiyari düz xətt öz əvvəlki vəziyyətinə paralel qalır.



Fırlanma hərəkəti elə hərəkətə deyilir ki, bu zaman cismin bütün nöqtələri mərkəzləri fırlanma oxu adlanan düz xəttin ətrafında çevrə üzrə hərəkət edir.

Cisimlərin hərəkəti fəzada və zaman daxilində baş verir. Maddi nöqtənin vəziyyəti *hesablama cismi* adlanan ixtiyari seçilmiş digər bir cismə nəzərən təyin edilir. Hərəkət koordinat sistemi, zamanı ölçən cihaz və hesablama cisminin toplusundan ibarət olan *hesablama sistemində* öyrənilir. Ən çox istifadə olunan Dekart koordinat sistemində, verilmiş anda ixtiyari A nöqtəsinin vəziyyəti x, y, z koordinatları ilə və ya koordinat sisteminin başlanğıcından verilən nöqtəyə çəkilmiş $\vec{r}$ radius-vektoru ilə xarakterizə olunur (Şəkil 2). Maddi nöqtənin hərəkəti zamanı onun koordinatları zaman keçdikcə



Şəkil 2.



dəyişir.

Ümumi halda maddi nöqtənin hərəkəti skalyar və ya vektor şəkildə verilən

$$\boxed{} \quad x(t), y = y(t), z = z(t) \quad (1)$$

$$\boxed{\vec{r} = \vec{r}(t)} \quad (2)$$

tənlikləri ilə təyin edilir. (1) və (2) tənlikləri *maddi nöqtənin hərəkətinin kinematik tənlikləri* adlanırlar.

Maddi nöqtənin ixtiyari trayektoriya üzrə hərəkətinə baxaq. Maddi nöqtənin hərəkətə başladığı andan trayektoriyasının AB hissəsini qət etdiyi məsafəyə yolun uzunluğu (Δs) deyilir. Yolun uzunluğu $\Delta s = \Delta s(t)$ skalyar kəmiyyətdir.

Hərəkət edən maddi nöqtənin başlanğıc vəziyyətini onun son vəziyyəti ilə birləşdirən $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ vektoruna *yerdəyişmə* deyilir.



Düzxətli hərəkətdə yerdəyişmə vektoru trayektoriyanın müvafiq hissəsi ilə üst-üstə düşür və $\Delta \vec{r}$ yerdəyişməsinin modulu Δs yolunun uzunluğuna bərabərdir.

Maddi nöqtənin hərəkətinin xarakteristikası olaraq istənilən anda hərəkətin yeyinliyini və istiqamətini təsvir edən sürət vektoru daxil edilir. Hər hansı ayrıxətli trayektoriya boyunca hərəkət edən maddi nöqtənin t_1 zaman anında radius-vektoru $\vec{r}_1$ olan A nöqtəsində olduğunu fərz edək (Şəkil 2). Kiçik Δt zaman müddətində maddi nöqtə Δs məsafəsini qət edərək radius-vektoru $\vec{r}_2$ olan B nöqtəsinə gəlir və bu zaman $\Delta \vec{r}$ yerdəyişməsi icra edir. Maddi nöqtənin radius-vektorunun $\Delta \vec{r}$ artımının bu artımın

baş verdiyi Δt zaman müddətinə nisbətində bərabər olan kəmiyyətə onun *orta sürəti* ($\vec{v}_{or}$) deyilir:

$$\vec{v}_{or} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (3)$$

Orta sürət vektorunun istiqaməti $\Delta \vec{r}$ vektorunun istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Sonsuz kiçik Δt zaman müddətində orta sürət vektorunun yaxınlaşdığı limit qiymətinə $\vec{v}$ *ani sürət* deyilir:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

Beləliklə, ani sürət hərəkət edən maddi nöqtənin radius-vektorunun zamana görə birinci tərtib törəməsi ilə təyin olunur. Zaman fasiləsi Δt sıfıra yaxınlaşdıqca $\Delta \vec{r}$ vektorunun istiqaməti trayektoriyanın baxılan hissəsində trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir. Deməli, ani sürət də istənilən anda trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir. Ani sürətin modulu

$$v = |\vec{v}| = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}$$

olar. Deməli, ani sürətin modulu yolun zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir

$$v = \frac{ds}{dt} \quad (4)$$

(1.4) düsturundan alınan $ds = v dt$ ifadəsini zamana görə t_1 -dən t_2 -yə kimi integrallasaq, maddi nöqtənin qət etdiyi yolun uzunluğunu tapırıq:

$$s = \int_{t_1}^{t_2} v dt \quad (5)$$

Bərabərsürətli olmayan hərəkət halında sürətin zaman keçdikcə necə dəyişdiyini bilmək vacibdir.



Sürətin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edən fiziki kəmiyyət təcil adlanır. Bərabərsürətli olmayan hərəkətdə Δt zaman müddətində sürətin

$\Delta \vec{v}$ dəyişməsinin bu dəyişmənin baş verdiyi Δt zaman müddətinə nisbətində bərabər olan vektorial kəmiyyətə *orta təcil* deyilir

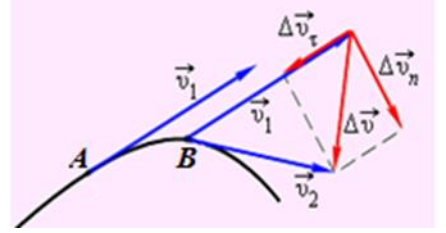
$$\vec{a}_{or} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} .$$

Sonsuz kiçik Δt zaman müddətində orta təcil vektorunun yaxınlaşdığı limit qiymətinə $\vec{a}$ *ani təcil* deyilir.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{a}_{or} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Beləliklə, $\vec{a}$ təcili sürət vektorunun zamana görə birinci tərtib törəməsi ilə təyin olunan vektorial kəmiyyətdir.

Sürətin ayrı-ayrılıqda modulca və istiqamətcə dəyişməsinə xarakterizə edən kəmiyyətlərlə tanış olaq. İkiölçülü hərəkətə baxaq. Bu hərəkətdə maddi nöqtənin trayektoriyası eyni bir müstəvidə yerləşir. Tutaq ki, t zaman anında A nöqtəsində olan cismin sürəti $\vec{v}_1$, Δt zaman müddətindən sonra B nöqtəsində olduqda isə sürəti $\vec{v}_2 = \vec{v}_1 + \Delta \vec{v}$ olmuşdur. Göründüyü kimi, sürətin həm ədədi qiyməti, həm də istiqaməti dəyişir (Şəkil 3). $\Delta \vec{v}$ vektorunu iki toplananına ayıraq. Bunun üçün A nöqtəsindən $\vec{v}_1$ sürəti istiqamətində modulca $\vec{v}_2$ -ə bərabər olan vektor ayıraq.



Şəkil 3

Aydındır ki, $\Delta \vec{v}_t$ -yə bərabər olan bu vektor, Δt müddətində $\Delta \vec{v}$ vektorunun modulunun dəyişməsinə $|\Delta \vec{v}_t| = |\vec{v}_2| - |\vec{v}_1|$ təyin edir.

Sürətin modulunun dəyişmə yeyinliyini təyin

edən təcil tangensial təcil adlanır və trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir.

Bu təcilin modulu

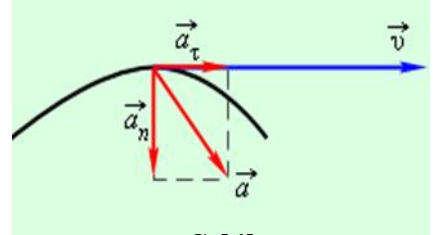
$$a_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_t}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} \quad (8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Sürət dəyişməsinin ikinci $\Delta \vec{v}_n$ toplananı Δt müddətində $\Delta \vec{v}$ vektorunun istiqamətə görə dəyişməsinə xarakterizə edir.



Sürətin istiqamətinin dəyişmə yeyinliyini təyin edən təcil normal təcil adlanır və trayektoriyanın əyrilik radiusu istiqamətində yönəlir.



Şəkil 4

Fərz edək ki, B nöqtəsi A nöqtəsinə kifayət qədər yaxındır, buna görə Δs - i AB vətərindən az fərqlənən hər hansı r radiuslu çevrənin qövsü hesab etmək olar. Onda

$$\frac{\Delta v_n}{\Delta s} = \frac{v_2}{r}$$

$\Delta s = v_1 \Delta t$ olduğundan $\frac{\Delta v_n}{\Delta t} = \frac{v_1 v_2}{r}$. $\Delta t \rightarrow 0$ şərtində $v_1 \rightarrow v_2$ olar. Odur ki, əyrixətli hərəkətdə ani sürəti v olan ixtiyari nöqtədə normal təcil

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t} = \frac{v^2}{r}$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Cismin tam təcili tangensial və normal təcillərin həndəsi cəminə bərabərdir (Şəkil 4):

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \text{ və } a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2}$$

1.1.3. Fırlanma hərəkətinin kinematikas

Tərpənməz ox ətrafında fırlanan bərk cismə baxaq. Hərəkət zamanı bu cismin ayrı-ayrı nöqtələri mərkəzləri fırlanma oxunun üzərində olan müxtəlif radiuslu çevrələr cızır. Bu halda ayrı-ayrı nöqtələrin xətti sürətləri fərqli olduğu üçün hər hansı nöqtənin sürəti bütövlükdə cismin xarakteristikası ola bilməz. Tutaq ki, hər hansı nöqtə R radiuslu çevrə boyunca hərəkət edir (Şəkil 4). Elementar dt zaman müddətində bu nöqtənin vəziyyətini təyin edən radius-vektor müəyyən $d\varphi$ bucağı qədər döndür. Həmin zaman müddətində cismin istənilən nöqtəsinin vəziyyətini təyin edən radius-vektor da həmin $d\varphi$ bucağı qədər döndür. Beləliklə, kiçik zaman fasiləsi üçün dönmə bucağı bütövlükdə cismi xarakterizə edir. Həm dönmə bucağını, həm də fırlanma istiqamətini birqıymətli təyin etmək üçün elementar dönmələr **bucaq yerdəyişməsi** adlı $d\vec{\varphi}$ vektorla xarakterizə olunur. $d\vec{\varphi}$ vektorunun modulu dönmə bucağına bərabərdir, istiqaməti isə **sağ əl qaydası** (sağ yivli burğu b qaydası) ilə təyin edilir:



Sağ əl elə tutulur ki, yarı bükülmüş dörd barmağın dolanma istiqaməti maddi nöqtənin çevrə üzrə hərəkəti istiqamətində olarsa, dik açılmış baş barmaq $d\vec{\varphi}$ vektorunun istiqamətində yönəlir (Şəkil 1). İstiqaməti fırlanma istiqaməti ilə əlaqələndirilən belə vektora *psevdo vektor* və ya *aksial vektor* deyilir. Bu vektorlar müəyyən tətbiq nöqtəsinə malik deyildir.

Bucaq sürəti dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsi ilə təyin olunan vektorial kəmiyyətdir.

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (1)$$

$d\vec{\varphi}$ vektoru kimi, $\vec{\omega}$ vektorunun da istiqaməti sağ əl qaydasına görə təyin olunur və fırlanma oxu boyunca yönəlir (Şəkil 1.5b). Nöqtənin xətti sürəti ilə bucaq sürəti arasındakı əlaqənin

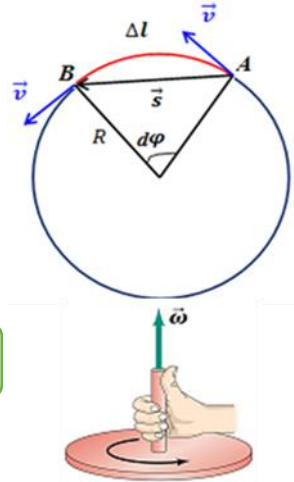
$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \Delta \varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = R\omega \quad (2)$$

olduğunu asanlıqla görə bilərik. Bu əlaqə vektorial şəkildə

$$\vec{v} = [\vec{\omega} \times \vec{R}] \quad (3)$$

kimi ifadə olunur. Yəni, çevrə üzrə hərəkətdə nöqtənin xətti sürəti bucaq sürəti ilə radius-vektorun vektorial hasili kimi təyin olunur.

Bucaq sürətinin zamana görə dəyişməsi *bucaq təcili* ilə xarakterizə olunur. Bucaq təcili bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsi kimi təyin edilir



Şəkil 1

$$\vec{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (4)$$

Yeyinləşən hərəkətdə bucaq təcilinə istiqaməti bucaq sürəti vektoru $\vec{\omega}$ ilə eyni istiqamətdə, yavaşlayan hərəkətdə isə $\vec{\omega}$ vektorunun əksi istiqamətində olur. Təcilin normal və tangensial toplananlarını fırlanma hərəkətini xarakterizə edən kəmiyyətlərlə ifadə etmək olar. Təcilin tangensial toplananı $a_\tau = \frac{dv}{dt}$, $v = \omega R$ olduğunu nəzərə alsaq

$$a_\tau = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R\beta \quad (5)$$

olur.

Təcilin normal toplananı isə

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R \quad (6)$$

kimi ifadə oluna bilər.

1.1.4. Maddi nöqtənin irəliləmə hərəkətinin dinamikası

Klassik dinamikanın əsasında Nyutonun üç qanunu dayanır. Bu qanunlar mexanikada, ümumiyyətlə fizikada çox böyük əhəmiyyətə malikdir və çoxlu sayda təcrübi nəticələrin ümumiləşməsidir.



Nyutonun birinci qanunu: *Elə hesablama sistemləri mövcudur ki, ixtiyari maddi nöqtəyə (cismə) digər cisimlərin təsiri olmadıqda və ya bu təsirlər bir-birini tarazlaşdırdıqda, o özünün sükunət və düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır. Cisimlərin sükunət və düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlaması xassəsi ətalətilik adlanır. Buna görə Nyutonun birinci qanunu ətalət qanunu da adlanır.*

Mexaniki hərəkət nisbidir və hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Nyutonun birinci qanununun ödəndiyi sistemlərə *inersial (ətalət) hesablama sistemləri* deyilir. Inersial hesablama sistemi elə sistemdir ki, bu sistemə nəzərən xarici təsirlərə məruz qalmayan maddi nöqtə ya sükunətdə qalır, ya da düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edir. Nyutonun birinci qanunu inersial hesablama sistemlərinin mövcudluğunu təsdiq edir.

Təcrübi yolla isbat olunmuşdur ki, heliosentrik hesablama sistemini (koordinat başlanğıcı Günəşin mərkəzində yerləşir, oxlar isə müəyyən ulduzlar istiqamətində yönəlir) inersial hesab etmək olar.

Yerin Günəş ətrafında və öz oxu ətrafında hərəkəti təcilli hərəkətdir. Odur ki, Yerlə bağlı hesablama sistemi ümumilikdə qeyri-inersialdır. Lakin bir sıra hallarda bu hərəkətlərlə bağlı təcil çox kiçik olduğundan Yerlə bağlı koordinat sistemini inersial hesab etmək olar.

Təcrübədən məlumdur ki, qarşılıqlı təsir zamanı müxtəlif cisimlər öz hərəkət sürətlərini müxtəlif şəkildə dəyişir, başqa sözlə desək, müxtəlif təcillər alır. Təcil yalnız təsirin qiymətindən deyil, həmçinin, cismin özünün xassəsindən (kütləsindən) asılıdır.



Cismin kütləsi- materiyanın əsas xarakteristikalarından biri kimi, onun ətalət xassəsini (*ətalət kütləsi*) və qravitasiya xassəsini (*qravitasiya kütləsi*) təyin edən fiziki kəmiyyətdir. Hal-hazırda, bu kütlələrin bir-birinə bərabər olmaları 10^{-12} tərtib dəqiqliklə təsdiq olunmuşdur.

Nyutonun birinci qanununda nəzərdə tutulan təsiri təsvir etmək üçün **qüvvə** anlayışı daxil edilir. Qüvvənin təsiri nəticəsində cisimlər ya hərəkət sürətini dəyişir, yəni təcil alır, ya da deformasiya olunur, yəni özünün forma və ölçülərini dəyişir. Hər bir zaman anında qüvvə ədədi qiyməti, fəzada istiqaməti və tətbiq nöqtəsi ilə xarakterizə olunur. Beləliklə, vektorial kəmiyyət olan qüvvə, cismə digər cisim və sahələrin göstərdiyi mexaniki təsir nəticəsində onun təcil alması və ya forma və ölçülərinin dəyişməsinin ölçüsüdür. İrəliləmə hərəkətinin dinamikasının əsas qanunu olan **Nyutonun ikinci qanunu**, maddi nöqtəyə (cismə) təsir edən qüvvə nəticəsində onun mexaniki hərəkətinin necə dəyişməsinə öyrənir.

Eyni bir cismə müxtəlif qüvvələrin təsirinə baxsaq, məlum olur ki, cismin aldığı təcil tətbiq olunan qüvvələrin əvəzləyicisi ilə düz mütənəsbidir:

$$a \sim F \quad (m = \text{const}) \quad (1.)$$

Eyni qüvvənin təsiri nəticəsində müxtəlif kütləli cisimlərin aldığı təcillər müxtəlifdir:

$$a \sim \frac{1}{m} \quad (F = \text{const}) \quad (2)$$

(1) və (2) ifadələrindən istifadə edərək qüvvə və təcilin vektorial kəmiyyətlər olduğunu nəzərə alsaq, yazı bilərik:

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m} \quad (3)$$



(3) münasibəti **Nyutonun ikinci qanununu ifadə edir:**

maddi nöqtənin (cismin) aldığı təcil, ona tətbiq olunan qüvvələrin əvəzləyicisi ilə düz, maddi nöqtənin (cismin) kütləsi ilə tərs mütənəsbidir.

Təcil vektoru əvəzləyici qüvvə vektoru istiqamətində yönəlir.

Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS) $k = 1$ – dir.

Onda $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ və ya

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (4)$$

yaza bilərik. Maddi nöqtənin (cismnin) kütləsinin sabit olduğunu nəzərə alsaq (4) ifadəsindəki m kütləsinə törəmə işarəsi altına daxil edərək

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) \quad (5)$$

yazmaq olar.

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (6)$$

vektorial kəmiyyəti ədədi qiymətə maddi nöqtənin kütləsinin onun sürətinə hasilinə bərabər olub sürət vektoru istiqamətində yönəlir və maddi nöqtənin **impulsu** adlanır.

(5) ifadəsini və (6) -də nəzərə alsaq

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (7)$$

tənliyini alırıq.



(7) ifadəsi Nyutonun ikinci qanununun daha ümumi ifadəsidir: *maddi nöqtənin impulsunun dəyişmə sürəti ona təsir edən əvəzləyici qüvvəyə bərabərdir.* (7) ifadəsi maddi nöqtənin hərəkət tənliyidir.

Nyutonun ikinci qanunu ancaq inersial hesablama sistemlərində doğrudur. Düşünmək olar ki, Nyutonun birinci qanunu ikinci qanuna onun xüsusi halı kimi daxildir. Doğrudan da, əvəzləyici qüvvənin sıfıra bərabər olduğu halda (digər cisimlər tərəfindən cismə göstərilən təsirlər nəzərə alınmadıqda) təcil də sıfıra bərabərdir. Lakin məhz bu qanun inersial hesablama sistemlərinin mövcudluğunu təsdiq etdiyindən Nyutonun birinci qanununa müstəqil qanun kimi baxılır.

Əgər maddi nöqtəyə eyni zamanda bir neçə $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ qüvvələri təsir edərsə, onda təcil

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n \vec{a}_i \quad (8)$$

$$\vec{a}_i = \frac{\vec{F}_i}{m} \quad (9)$$

ifadələri ilə təyin olunur.

Beləliklə, əgər maddi nöqtəyə eyni zamanda bir neçə qüvvə təsir edərsə, onda bu qüvvələrin hər biri ayrılıqda maddi nöqtəyə, Nyutonun ikinci qanununa əsasən, təcil verir.

Maddi nöqtələr (cisimlər) arasındakı qarşılıqlı təsir **Nyutonun üçüncü qanunu** ilə təyin edilir: *maddi nöqtələrin (cisimlərin) bir-birinə təsiri qarşılıqlı təsir xarakteri daşıyır;*



maddi nöqtələrin bir-birinə təsir göstərdiyi qüvvələr həmişə modulca bərabər, istiqamətə əks olub bu nöqtələri birləşdirən düz xətt üzrə yönəlir;

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (10)$$

burada, $\vec{F}_{12}$ -ikinci maddi nöqtə tərəfindən birinciyə təsir edən qüvvə, $\vec{F}_{21}$ isə birinci maddi nöqtə tərəfindən ikinciye təsir edən qüvvədir. Bu qüvvələr müxtəlif maddi nöqtələrə (cisimlərə) tətbiq olunur və eyni təbiətə malik olur. Övvəlki iki qanun kimi Nyutonun üçüncü qanunu da ancaq inersial hesablama sistemlərində doğrudur.

1.1.5. İmpuls. İmpulsun saxlanma qanunu. Reaktiv hərəkət

Hərəkətini öyrənmək istədiyimiz cisimlər toplusu mexaniki sistem adlanır. Mexaniki sistemi təşkil edən cisimlər həm bir-birilə, həm də sistemə daxil olmayan cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə ola bilər. Bununla əlaqədar olaraq qarşılıqlı təsir qüvvələri də daxili və xarici qüvvələrdən ibarət olur. Daxili qüvvələr sistemə daxil olan cisimlərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Xarici qüvvələr sistemdən kənar cisimlər tərəfindən sistemdəki cisimlərə göstərilən təsir qüvvələridir.

Mexaniki sistemə xaricdən heç bir qüvvə təsir etmirsə belə sistem *qapalı sistem* adlanır. Qapalı sistem anlayışının əhəmiyyəti ondadır ki, saxlanma qanunları məhz belə sistemlər üçün ifadə olunur.

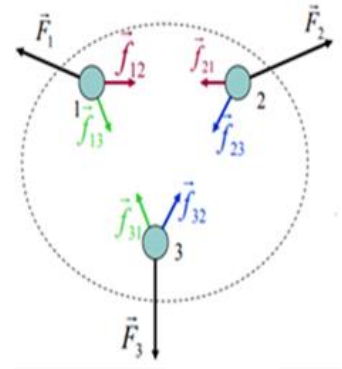
Təbiətin fundamental qanunlarından biri olan impulsun saxlanma qanununa baxaq. İmpulsun saxlanma qanunu fəzanın biricinsliyi ilə əlaqədardır, yəni qapalı cisimlər sistemi fəzada paralel köçürülsə, onların fiziki xassələri və hərəkət qanunları dəyişmir. Başqa sözlə, hərəkət qanunları inersial hesablama sisteminin koordinat başlanğıcının seçilməsindən asılı olmur. Sadəlik üçün üç cisimdən ibarət mexaniki sistemə baxaq. Tutaq ki, bu cisimlərə daxili $\vec{f}_{12}, \vec{f}_{13}, \vec{f}_{21}, \vec{f}_{23}, \vec{f}_{31}, \vec{f}_{32}$ və xarici $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3$ qüvvələr təsir edir (Şəkil 1). Nyutonun ikinci qanuna görə, cismin impulsunun dəyişmə sürəti cismə təsir edən qüvvəyə bərabərdir:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$$

Bu tənliyi sistemi təşkil edən cisimlərə tətbiq edək:

$$\frac{d\vec{p}_1}{dt} = \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \vec{F}_1; \quad \frac{d\vec{p}_2}{dt} = \vec{f}_{21} + \vec{f}_{23} + \vec{F}_2;$$

$$\frac{d\vec{p}_3}{dt} = \vec{f}_{31} + \vec{f}_{32} + \vec{F}_3;$$



Şəkil 1

Tənlikləri tərəf-tərəfə toplayıb Nyutonun üçüncü qanununa görə $\vec{f}_{12} + \vec{f}_{21} = 0$; $\vec{f}_{13} + \vec{f}_{31} = 0$; $\vec{f}_{32} + \vec{f}_{23} = 0$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$$

yaza bilərik.

Mexaniki sistemi təşkil edən zərrəciklərin impulslarının cəmi sistemin impulsu adlanır:

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$$

Xarici qüvvələrin əvəzləyicisini

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$$

ilə işarə etsək $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ alırıq.

Mexaniki sistemin impulsunun dəyişmə sürəti xarici qüvvələrin əvəzləyicisinə bərabərdir. Buradan alırıq ki, sistem qapalı olduqda ($\vec{F}_1 = 0$; $\vec{F}_2 = 0$; $\vec{F}_3 = 0$), yaxud xarici qüvvələr bir-birini kompensasiya etdikdə ($\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = 0$) sistemin impulsu saxlanılır

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = \text{const}$$

Aldığımız nəticəni N cisimdən ibarət qapalı sistemə tətbiq etsək

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N = \text{const}$$

yazmaq olar.



Qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin impulslarının vektorial cəmi sabit qalır. Bu ifadə impulsun saxlanması qanunudur. İmpulsun saxlanması qanununu bu şəkildə də yazmaq olar:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i = \text{const}$$

Asanlıqla göstərə bilərik ki, qapalı olmayan sistemdə hər hansı istiqamətdə xarici qüvvələr təsir etmirsə, onda sistemin impulsunun həmin istiqamətdəki proyeksiyası saxlanılır. Məsələn, $F_x = 0$ olarsa, sistemin impulsunun həmin ox üzrə proyeksiyası

$$p_x = p_{1x} + p_{2x} + \dots + p_{Nx} = \text{const}$$

saxlanılır.

Mexaniki sistemin kütlə mərkəzi elə nöqtədir ki, onun fəzadakı vəziyyəti $\vec{r}_c$ vektoru ilə təyin olunur:

Burada m_i – zərrəciklərin $\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_N \vec{r}_N}{m_1 + m_2 + \dots + m_N}$ kütlələri, $\vec{r}_i$ – bu zərrəciklərin vəziyyətini təyin edən radius-

vektordur. Bu ifadəni differensiallayıb kütlə mərkəzinin sürətini təyin edə bilərik:

$$\vec{v}_c = \vec{r}_c' = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_N \vec{v}_N}{m_1 + m_2 + \dots + m_N} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i}{m}$$

Qapalı sistemdə impulsun saxlanma qanununa görə

$$\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i = \text{const}$$

olduğundan deyə bilərik ki, belə sistemin kütlə mərkəzi ya sükunətdədir, ya da düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir.

Reaktiv hərəkət impulsun saxlanma qanununa əsaslanır. Raketdə yanacaqın yanması nəticəsində yüksək temperaturlu qazlar böyük $\vec{v}_q$ sürəti ilə xaricə atılır (Şəkil 2). Raketin başlanğıc sürəti sıfıra bərabər olduğundan yanma prosesinə qədər sistemin impulsu sıfıra bərabərdir.

Onda «raket+qaz» qapalı sistemi üçün impulsun saxlanma qanununu yazı bilərik:

$$0 = m_q \vec{v}_q + m_r \vec{v}_r$$

Buradan

$$\vec{v}_r = -\frac{m_q \vec{v}_q}{m_r}$$

alınır. Raketin sürəti üçün aldığımız ifadə o halda doğrudur ki, yanma nəticəsində alınan yüksək temperaturlu qazın bütün kütləsi eyni vaxtda xaricə atılmış olsun. Lakin realıqda bu proses davamlı olaraq müəyyən zaman kəsiyində baş verir.

Fərz edək ki, raketin kütləsi m , t zaman anındakı sürəti $\vec{v}$, impulsu isə $\vec{p} = m\vec{v}$ – dir. dt zaman müddəti ərzində raketin kütləsi dm qədər azalır, sürəti isə $d\vec{v}$ qədər artır (Şəkil 2). Onda raketin impulsu

$$p(t + dt) = (m - dm)(\vec{v} + d\vec{v}) \quad (1)$$

olar. dt zaman müddətində impulsun dəyişməsi

$$d\vec{p} = [(m - dm)(\vec{v} + d\vec{v}) + dm(\vec{v} + \vec{u})] - m\vec{v} \quad (2)$$

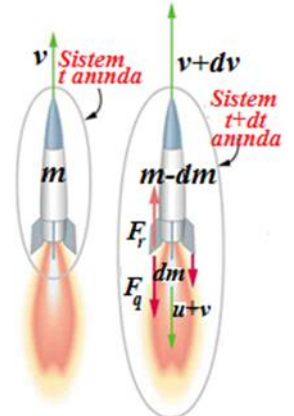
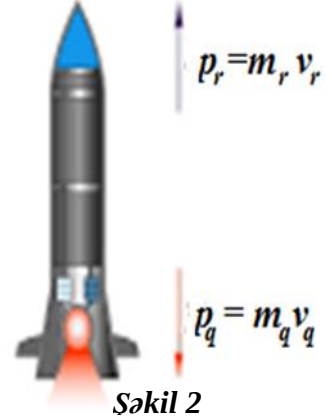
olacaqdır. Burada $\vec{u}$ – xaricə atılan qazın raketə nəzərən sürətidir.

Sadə çevirmələrdən sonra

$$d\vec{p} = m d\vec{v} + \vec{u} dm \quad (3)$$

alınır. Sistemə xarici qüvvələr təsir edərsə

$$d\vec{p} = m d\vec{v} + \vec{u} dm = \vec{F} dt$$



və ya

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \vec{u} \frac{dm}{dt}$$

olar.

Bu ifadə dəyişən kütləli cisimlər üçün ***Meşerski tənliyini***

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_r$$

ifadə edir.

Burada $\vec{F}_r = -\vec{u} \frac{dm}{dt}$ *reaktiv qüvvə* adlanır. Sistemə xarici qüvvə təsir etməzsə $\vec{F} = 0$ raketin sürəti *üçün (1.39)* tənliyindən **Siolkovski düsturunu**

$$\vec{v}_r = \vec{u} \ln \frac{M_0}{M}$$

alırıq. Burada $\frac{M_0}{M}$ – raketin kütləsinin başlanğıc və son qiymətlərinin nisbətidir.

FƏSİL 1.2. İŞ, GÜC, ENERJİ

1.2.1. Mexaniki iş. Güc

Təbiətdəki bütün hadisələrin əsasında materiyanın hərəkəti dayanır. Materiyanın hərəkətinin müxtəlif formaları mövcuddur. Hərəkətin mexaniki formasını təsvir etmək üçün mexaniki impuls, istilik hərəkəti formasını təsvir etmək üçün temperatur kimi anlayışlar daxil edilir. Bu tip anlayışlar hərəkətin müxtəlif formalarının xüsusiyyətlərini əks etdirir. Təcrübə göstərir ki, materiyanın hərəkətinin müxtəlif növlərinin qarşılıqlı çevrilməsi baş verir. Deməli, bu hərəkət formaları onların hamısı üçün ümumi olan və hamısına eyni dərəcədə aid olan, onların qarşılıqlı çevrilməsini təsvir edən eyni bir kəmiyyətlə xarakterizə oluna bilər. Bu fiziki kəmiyyət enerji adlanır. *Enerji - müxtəlif hərəkət növlərinin və qarşılıqlı təsirin universal ölçüsüdür.* Hərəkətin müxtəlif növlərinə enerjinin də müxtəlif növləri uyğun gəlir: mexaniki, istilik, elektromaqnit, nüvə və s. bir sıra hadisələrdə materiyanın hərəkətinin forması dəyişmir (məsələn, isti cisim soyuq cismi qızdırır), digər hadisələrdə isə bir formadan digərinə keçir (məsələn, sürtünmə nəticəsində mexaniki hərəkət istilik hərəkətinə çevrilir). Ən önəmlisi odur ki, istisnasız olaraq bütün proseslərdə bir cisimdən digərinə verilən enerji (hansı formada olmasından asılı olmayaraq) sonuncunun aldığı enerjiyə bərabər olur.

Cismin mexaniki hərəkətinin dəyişməsi ona digər cisimlər tərəfindən qüvvələrin təsir etməsi nəticəsində baş verir. Prinsipcə cismə təsir edən qüvvələr bəlli olduqda Nyuton qanunları hərəkəti tam təsvir etməyə imkan verir. Lakin əksər hallarda qarşılıqlı təsir qüvvələrini təyin etmək çətin olur, onun əvəzində isə qüvvə ilə bağlı digər kəmiyyətlər daxil edilir. Belə kəmiyyətlərdən biri də mexanikada daxil edilən *qüvvənin işi* anlayışıdır. *Mexaniki iş qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər arasındakı enerji mübadiləsini kəmiyyətcə xarakterizə edir.*

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 görülmə iş həm qüvvədən, həm də yerdəyişmədən asılı olmalıdır. İş həmçinin qüvvə ilə yerdəyişmə arasındakı bucağın qiymətindən də asılı olur.



Sabit qüvvənin gördüyü mexaniki iş cismə təsir edən $\vec{F}$ qüvvəsi ilə $\vec{S}$

yerdəyişməsinin skalyar hasilinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir:

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{s})$$

və ya

$$A = F \cdot s \cdot \cos \alpha = F_s \cdot s$$

Burada α - qüvvənin istiqaməti ilə yerdəyişmə istiqaməti arasındakı bucaqdır. F_s - qüvvənin yerdəyişmə istiqamətinə proyeksiyasıdır (Şəkil 1).

$1C$ -də iş vahidi olaraq *Coul (C)* götürülür.

$$1C = 1N \cdot 1m$$

İş skalyar kəmiyyətdir. Qüvvə və yerdəyişmə istiqamətləri arasındakı bucağın qiymətindən asılı olaraq iş müsbət ($\alpha < 90^\circ$) və mənfi ($\alpha > 90^\circ$) ola bilər. Qüvvənin istiqaməti yerdəyişmə istiqamətinə perpendikulyar olarsa, yəni ($\alpha = 90^\circ$), bu zaman qüvvə yerdəyişmə istiqamətində iş görmür. Məsələn, ağırlıq qüvvəsinin işi sərbəst düşən cisim üçün ($\alpha = 0^\circ$) müsbət, şaquli istiqamətdə yuxarı atılmış cisim üçün ($\alpha = 180^\circ$) mənfi, üfüqi istiqamətdə hərəkət edən cisim üçün ($\alpha = 90^\circ$) isə sıfırdır. Sürtünmə qüvvəsi həmişə hərəkətin əksinə yönəldiyindən onun işi mənfidir.

Bir çox hallarda hərəkət müddətində qüvvə qiymət və istiqamətcə dəyişir. Məsələn, qravitasiya sahəsində Yer səthindən hərəkətə başlayan raketə təsir edən qravitasiya qüvvəsi, Yer mərkəzindən olan məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəssib olaraq azalır. Yayın deformasiyası nəticəsində yaranan elastiklik qüvvəsi bu deformasiya artdıqca xətti artır.

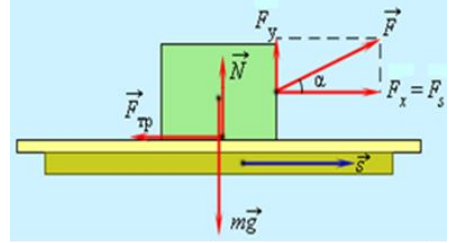
Ümumi halda, cisim dəyişən qüvvənin təsiri altında ixtiyari trayektoriya boyunca hərəkət edərsə, onda görülən işi hesablamaq üçün gedilən yolu elə kiçik $d\vec{s}$ parçalara ayırmaq olar ki, hər hissədə qüvvəni sabit, yerdəyişməni isə düzxətli qəbul etmək mümkün olsun (Şəkil 2). Bu halda elementar $d\vec{s}$ yolundakı görülən iş

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) = F ds \cos \alpha = F_s ds$$

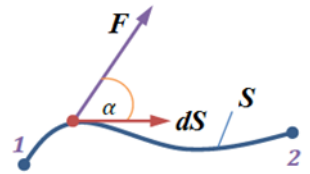
və ya

$$dA = F_x dx + F_y dy + F_z dz$$

kimi hesablanır.



Şəkil 1



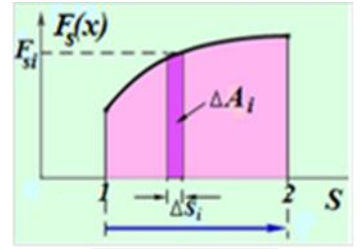
Şəkil 2

Trayektoriyanın 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə qədər olan hissəsində qüvvənin işi ayrı-ayrı sonsuz kiçik elementlərdə qüvvənin gördüyü işləri hesablamaq lazımdır. İş additiv kəmiyyət olduğundan, bütün yerdəyişmə üzrə görülmüş iş elementar işlərin cəminə qüvvənin dəyişmə xətti ilə hədudlanmış fiqurun sahəsinə bərabər olacaqdır. Tam işi hesablamaq üçün bölgünün addımlarını sonsuz kiçiltmək və cəmin limitini götürmək lazımdır. Cəmin limiti öz növbəsində inteqral olduğundan işin hesablanması

$$A = \int_1^2 F ds \cos \alpha = \int_1^2 F_s ds$$

inteqralına gətirilir. Bu inteqralı hesablamaq üçün trayektoriya boyunca F_s qüvvənin proyeksiyasının s - dən asılılığını bilmək lazımdır. Bu asılılıq qrafik olaraq verilmişse (Şəkil 3) qüvvənin işi ədədi qiymətcə əyri ilə hədudlanmış fiqurun sahəsinə bərabər olacaqdır.

Cisim F_1 , F_2 və s . qüvvələrin birgə təsiri ilə hərəkət etdikdə Nyutonun II qanununa görə əvəzləyici qüvvə üçün



Şəkil 3

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

yazmaq olar. Əvəzləyici qüvvənin gördüyü işi isə

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{s}) = \sum_i (\vec{F}_i \cdot \vec{s})$$

kimi hesablamaq olaq.



Adətən, hər hansı bir qurğunun işgörmə qabiliyyətini xarakterizə etmək üçün görülmüş işin miqdarını bilmək kifayət etmir. Bu işin hansı müddətdə görüldüyünü bilmək vacibdir. Bunun üçün *güc* adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. *Güc vahid zamanda görülmüş işə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir:*

$$N = \frac{dA}{dt}; \quad N = \frac{F_s \cdot ds}{dt} = F_s \cdot v = F \cdot v \cdot \cos \alpha$$

Güc də iş kimi skalyar kəmiyyətdir.

1.2.2 Kinetik və potensial enerji.

Mexaniki enerjinin saxlanması qanunu



Sistemin iş görmə qabiliyyətini xarakterizə edən kəmiyyət **enerji** adlanır. Sistem iki səbəbdən enerjiyə malik ola bilər. Bu səbəblərdən biri onun hərəkətdə olması, digəri isə başqa cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olmasıdır.

Cismin hərəkətdə olması hesabına malik olduğu enerji kinetik, qarşılıqlı təsir hesabına malik olduğu enerji isə potensial enerji adlanır. Enerji skalyar kəmiyyətdir.

Mexaniki sistemin xarakteristikalarından biri də sistemin mexaniki hərəkətinin enerjisi olan kinetik enerjidir. Sükunətdəki cisim ona təsir edən $\vec{F}$ qüvvəsinin təsiri ilə hərəkətə gəlirsə qüvvə cisim üzərində iş görür. Hərəkət edən cismin enerjisi görülən iş qədər artır. Beləliklə, $\vec{F}$ qüvvəsinin təsir etdiyi müddət ərzində cismin sürəti 0 – dan v – yə artır və qüvvənin gördüyü dA işi kinetik enerjinin artmasına sərf olunur

$$dA = dE_k$$

Cismin kinetik enerjisini təyin etmək üçün təsir edən F qüvvəsinin cisim üzərində gördüyü işi hesablayaq. Cisim F qüvvəsinin təsiri altında $d\vec{s}$ yerdəyişməsi edərkən sürətini $d\vec{v}$ qədər dəyişərsə, cismə təsir edən qüvvənin gördüyü elementar iş

$$dE_k = dA = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) \quad (1)$$

kimi təyin olunur. Nyutonun ikinci qanununun $\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{v}}{dt}$ və yol düsturunun

$d\vec{s} = \vec{v}dt$ ifadələrini (1) düsturunda nəzərə alsaq:

$$dA = m\frac{d\vec{v}}{dt}\vec{v}dt = m\vec{v}d\vec{v} = mvdv \quad (2)$$

Hərəkətdə olan cisim üzərində görülən ümumi işi (2) ifadəsini inteqrallamaqla hesablamaq olar:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} dA = \int_{v_1}^{v_2} mv dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = E_{k2} - E_{k1} = \Delta E_k \quad (3)$$



Burada $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{P^2}{2m}$ ifadəsi cismin kinetik enerjisi, (3) ifadəsi

kinetik enerji haqqında teoremlər adlanır. Bu asılılıqdan aydın olur ki, cismə təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisinin gördüyü iş onun kinetik enerjisinin dəyişməsinə sərf olunur. Əgər cismə təsir edən əvəzləyici qüvvə hərəkət istiqamətində yönəlsə,

görülən iş müsbət olur, onda cismin kinetik enerjisi (eləcə də cismin sürəti) artır, $E_2 > E_1$. Qüvvə hərəkətin əksinə yönəldikdə, görülən iş mənfi olur və kinetik enerji (eləcə də cismin sürəti) azalır, $E_2 < E_1$.

Qeyd etmək lazımdır ki, cismin kinetik enerjisi hesablama sisteminin seçimindən asılıdır. Məlum olduğu kimi, cismin hərəkət sürəti nisbidir və hesablama sisteminin seçimindən asılıdır. Bu səbəbdən müxtəlif hesablama sistemlərində kinetik enerjinin qiyməti müxtəlif olur. Ancaq kinetik enerjinin qiyməti həmişə müsbətdir.



Tutaq ki, cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvə sahəsi vasitəsi ilə (məsələn, qravitasiya sahəsi, elastiki qüvvə sahəsi) həyata keçirilir. Bu halda sahə stasionar olduqda (zamandan asılı olaraq dəyişməz qaldıqda) cismin bir vəziyyətdən digərinə yerdəyişməsi zamanı təsir edən qüvvələrin gördüyü iş yerdəyişmənin baş verdiyi trayektoriyanın formasından asılı olmur. Yalnız cismin başlanğıc və son vəziyyətindən asılı olur. Belə sahələrə *potensial sahələr*, belə sahədə cisimlərə təsir edən qüvvələrə *konservativ qüvvələr* deyilir. Cismin bir vəziyyətdən digərinə yerdəyişməsi zamanı təsir edən qüvvələrin gördüyü iş yerdəyişmənin baş verdiyi trayektoriyanın formasından asılı olarsa belə qüvvələrə *dissipativ qüvvələr* deyilir. Dissipativ qüvvələrə misal sürtünmə qüvvəsi ola bilər.

Potensial sahədə olan cisim potensial enerjiyə malik olur. **Potensial enerji** cisimlər sisteminin qarşılıqlı vəziyyəti və cisimlər arasında təsir edən qüvvənin xarakteri ilə təyin olunan mexaniki enerjidir. Cisimlər sisteminin qarşılıqlı vəziyyətinin elementar dəyişməsi zamanı konservativ qüvvələrin gördüyü iş əks işarə ilə sistemin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$dA = -dE_p = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) \quad (4)$$

Cismin bir vəziyyətdən digərinə yerdəyişməsi zamanı təsir edən qüvvələrin gördüyü yekun işi (4) ifadəsini inteqrallamaqla hesablamaq olar:

$$A = \int_1^2 (\vec{F} \cdot d\vec{s}) = E_{p1} - E_{p2} = -\Delta E_p \quad (5)$$

Potensial enerji inteqrallama sabiti dəqiqlik ilə təyin olunur, yəni potensial enerji birqiymətli deyil. Lakin fiziki qanunlara E_p potensial enerjinin fərqi və ya koordinatlara görə törəməsi daxil olduğu üçün bu sabit mühüm rol oynayır.

Qüvvə ilə potensial enerji arasında əlaqə mövcuddur. Bu əlaqəyə əsasən $E_p(\vec{s})$ funksiyası məlum olduqda sahənin hər bir nöqtəsində zərrəciyə təsir edən $\vec{F}$ qüvvəni təyin edə bilərik. Zərrəciyin x oxuna paralel istiqamətdə elementar dx yerdəyişməsinə baxaq. (5) ifadəsinə əsasən

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) = F_x dx = -dE_p \quad (y = \text{const } z = \text{const})$$

Buradan da

$$F_x = -\frac{dE_p}{dx}$$

alırıq. Yekun qüvvə isə

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k} = -\left(\frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k}\right) = -\text{grad} E_p$$

kimi təyin olunur. Burada $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – koordinat oxları üzrə vahid vektorlar,

$\text{grad} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$ diferensial vektor operatorudur və *Laplas operatoru*

adlanır.

Qarşılıqlı təsirin xarakterindən asılı olaraq cisimlərin potensial enerjilərinin hesablanması müxtəlif düsturlarla ifadə olunur. Nümunə kimi Yerın qravitasiya sahəsində cismin hərəkəti zamanı ağırlıq qüvvəsinin gördüyü işi və qarşılıqlı təsirin potensial enerjisini hesablayaq.

Tutaq ki, kütləsi m olan cisim Yerın qravitasiya sahəsində Yer mərkəzindən r_1 məsafədən r_2 məsafəsinə

yerini dəyişir (Şəkil 1). Bu halda (4) düsturuna əsasən məsafənin $d\vec{s}$ qədər yerdəyişməsi zamanı görülən elementar iş:

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) = F \cdot dr$$

kimi hesablanır. Ümumdünya cazibə qanununun $F = G \frac{mM}{r^2}$

ifadəsini yerinə yazıb inteqrallayaraq yekun işi hesablayaq:

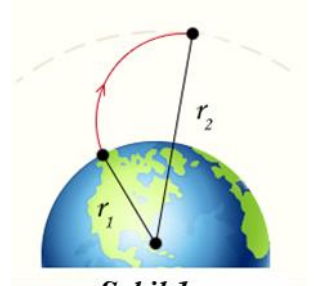
$$A = \int F dr = \int_{r_1}^{r_2} G \frac{mM}{r^2} dr = G \frac{mM}{r_1} - G \frac{mM}{r_2} = -\Delta E_p$$



Nəticədə Yerın qravitasiya sahəsində cismin yerdəyişməsi zamanı ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş üçün düstur alırıq. Burada

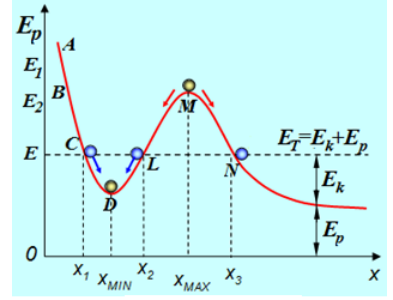
$$E_p = -G \frac{mM}{r}$$

kütləsi m olan cismin Yerın cazibə sahəsi ilə qarşılıqlı təsirin potensial enerjisidir.



Şəkil 1

Kinetik enerjiden fərqli olaraq potensial enerjinin riyazi ifadəsi qarşılıqlı təsir qüvvəsinin xarakterindən asılı olaraq dəyişir. Koordinat başlanğıcının seçilməsindən asılı $A = E_{p1} - E_{p2} = -\Delta E_p$ olaraq potensial enerji mənfi və ya müsbət ola bilər.



Şəkil 1

Beləliklə, görülmə iş hərəkət trayektoriyasından asılı olmayıb, qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin başlanğıc və son vəziyyətlərindən asılıdır.

Qapalı sistemdə yalnız konservativ qüvvələr təsir edərsə (3) və (5) ifadələrə əsasən

$$d(E_p + E_k) = 0, E_p + E_k = \text{const} \quad (6)$$

yazmaq olar. Buradan da



alırıq.

$$E_{k2} - E_{k1} = E_{p1} - E_{p2}$$

Deməli, cisimlər arasında konservativ qüvvələrin təsir göstərdiyi qapalı sistemdə *tam mexaniki enerji (kinetik və potensial enerjilərin cəmi) saxlanılır*. Kənar qüvvələr təsir etdikdə mexaniki enerji digər enerji növlərinə çevrilə bilər, lakin tam enerji bütün proseslərdə saxlanılır. Enerjinin saxlanması qanunu zamanın biricinsliliyinin nəticəsidir.

1.2.3. İmpulsun və enerjinin saxlanma qanunlarının bəzi tətbiqləri

Ağırlıq qüvvəsi sahəsində cismin hərəkəti. Tutaq ki, cisim (kürəcik) profili şəkil 1-də göstərilən dağın müəyyən bir nöqtəsindədir. Əvvəlcə fərz edək ki, kürəcik A vəziyyətində sükunətdədir. Bu vəziyyətə uyğun hündürlük h_1 olarsa, onda onun tam enerjisi $E_1 = mgh_1$ olar. Kürəcik həmin nöqtədən hərəkətə başlarsa, o, profilin bütün nöqtələrindən keçərək dağdan düşəcək.

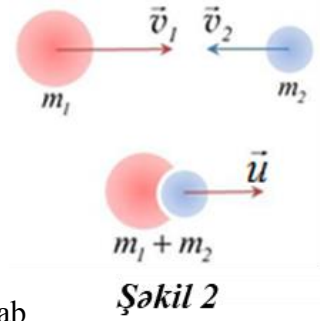
Enerjinin saxlanma qanununa görə bütün enerjisi kinetik enerjiyə çevriləcək və aldığı sürətlə hərəkətini davam etdirərək sonsuzluğa gedəcəkdir. Onun hərəkət trayektoriyası hiperbola olacaqdır. Cisim $E_2 = mgh_2$ enerjisində malik olduqda da (B nöqtəsi) profilin bütün nöqtələrindən keçərək sonsuzluğa gedəcəkdir. Lakin bu dəfə onun trayektoriyası parabola olacaqdır.

Tam enerjisi E_2 -dən kiçik olduqda isə (məsələn, C nöqtəsi) cisim enerjinin saxlanma qanununa görə qarşıdakı M təpəsini aşma bilməyəcək və CL nöqtələri

arasındakı çuxurda (potensial çuxurda) hərəkət edəcəkdir. LM çəpəri kürəciyin qabağını kəsir. Şəkil 1-də hündürlüyü E_2-E olan maneə **enerji çəpəri** adlanır. Cismin hərəkəti məhdud fəzada qapalı əyri (çevrə, ellips) boyunca olacaqdır. D nöqtəsində kürəciyin malik olduğu kinetik enerji DM hündürlüyünə uyğun cazibə enerjisindən az olduğu üçün kürəcik L nöqtəsinə qədər qalxa biləcəkdir.

Bu misal göstərir ki, cismin kinetik enerjisi cazibə enerjisinə bərabər və ondan böyük olarsa (yəni tam enerjisi müsbət olarsa), o, qarşılıqlı təsirdə olduğu cismin sahəsinə üstün gələcək və onu tərk edəcəkdir. Cismin tam enerjisi mənfi olarsa, qapalı orbit boyunca hərəkət edəcəkdir. Belə sistem *bağlı sistem* adlanır. Məsələn, *Günəş-Yer* sistemi bağlı sistemdir. *Yerin* tam enerjisi mənfi olduğundan o, *Günəş* ətrafında qapalı orbit boyunca fırlanır.

 **Kürələrin mərkəzi zərbəsi.** Cisimlərin *qısa müddətli toqquşmasına zərbə deyilir*. Zərbəyə qədər kürələrin mərkəzləri bu mərkəzlərdən keçən düz xətt üzərində qalırsa belə zərbə *mərkəzi zərbə* adlanır. Zərbə anında toqquşan cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri kifayət qədər böyük olduğundan onlara təsir edən xarici qüvvələri nəzərə almamaq olar. Buna görə də toqquşma müddətində cisimlər sistemini qapalı hesab etmək olar və bu sistemə impulsun və enerjinin saxlanması qanunlarını tətbiq edə bilərik.



 **1.Kürələrin mütləq qeyri-elastiki mərkəzi zərbəsi.** Zərbə qüvvəsinin təsiri ilə cisimlərdə yaranan deformasiya tamamilə dəyişməz olaraq qalarsa belə zərbə mütləq qeyri-elastiki hesab olunur. Plastilin, mum, qurğuşun və s.-dən hazırlanmış kürələrin zərbəsi qeyri-elastiki hesab oluna bilər. Fərz edək ki, m_1 və m_2 kütləli iki kürə bir düz xətt boyunca hərəkət edərək mütləq qeyri-elastiki toqquşur (Şəkil 2). Kürələr toqquşarkən sürətləri bərabərləşənədək deformasiya olunur, sonra eyni bir $\vec{u}$ sürətlə birlikdə hərəkət edirlər. Belə zərbədə deformasiya qeyri-elastiki olduğundan deformasiyanın potensial enerjisi yaranmır, cisimlərin kinetik enerjisi ya tamamilə və ya qismən daxili enerjiyə çevrilir.

Ona görə də qeyri-elastiki zərbədə *mexaniki enerjinin* saxlanması qanunu ödənilir, yalnız impulsun saxlanması qanunu ödənilir.

İmpulsun saxlanması qanununa görə $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = m_1\vec{u} + m_2\vec{u}$ yazmaq olar. Kürələrin zərbədən sonrakı sürəti üçün

$$\vec{u} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (1)$$

alırıq.

Xüsusi hallara baxaq:

1) Toqquşan kürələrin kütlələri bərabərdir ($m_1=m_2=m$). Onda (1) ifadəsindən

$$\vec{u} = \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_2}{2}$$

olduğu alınır. Yəni, kürələr zərbədən sonra zərbəyə qədər olan sürətlərinin orta ədədi qiymətinə bərabər sürətlə hərəkət edirlər.

Əgər kürələrdən biri, məsələn ikinci kürə sükunətdə olarsa ($\vec{v}_2 = 0$)

$$\vec{u} = \frac{\vec{v}_1}{2}$$

alırıq. Deməli, kürələr toqquşmadan sonra birlikdə, qiymətcə birinci kürənin toqquşmadan əvvəlki sürətinin yarısına bərabər sürətlə hərəkət edirlər.

2)Qeyri-elastiki zərbə zamanı kinetik enerjinin dəyişməsinə təyin edək:

$$\Delta E_k = E_{k2} - E_{k1} = \frac{(m_1+m_2)u^2}{2} - \left(\frac{m_1v_1^2}{2} + \frac{m_2v_2^2}{2} \right) \quad (2)$$

(1) ifadəsini (2) –də nəzərə alsaq

$$\Delta E_k = - \frac{m_1m_2(v_1-v_2)^2}{2(m_1+m_2)}$$

alınır.

Yəni, qeyri-elastiki zərbə zamanı sistemin kinetik enerjisi azalır. Enerjinin bu dəyişməsi kürələrin deformasiyası zamanı görülən işə sərf olunur və bu iş kürələrin qızmasına səbəb olur.



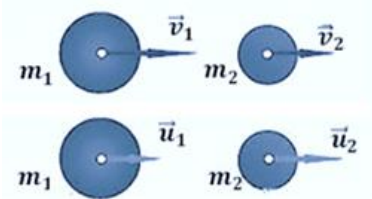
2. Kürələrin mütləq elastiki mərkəzi zərbəsi. Zərbədən sonra xarici

qüvvənin təsiri ilə yaranmış deformasiya tamamilə bərpa olunarsa, belə zərbə mütləq elastiki zərbə adlanır. Mütləq elastiki zərbəyə misal kimi polistrol, fil sümüyü, polad və s.-dən hazırlanmış kürələrin zərbəsini göstərmək olar.

Mütləq elastiki zərbə zamanı kürələrin mexaniki enerjisi digər enerji növlərinə keçmir. Bu halda kürələrin kinetik enerjisi tamamilə deformasiyanın potensial enerjisinə çevrilir. Deformasiyadan sonra deformasiyanın potensial enerjisi yenidən kürələrin kinetik enerjisinə çevrilir və kürələr əvvəlki formalarını alır. Nəticədə kürələr bir-birindən aralanaraq müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər.

Mütləq elastiki deformasiya zamanı cisimlər bir-birinə konservativ qüvvələrlə təsir göstərdiyindən sistemin tam mexaniki enerjisi dəyişmir. Fərz edək ki, m_1 və m_2 kütləli iki mütləq elastiki kürə bir düz xətt boyunca $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ sürəti ilə hərəkət edir (Şəkil 3).

Toqquşan kürələr deformasiya olunur, sürətləri bərabərləşən andan başlayaraq deformasiya nəticəsində yaranmış elastiki qüvvənin təsiri ilə onlar bir-birindən ayrılır və müxtəlif $\vec{u}_1$ və $\vec{u}_2$ sürəti ilə hərəkət edirlər.



Şəkil 3

Toqquşma elastiki olduğundan impulsun və enerjinin saxlanma qanunlarından istifadə edərək

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2$$

$$\frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2} = \frac{m_1 \vec{u}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{u}_2^2}{2}$$

yaza bilərik.

Bu tənliklər sistemini həll edib kürələrin zərbədən sonrakı sürətləri üçün

$$\vec{u}_1 = \frac{(m_1 - m_2) \vec{v}_1 + 2m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (3)$$

$$\vec{u}_2 = \frac{(m_2 - m_1) \vec{v}_2 + 2m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} \quad (4)$$

ifadələrini alırıq.

Xüsusi hallara baxaq.

1. Kürələrin kütlələri bərabərdir $m_1 = m_2 = m$.

Onda (3) və (4) ifadələrinə əsasən

$$\vec{u}_1 = \vec{v}_2 ; \vec{u}_2 = \vec{v}_1$$

alırıq, yəni, toqquşma zamanı sürətlər mübadilə olunur.

2. İkinci kürənin kütləsi birinci kürənin kütləsindən çox böyükdür $m_2 \gg m_1$.

(3) ifadəsindən

$$\vec{u}_1 = \frac{(m_1 - m_2) \vec{v}_1 + 2m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right) \vec{v}_1 + 2\vec{v}_2}{\frac{m_1}{m_2} + 1} \quad (5)$$

olduğunu alırıq.

Burada $\frac{m_1}{m_2} \ll 1$ olduğundan $\frac{m_1}{m_2}$ nisbətini nəzərə almamaq olar. Onda birinci kürənin zərbədən sonrakı sürəti üçün

$$\vec{u}_1 \approx -\vec{v}_1 + 2\vec{v}_2$$

yazmaq olar. Əgər ikinci kürə sükunətdə olarsa ($\vec{v}_2 = 0$) $\vec{u}_1 = -\vec{v}_1$ olar. (4) ifadəsindən isə $\vec{u}_2 \approx \vec{v}_2$ alırıq, yəni bu halda ikinci kürənin sürəti demək olar ki, dəyişməz qalır.

Məsələn, divarla elastiki toqquşma zamanı kürənin sürəti qiymətcə sabit qalıb, istiqamətcə dəyişir və kürə toqquşmadan sonra öz əvvəlki sürəti ilə geri qaydır.

FƏSİL 1.3. FIRLANMA HƏRƏKƏTİNİN DİNAMİKASI

1.3.1. Bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkəti

Aralarındakı məsafə sabit olan maddi nöqtələrin məcmusu bərk cisim adlanır. Buna görə də onun hərəkəti təşkil olunduğu maddi nöqtələrin hərəkətinə gətirilir. Hər nöqtənin hərəkəti üç funksiya (koordinatla) ilə təsvir edilir. Beləliklə, əgər bərk cisim N nöqtədən ibarətdirsə onun hərəkəti $3N$ koordinatla təsvir edilməlidir. Lakin onlar sərbəst deyillər, çünki bərk cisimdə istənilən iki nöqtə arasındakı məsafə sabitdir. Buna görə də bərk cismin hərəkətini təsvir etmək üçün çox böyük olan $3N$ sayda funksiya istifadə etməyə zərurət yoxdur.

Maddi nöqtənin hərəkəti üç parametrlə təsvir edilir və buna görə də onun üç sərbəstlik dərəcəsi var. Bir birindən asılı olmadan hərəkət edən iki maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcələrinin sayı altıya bərabərdir. İki maddi nöqtə öz aralarında uzunluqlu mil ilə sərt bağlıdırsa, onda iki nöqtənin altı koordinatı artıq asılı olmayan kəmiyyətlər deyillər və onlar arasında aşağıdakı ifadə doğrudur:

$$l^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$$

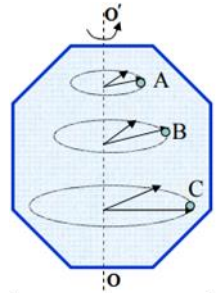
Bu bərbərliyin köməyi ilə altı koordinatdan birini l kəmiyyəti və qalan beş koordinat ilə ifadə etmək olar. Beləliklə, belə sistemin beş sərbəstlik dərəcəsi var.

Bərk cismi sərt bağlamaq üçün onun bir düz xətt üzərində olmayan hər hansı üç nöqtəsini bərkitmək lazımdır. Bu üç nöqtənin vəziyyəti bərk cismin vəziyyətini tamamilə təyin edir və həmin nöqtələr arasındakı üç məsafənin sabitliyini ifadə edən üç bərabərliyin olduğu 9 parametrlə təsvir edilir. Beləliklə, bərk cismin sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıdır. Bu 6 asılı olmayan parametrləri müxtəlif şəkildə vermək olar.

Üç parametrdən bərk cismin hər hansı nöqtəsinin vəziyyətini göstərmək üçün, qalan üç parametrdən isə bu nöqtədə bərkidilmiş bərk cismin vəziyyətini təsvir etmək üçün istifadə etmək əlverişlidir. Maddi nöqtənin hərəkətinin kinematikasını artıq ətraflı analiz edilmişdir. Buna görə də bu nöqtədə bərkidilmiş bərk cismin hərəkətinə baxmaq kifayətdir.

Bütün nöqtələri eyni trayektoriya üzrə hərəkət edən bərk cismin hərəkəti irəliləmə hərəkəti adlanır. Bu o deməkdir ki, cismin bütün nöqtələrinin sürəti istənilən zaman anında eynidir. Kinematik nöqteyi nəzərdən bu hərəkət maddi nöqtənin hərəkətinə ekvivalentdir.

Fırlanma hərəkəti zamanı bərk cismin bütün nöqtələri mərkəzləri verilmiş ox üzərində yerləşən çevrələr boyunca hərəkət edir (Şəkil 1). Yəni irəliləmə hərəkətindən fərqli olaraq nöqtələrin sürət və təcilləri müxtəlif olur.



Şəkil 1

Digər tərəfdən bərk cismi verilmiş tərpənməz ox ətrafında fırlatmaq üçün ona təsir xətti fırlanma oxu ilə kəsişməyən və fırlanma oxuna perpendikulyar müstəvi üzrə sıfırdan fərqli proyeksiyaya malik qüvvə tətbiq etmək lazımdır. İrəliləmə hərəkətindən fərqli olaraq fırlanma hərəkətində qüvvə ilə yanaşı onun tətbiq nöqtəsi də mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Yalnız irəliləmə hərəkəti icra edən bərk cismə tətbiq olunmuş qüvvələrin əvəzləyicisi sıfır olarsa belə cisim tarazlıqda (sükunət halında və ya düzxətli bərabər sürətli hərəkətdə) olur. Cisim həm də fırlanma hərəkəti icra edə bilirsə əvəzləyici qüvvənin sıfır olması şərti onun tarazlıq halında olmasını müəyyən etmir.

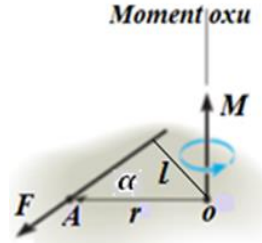
Ona görə də fırlanma hərəkətinin dinamikasını öyrənmək üçün yeni fiziki kəmiyyətlər daxil etmək zərurəti yaranır.

Qüvvə momenti. Bərk cismin A nöqtəsinə tətbiq edilən $\vec{F}$ qüvvəsinin tərpənməz O mərkəzinə nəzərən qüvvə momenti:



$$\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}]$$

ifadəsi ilə təyin edilir (Şəkil 2). Başqa sözlə, qüvvə momenti $\vec{r}$ və $\vec{F}$ vektorlarının vektorial hasili kimi ifadə olunur. Burada $\vec{r}$ - O nöqtəsindən A nöqtəsinə çəkilmiş radius-vektordur. Qüvvə momentinin modulu isə $M = Fr \sin \alpha$; $l = r \sin \alpha$; $M = Fl$; ifadəsi ilə təyin olunur. Burada l - qüvvənin qolu, α -isə qüvvə ilə radius-vektor arasındakı bucaqdır. $\vec{M}$ -vektorunun istiqaməti sağ burğu (sağ əl) qaydası ilə müəyyən edilir. Burğunun dəstəyini $\vec{r}$ -dən $\vec{F}$ -ə doğru fırlatdıqda burğunun irəliləmə hərəkəti $\vec{M}$ -in istiqamətini göstərir.

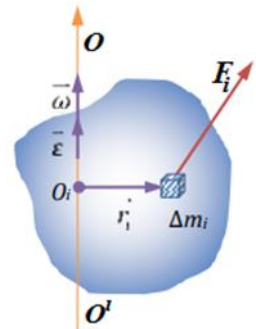


Şəkil 2

1.3.2. Ətalət momenti

Bərk cisimlərin fırlanma hərəkətini öyrənərkən ətalət momenti anlayışından istifadə olunur. Ətalət momenti fırlanma hərəkətində bərk cismin ətalətlilik ölçüsüdür. İrəliləmə hərəkətində kütlənin oynadığı rolu fırlanma hərəkətində ətalət momenti oynayır. Hər bir cisim sükunətdə və ya hərəkətdə olmasından asılı olmayaraq kütləyə malik olduğu kimi istənilən cisim də fırlanıb-fırlanmamasından asılı olmayaraq ixtiyari oxa nəzərən ətalət momentinə malikdir.

Tutaq ki, bərk cisim hər hansı nöqtəsindən keçən



Şəkil 1

tərpənməz OO' -oxu ətrafında fırlanır (Şəkil 1). Cismə maddi nöqtələr toplusu kimi baxaraq oxdan r_i məsafədə kütləsi m_i olan maddi nöqtənin *ətalət momenti* üçün

$$J_i = m_i r_i^2$$

yaza bilərik.

Onda bütövlükdə bərk cismin verilmiş tərpənməz oxa nəzərən ətalət momenti onun ayrı-ayrı nöqtələrinin ətalət momentlərinin cəminə bərabərdir, yəni ətalət momenti additiv kəmiyyətdir:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots + m_n r_n^2$$

Fırlanan bərk cismin kütləsi həcmi boyunca kəsilməz paylanarsa cəmləmə integrallama ilə əvəz oluna bilər:

$$J = \int r^2 dm$$

Bərk cisim bircinsdirsə $dm = \rho dV$, $J = \rho \int r^2 dV$ kimi yaza bilərik. Burada integrallama bərk cismin bütün həcmi üzrə aparılır.



Ətalət momenti aşağıdakı xassələrə malikdir:

- a) Ətalət momenti additiv (hədd-bəhədd toplanan) kəmiyyətdir,
- b) Ətalət momenti tenzor kəmiyyətdir,
- c) Ətalət momentinin qiyməti onun hansı oxa nəzərən hesablanmasından asılıdır.

Radiusu r olan çevrə boyunca fırlanan m kütləli maddi nöqtənin ətalət momenti

$$J = mr^2$$

düsturu ilə hesablanılır.

Nümunə kimi uzunluğu l , kütləsi m olan bircins çubuğun kütlə mərkəzindən keçən və çubuğa perpendikulyar oxa nəzərən ətalət momentini hesablayaq (Şəkil 2).

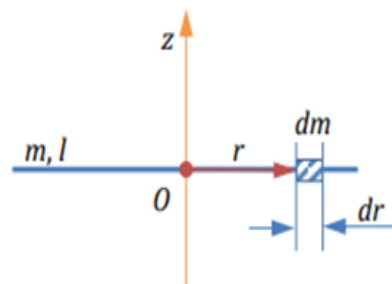
Fırlanma oxundan müəyyən r məsafədə dr elementi götürək. Bu elementin kütləsi $dm = \rho dr$. Burada ρ çubuğun xətti sıxlığı, yəni vahid uzunluğa düşən kütləsidir.

Onda bu elementin oxa nəzərən ətalət momenti:

$$dJ = \rho r^2 dr$$

olar.

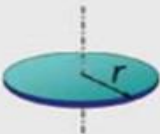
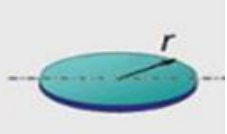
Çubuğun oxa nəzərən ətalət momenti isə



Şəkil 2

$$I = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \rho r^2 dr = \frac{ml^2}{12}$$

Həmin qayda ilə düzgün həndəsi formaya malik bəzi bircins cisimlərin ətalət momentlərinin asanlıqla hesablaması olur. Şəkildə bir neçə belə cisimlərin ətalət momentlərinin ifadələri verilmişdir.

BƏZİ BİRCİNS SİMMETRİK CİSİMLƏRİN ƏTALƏT MOMENTLƏRİ				
KÜRƏ	NAZİKDİVARLI SFERA	BİRCİNS ÇUBUQ	DİSK	DİSK
				
$I = \frac{2}{5}mr^2$	$I = \frac{2}{3}mr^2$	$I = \frac{1}{12}ml^2$	$I = \frac{1}{2}mr^2$	$I = \frac{1}{4}mr^2$
BİRCİNS LÖVHƏ	BÜTÖV SİLİNDR	QALINDİVARLI SİLİNDR	NAZİKDİVARLI SİLİNDR	İXTİYARİ CİSİM
				
$I = \frac{1}{12}m(a^2 + b^2)$	$I = \frac{1}{2}mr^2$	$I = \frac{1}{2}m(r_1^2 + r_2^2)$	$I = mr^2$	$I = \sum m_i r_i^2$



Şteyner teoremi. Bərk cismin kütlə mərkəzindən keçən tərpənməz oxla nəzərən ətalət momenti (I_0) məlumdursa, onda bu oxla paralel və ondan d məsafədə yerləşən istənilən oxla nəzərən ətalət momenti

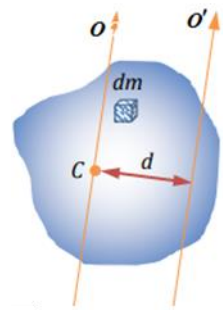
$$I = I_0 + md^2$$

ifadəsi ilə təyin edilir.

Ağırlıq mərkəzindən C keçən O oxuna nəzərən ətalət momenti bilərək göstərilən (Şəkil 3) cismin O' oxuna nəzərən ətalət momentini hesablaması olar.

Şteyner teoremini cisimlərin ətalət momentinin hesablanması xeyli sadələşdirir. Bu teoremi bircins çubuğa tətbiq edək.

Kütləsi m , uzunluğu l olan bircins çubuğun (Şəkil 2) kütlə mərkəzindən keçən və çubuğa perpendikulyar tərpənməz oxla nəzərən ətalət momentinin $I_0 = \frac{ml^2}{12}$ olduğu məlumdur.



Şəkil 3

Şteyner teoreminə əsasən bu oxla paralel və çubuğun hər hansı bir ucundan keçən tərpənməz oxla nəzərən ətalət momenti

$$I = I_0 + md^2 = \frac{1}{12}ml^2 + m\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{1}{3}ml^2$$

kimi təyin olunur.

1.3.3. Fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi



Maddi nöqtənin O fırlanma mərkəzinə nəzərən impuls momentinin modulu, onun impulsunun modulu ilə çevrənin radiusu hasilinə bərabərdir.

$$L = pr = m\vartheta r.$$

BS –də impuls momentinin ölçü vahidi $1\frac{kg \cdot m^2}{san}$ –dir. İmpuls momenti vektorial kəmiyyətdir və onun istiqaməti sağ yivli burğu qaydası ilə təyin olunur. Burğunun dəstəyini zərrəciyin hərəkəti istiqamətində fırlatdıqda, onun irəliləmə istiqaməti impuls momenti vektorunun istiqamətini göstərir.



Kütləsi m olan və $\vec{\vartheta}$ sürəti ilə hərəkət edən maddi nöqtənin (Şəkil 1) tərpənməz O mərkəzinə nəzərən impuls momenti

$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] = [\vec{r} \times m\vec{\vartheta}]$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

İmpuls momentinin istiqaməti də qüvvə momentinin istiqaməti kimi sağ burğu qaydası ilə təyin edilir.

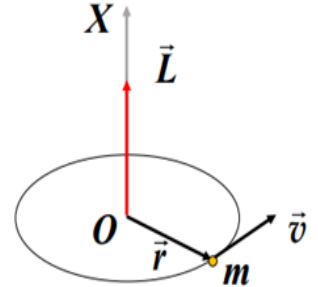
Tərpənməz ox ətrafında fırlanan bərk cismin yekun impuls momenti ayrı-ayrı nöqtələrin impuls momentlərinin vektorial cəminə bərabərdir:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i$$

yəni, impuls momenti additiv kəmiyyətdir.

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \times m_i \vec{\vartheta}_i]$$

$\vec{\vartheta} = [\vec{\omega} \times \vec{r}]$ olduğunu nəzərə alsaq



Şəkil 1

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \times m_i [\vec{\omega} \times \vec{r}_i]] = \vec{\omega} \sum_{i=1}^n r_i^2 m_i = J \vec{\omega}$$

$$\vec{L} = J \vec{\omega}$$

yazmaq olar. Bu düsturun çıxarılışında fırlanma hərəkətində olan cismin bütün nöqtələrin $\vec{\omega}$ – bucaq sürətinin eyni olmasını nəzərə aldıq.

Burada $J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$ cismin fırlanma oxuna nəzərən *ətalət momentidir*.

Maddi nöqtənin hər hansı tərpənməz O nöqtəsinə nəzərən impuls momentinin zamana görə dəyişməsinə baxaq:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \times m\vec{v}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \times m\vec{v} \right] + \left[\vec{r} \times m \frac{d\vec{v}}{dt} \right] = [\vec{v} \times m\vec{v}] + [\vec{r} \times m\vec{a}]$$

Burada $[\frac{d\vec{r}}{dt} \times m\vec{v}]$ ifadəsinin sıfıra bərabər olmasını ($\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ olduğundan), $[\vec{v} \times m\vec{v}]$ iki kolleniar vektorun hasilidir və sıfıra bərabərdir) nəzərə alsaq

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$$



ifadəsini alırıq. *Qüvvə momenti impuls momentinin dəyişməsinə bərabərdir.*

Bu tənlik fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır.

Hər hansı oxla nəzərən fırlanan bərk cisim üçün $\vec{L} = J \vec{\omega}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\vec{M} = \frac{d(J\vec{\omega})}{dt} = J \frac{d\vec{\omega}}{dt} \Rightarrow \vec{M} = J \vec{\beta}$$

fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi üçün digər bir ifadə alırıq. $\vec{M} = J \vec{\beta}$ ifadəsində hesab edirik ki, fırlanma hərəkətində ətalət momenti dəyişməz qalır ($J = const$).



Sistem qapalı olduqda xarici qüvvələrin momentləri $\vec{M} = 0$ olduğundan fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyinə görə

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = const$$

və ya

$$I \vec{\omega} = const$$

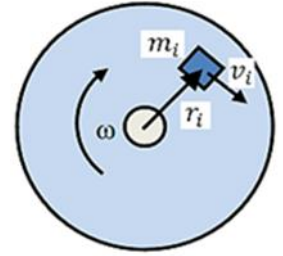
yaza bilərik. Bu ifadə qapalı sistemdə *impuls momentinin saxlanması qanununu* ifadə edir. Bu qanuna görə *qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentlərinin vektorial cəmi sabit qalır, yəni zaman keçdikcə dəyişmir*.

İmpuls momentinin saxlanması qanunu təbiətin fundamental qanunlarından biridir. Bu qanun fəzanın izotropluğu ilə bağlıdır. Bu qanunun doğruluğunu Jukovski skamyası adlanan qurğunun köməyi ilə əyani nümayiş etdirmək olar. Jukovski skamyası şaquli ox ətrafında sərbəst (praktiki olaraq sürtünməsiz) fırlana bilən üfüqi dairəvi formaya malik dayaqdan ibarətdir. Onun üzərində fırlanan idmançı qollarını yığdıqda ətalət momenti azalır. Bu zaman onun fırlanma tezliyinin artdığını müşahidə edə bilərik. Əksinə, yenidən qollarını açdıqda fırlanma tezliyi azalır.

1.3.4. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi

Mütləq bərk cismin hər hansı nöqtəsindən keçən tərpənməz Z oxu ətrafında fırlanmasına baxaq. Xəyalən mütləq bərk cismi kütlələri m_i olan elementar hissəciklərin toplusu kimi təsəvvür edək. Bu hissəciklər ox ətrafında müxtəlif r_i radiuslu çevrələr üzrə müxtəlif v_i xətti sürət və eyni ω bucaq sürəti ilə hərəkət edirlər (Şəkil 1). Odur ki, cismin tam kinetik enerjisi ayrı-ayrı nöqtələrin malik olduğu kinetik enerjilərinin cəminə bərabərdir:

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}$$



Şəkil 1

Əgər $v_i = \omega r_i$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$E_k = \frac{\omega^2}{2} \sum m_i r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2}$$

və ya

$$E_k = \frac{I \omega^2}{2} = \frac{L \omega}{2} = \frac{L^2}{2I}$$

yaza bilərik. Cisim eyni zamanda həm irəliləmə və həm də fırlanma hərəkəti icra edərsə cismin tam kinetik enerjisi bu hərəkətlərin kinetik enerjilərinin cəminə bərabər olacaqdır (Şəkil 2):

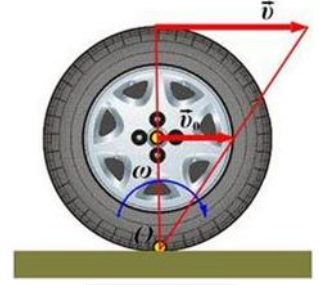
$$E_k = E_k^{irel} + E_k^{fir}$$

Məsələn, müstəvi boyunca sürüşməsiz diyirlənən silindrin tam kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. m - diyirlənən cismin kütləsi, v -

onun kütlə mərkəzinin irəliləmə hərəkətinin sürəti, I - silindrin kütlə mərkəzindən keçən oxla nəzərən ətalət momenti, ω - bucaq sürətidir.

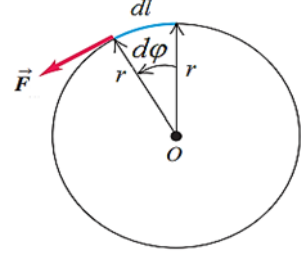


Şəkil 2

1.3.5. Bərk cismin fırlanması zamanı qüvvənin gördüyü iş

Tutaq ki, mütləq bərk cisim, onun hər hansı bir nöqtəsinə tətbiq edilmiş $\vec{F}$ qüvvəsinin təsiri ilə O nöqtəsindən keçən tərpənməz ox ətrafında fırlanır (Şəkil 1).

Bu zaman həmin nöqtə dt müddətində O nöqtəsinə nəzərən $d\varphi$ bucağı qədər dönəcək. Dönmə bucağına uyğun qövsün uzunluğu $dl = r d\varphi$ -dir; burada r -qüvvənin qoludur. Onda dt müddətində $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş:



Şəkil 1

$$dA = F dl = F r d\varphi = M_z d\varphi$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada

$M_z = Fr$ - O nöqtəsindən keçən və şəkil müstəvisinə perpendikulyar z -oxu istiqamətində qüvvə momentinin proyeksiyasıdır.

Kinetik enerji haqqında teoremə görə görülən iş kinetik enerjinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$dA = M_z d\varphi = dE_k$$

Xarici qüvvənin təsiri ilə cismin müəyyən φ bucağı qədər dönməsi zamanı görülən işi

$$A = \int M_z d\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J_z \omega d\omega = \frac{J_z \omega_2^2}{2} - \frac{J_z \omega_1^2}{2}$$

ifadəsinə əsasən hesablamaq olar. $\frac{J_z \omega_2^2}{2}$ və ifadələri bərk cismin ω_1 və ω_2 bucaq

sürətlərinə uyğun kinetik enerjisidir. **Aldığımız ifadə fırlanma hərəkəti üçün kinetik enerji haqqında teoremi ifadə edir.**

FƏSİL 1.4. SƏLT MÜHİT MEXANİKASI ELEMENTLƏRİ

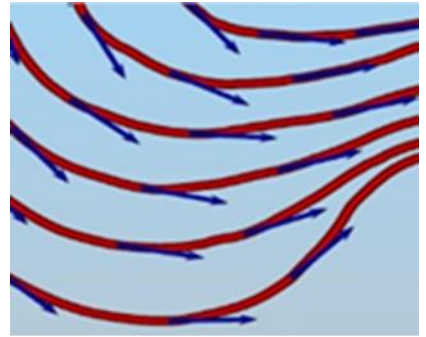
1.4.1. İdeal maye axını. Kəsilməzlik teoremi

Əksər hallarda mayelərin hərəkəti nəzərdən keçirildikdə, onlara ideal maye kimi baxılır. *İdeal maye* dedikdə sıxılmayan, özlülük və istilik keçiriciliyinə malik olmayan maye nəzərdə tutulur. Belə ideallaşdırma aerohidrodinamikada nəzərə alınan bir çox axınlarda qəbul edilir və maye və qazların real axınlarının yaxşı təsvir edir.

Maye və ya qaz qatlarının bir-birinə nəzərən nisbi hərəkəti və ya bütün maye və ya qazın bərk cismə nəzərən hərəkəti *axın*, hərəkət edən bir maye hissəcikləri toplusu isə *sel* adlanır.

Mayenin hərəkətini təsvir etmək üçün istənilən zaman anında onun hər bir hissəciyinin vəziyyətini bilmək lazımdır. Fəzanın hər bir nöqtəsi üçün sürət vektorunu zamanın funksiyası kimi verməklə mayenin hərəkət halını təyin etmək olar.

Fəzanın bütün nöqtələri üçün $\vec{v}$ vektorlarının toplusu sürət vektorları sahəsi əmələ gətirir ki, onu da qrafik olaraq aşağıdakı kimi təsvir etmək olar. Hərəkətdə olan mayədə elə xətlər çəkkək ki,



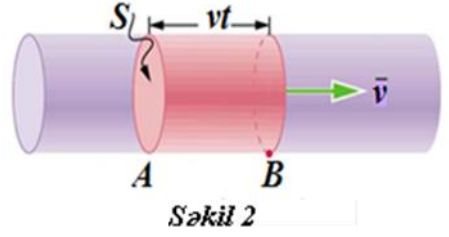
Şəkil 1

hər bir nöqtədə bu xətlərə çəkilmiş toxunan $\vec{v}$ vektoru ilə üst-üstə düşsün (Şəkil 1). Bu xətlər *cərəyan xətləri* adlanır. Cərəyan xətlərinin sıxlığı (cərəyan xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən cərəyan xətlərinin sayı) verilmiş nöqtələrdə sürətin ədədi qiymətini ifadə edir. Onda cərəyan xətlərinin mənzərəsinə əsasən təkcə sürət vektorunun istiqaməti deyil, həm də qiyməti haqqında mühakimə yürütmək olar: sürət böyük olan nöqtələrdə cərəyan xətləri daha sıx yerləşir.

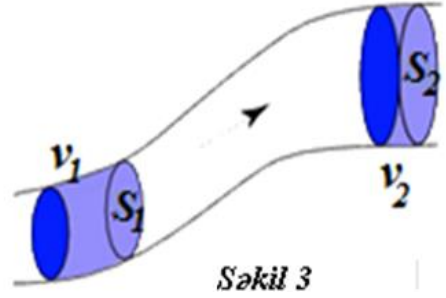
Sürət vektoru $\vec{v}$ zamandan asılı olaraq qiymət və istiqamətcə dəyişirsə xətlərin mənzərəsi sabit qalmır. Əgər fəzanın hər bir nöqtəsində sürət vektoru qiymət və istiqamətcə sabit qalarsa, belə axın *qərarlaşmış* və ya *stasionar axın* adlanır. Stasionar axın zamanı mayenin istənilən hissəciyi fəzanın verilmiş nöqtəsini eyni sürətlə keçir. Bu halda cərəyan xətləri mənzərəsi dəyişməz qalır və cərəyan xətləri hissəciklərin trayektoriyası ilə üst-üstə düşür.

Cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış maye hissəsi *cərəyan borusu* adlanır. Cərəyan borusunun səthində də sürət vektoru səthə toxunan istiqamətdə yönəlir və maye hissəcikləri cərəyan borusunun divarı ilə kəsişmir. Cərəyan borusunun sürət vektoruna perpendikulyar olan kəsiyinə baxaq (Şəkil 2).

Bu kəsiyin bütün nöqtələrində maye hissəciklərinin sürətinin eyni olduğunu qəbul edərək Δt zaman müddətində bu kəsikdən axan mayenin həcmi hesablayaq. Aydındır ki, səthdən $l = v\Delta t$ məsafəyədək uzaqlıqda yerləşən bütün hissəciklər bu zaman ərzində S kəsiyindən keçir. Beləliklə, S kəsiyindən Δt zaman müddətində keçən mayenin həcmi $Sv\Delta t$, vahid zamanda keçən mayenin həcmi isə Sv olar.



Tutaq ki, en kəsiyi dəyişən sonsuz uzun boruda ideal maye axır (Şəkil 3). Bu boruda bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki S_1 və S_2 en kəsiklərindən Δt müddətində keçən maye həcmi hesablayaq. S_1 en kəsiyindən mayenin keçmə sürətini v_1 , S_2 en kəsiyindən keçmə sürətini isə v_2 ilə işarə edək. Birinci en kəsikdən Δt müddətində keçən mayenin həcmi $V_1 = S_1 v_1 \Delta t$, ikinci en kəsikdən həmin müddətdə keçən mayenin həcmi isə $V_2 = S_2 v_2 \Delta t$ olacaqdır. Maye mütləq sıxılmayan olduğundan hərəkət zamanı axında onun həcmi dəyişməməlidir, yəni borunun ixtiyari iki S_1 və S_2 kəsiklərindən eyni zamanda axan mayenin həcmi bərabər olmalıdır $V_1 = V_2$



$$S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t \quad \Rightarrow \quad S_1 v_1 = S_2 v_2$$

Beləliklə, sıxılmayan mayelərdə Sv - hasilı cərəyan borusunun istənilən kəsiyi üçün sabit qalır:

$$Sv = \text{const}$$



Bu nəticə *axının kəsilməzliyi teoremi* adlanır. Bu teoremdən alınır ki, borunun en kəsiyi böyük olan yerdə axının sürəti kiçik, en kəsiyi kiçik olan yerdə isə axının sürəti böyükdür.

1.4.2. Bernulli tənliyi



Ümumiyyətlə mayenin axını zamanı ayrı-ayrı təbəqələrinin nisbi yerdəyişməsi zamanı onlar arasında ilişmə qüvvələri meydana çıxır. Bu hadisə *daxili sürtünmə* adlanır. Daxili sürtünmə olmayan mayələr *ideal maye* adlanır. Bir sıra hallarda mayenin axını zamanı daxili sürtünməni nəzərə almamaq, yəni onu ideal maye hesab etmək mümkündür.

Cərəyan borusunun divarları və cərəyan xətlərinə perpendikulyar olan S_1 və S_2 kəsikləri ilə hüdudlanmış ideal mayenin həcminə baxaq. (Şəkil 1).

Bu həcm Δt zaman müddətində cərəyan borusu boyunca yerini dəyişir, belə ki, S_1 kəsiyi l_1 qədər, S_2 kəsiyi isə l_2 qədər sürüşür. Axının kəsilməzliyi teoreminə əsasən baxılan həcmələr üçün $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$ yazı bilərik.

Ağırlıq qüvvəsi sahəsində mayenin hər bir hissəciyinin enerjisi onun kinetik və potensial enerjilərinin cəminə bərabərdir. Axının stasionarlığı nəticəsində baxılan həcmə digər hissəsinin istənilən nöqtəsindəki hissəciklərin sürəti, eləcə də kinetik enerjisi dəyişməz qalır. Buna görə də baxdığımız həcmə ΔE enerjisinin dəyişməsi ΔV_2 və ΔV_1 həcmələrinin enerjiləri fərqi bərabər olacaqdır.

Hesab edək ki, cərəyan borusunun en kəsikləri və l_1, l_2 məsafələri elə kiçikdir ki, baxılan həcm elementlərinin bütün nöqtələrinin eyni sürətə $\vec{v}$, təzyiqə P və h hündürlüyə malik olduğunu qəbul etmək olar. Onda enerjinin saxlanması qanununa görə

$$\Delta E = \left(\frac{\rho \Delta V v_2^2}{2} + \rho \Delta V g h_2 \right) - \left(\frac{\rho \Delta V v_1^2}{2} + \rho \Delta V g h_1 \right) \quad (1)$$

yaza bilərik.

İdeal mayədə sürtünmə qüvvələri olmadığından, enerjinin dəyişməsi baxılan həcm üzərində təzyiq qüvvələrinin gördüyü işə bərabərdir. Yan divarlara göstərilən təzyiq qüvvəsi yerdəyişmə istiqamətinə perpendikulyar olduğundan iş görülmür. S_1 və S_2 kəsiklərinə tətbiq olunmuş qüvvələrin işi üçün

$$A = P_1 S_1 l_1 - P_2 S_2 l_2 = (P_1 - P_2) \Delta V \quad (2)$$

yazmaq olar.

(1) və (2) ifadələrinin bərabərliyindən

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \quad (3)$$

olar. S_1 və S_2 kəsikləri ixtiyari seçildiyindən, cərəyan borusunun istənilən kəsiyi üçün $\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + P$ ifadəsinin sabit qaldığını görürük, başqa sözlə stasionar axan ideal mayədə istənilən cərəyan xətti boyunca aşağıdakı şərt ödəyir:



$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + P = \text{const} \quad (4)$$

(4) ifadəsi *Bernulli tənliyi* adlanır.

Qeyd edək ki, Bernulli tənliyi enerjinin saxlanma qanunundan çıxan nəticədir və yalnız sıxılmayan ideal mayenin qərarlaşmış axını üçün dəqiq ödənilir. Bu tənliyə görə mayenin axını zamanı üç təzyiqin cəmi sabit qalır. Birinci hədd $(\frac{\rho v^2}{2})$ vahid həcmə düşən kinetik enerjini (xüsusi kinetik enerji) xarakterizə etdiyi üçün *dinamik təzyiq*, II hədd (ρgh) maye sütununun xüsusi potensial enerjini təyin etdiyi üçün *hidrostatik təzyiq* adlandırılır. P - təzyiqi təzyiq qüvvəsinin (elastiki qüvvənin) vahid həcmə düşən xüsusi potensial enerjisini xarakterizə etdiyi üçün *statik təzyiq*dir.

Mayenin hərəkəti zamanı bu sadalanan enerjilərin kəsilməz şəkildə birinin digərinə keçidi baş versə də onların cəmi sabit qalır.

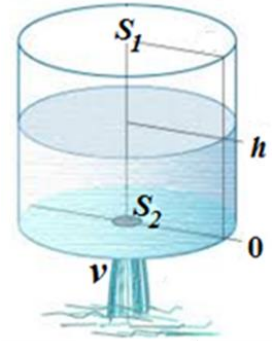
Mayenin üfüqi axını üçün (4) tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{\rho v^2}{2} + P = \text{const}$$

Burada $\frac{\rho v^2}{2} + P = P_0$ - tam təzyiq adlanır.

Qərarlaşmış maye axınında selin istənilən kəsiyində tam təzyiq sabit qalır.

Üfüqi cərəyan borusu üçün Bernulli tənliyindən (4) və kəsilməzlik tənliyindən nəticə olaraq alınır ki, müxtəlif en kəsiyinə malik olan üfüqi boruda mayenin axını zamanı dar yerlərdə mayenin sürəti böyük, statik təzyiq kiçik, enli hissələrdə isə statik təzyiq böyük, sürət isə kiçikdir. Borunun genişlənən yerində statik təzyiqin artmasını impulsun dəyişməsi ilə izah etmək olar. Borunun en kəsiyi dəyişdikdə axının sürəti və impulsu dəyişir. İmpulsu dəyişdirən qüvvə səthə perpendikulyar olub mayenin daxilinə yönəlir. Bu qüvvələr cərəyan borusunun genişlənən istiqamətində yönəliirlər və ona görə də en kəsiyi böyük olan yerdə statik təzyiq artırılır.



Şəkil 2

Tutaq ki, cərəyan borusu, en kəsikləri bir-birindən kəskin fərqlənən, ardıcıl birləşdirilmiş iki borudan ibarət olub, şaquli yerləşdirilmişdir (Şəkil 2). Borunun üst və alt hissələrinə eyni atmosfer təzyiqi təsir göstərir və ona görə də $P_1 = P_2$ yazmaq olar.

Bu şərti (9.3) düsturunda nəzərə alsaq

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g(h_1 - h_2) = \frac{\rho v_2^2}{2}$$

olar. S_1 kəsiyi S_2 -dən çox-çox böyük olduğundan kəsilməzlik tənliyinə görə $v_1 \ll v_2$ olur. Bu halda $v_1 = 0$ və $h_1 - h_2 = h$ yazmaq olar. Burada h geniş borudakı

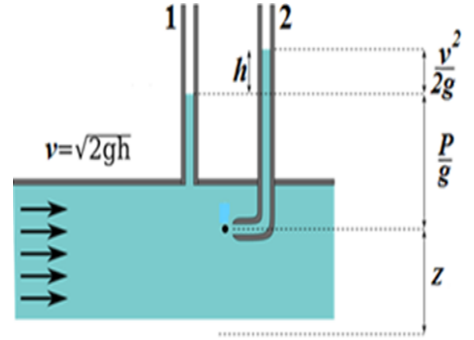
mayenin hündürlüyüdür. Bu şərtləri nəzərə alsaq, axırncı düsturdan mayenin ikinci borudan axma sürəti üçün aşağıdakı düstur alınır:

$$v = \sqrt{2gh}$$

Bu h hündürlükdən sərbəst düşən cismin aldığı sürətdir.

Bu nəticələrdən borularda qaz və mayelərin, damarlarda qanın hərəkət dinamikasını öyrənmək üçün istifadə edilir.

Dinamik təzyiq mayenin hərəkət sürəti ilə əlaqədar olduğundan Bernulli tənliyindən istifadə edərək maye selinin sürətini ölçmək olar. Bundan ötrü hərəkətdə olan maye selinə aşağı yarığı mayenin cərəyan xətlərinə paralel olan 1 manometrik borusu yerləşdirək (Şəkil 3). Eyni zamanda bu selə giriş yarığı axına qarşı yönəlmiş ikinci bir 2 manometrik borusu daxil edək. *Belə boru Pito borusu adlanır.*



Şəkil 3

İkinci boruda mayenin səviyyəsi birinci borudakı mayenin səviyyəsindən yuxarıda olur. Birinci borunun axın daxilində olan ucunda mayenin sürəti axının sürətinə bərabərdir ($v_1 = v$) və ona görə də həmin Pito borusunda maye sütununun hündürlüyü statik təzyiqə bərabər olacaqdır. İkinci Pito borusunun axında olan ucunda mayenin sürəti sıfıra bərabərdir ($v_2 = 0$). 2 borusu vasitəsi ilə tam təzyiq (P_2), 1 borusu ilə də (P_1)- statik təzyiq təyin edilir. Təzyiqlər fərqi

$$P_2 - P_1 = \rho gh$$

bərabərdir. Burada ρ -manometrdeki mayenin sıxlığı, h - borulardakı mayenin səviyyələri fərqidir. Digər tərəfdən, Bernulli tənliyinə əsasən, tam və statik təzyiqlərin fərqi

$$P_2 - P_1 = \frac{\rho v^2}{2}$$

olduğundan maye selinin axın sürəti üçün

$$v = \sqrt{2gh}$$

alınır.

Pito borusunun iş prinsipinə əsaslanaraq maye selinin axma sürətini, hərəkətsiz mayələrdə və ya qaz mühitlərdə cisimlərin hərəkət sürətini ölçmək mümkündür.

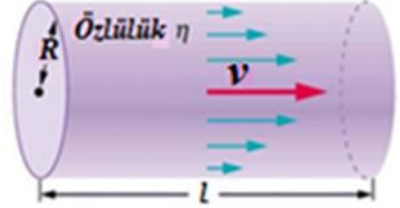
Borulardakı maye sütunlarının fərqi təcrübədən təyin edərək onların fərqi ilə ifadə olunan dinamik təzyiq hesablanır. Dinamik təzyiqi və mayenin sıxlığını bilərək cərəyan borusunda mayenin axma sürətini tapırlar. Borudan axan mayenin

miqdarını ölçən maye sayğacının iş prinsipi yuxarıda deyilənlərə – dinamik təzyiqin ölçülməsinə əsaslanmışdır.

1.4.3. Daxili sürtünmə qüvvələri

Ümumiyyətlə ideal maye mücərrəd anlayışdır. Bütün real mayələrə və qazlara az və ya çox dərəcədə özlülük və ya daxili sürtünmə xasdır.

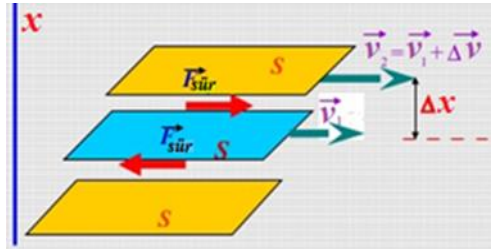
Özlülük (daxili sürtünmə) real mayələrin bir hissəsinin digərinə nisbətən yerdəyişməsinə göstərilən müqavimətdir. Real mayədə isə axının sürəti borunun radiusu boyunca olan məsafədən asılıdır: maye özlü olduğu üçün borunun divarına yaxın təbəqə divara yapışır, onun sürəti sıfır olur, borunun simmetriya oxuna yaxınlaşdıqca sürəti artır, simmetriya oxunda axın sürəti ən böyük olur (Şəkil 1). Borunun simmetriya oxundan uzaqlaşdıqca sürətin azalması təbəqələr arasında sürtünmə qüvvəsinin olması ilə izah olunur.



Şəkil 1

☞ Təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsi olan maye real və ya özlü maye adlanır. İdeal cərəyan borusunda verilmiş en kəsiyin bütün nöqtələrində axın sürəti eyni olur.

Real mayələrin bir təbəqəsinin digərinə nisbətən yerdəyişməsi zamanı təbəqələrə toxunan istiqamətdə yönəlmiş daxili sürtünmə qüvvələri meydana çıxır. Bu qüvvələrin təsiri nəticəsində sürətlə hərəkət edən təbəqə yavaş hərəkət edən təbəqəyə sürətləndirici, yavaş hərəkət edən təbəqə isə sürətlə hərəkət edən təbəqəyə tormozlayıcı qüvvə ilə təsir edir. Axın sürətinə perpendikulyar istiqamətdə bir-birindən Δx məsafədə yerləşən, $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ sürəti ilə hərəkət edən iki təbəqəyə baxaq (Şəkil 2).



Şəkil 2

Özlü maye axınının əsas qanunu İ.Nyuton tərəfindən verilmişdir. Bu qanuna görə daxili sürtünmə qüvvəsi baxılan təbəqələrin sahəsindən və bir təbəqədən digər təbəqəyə keçid zamanı sürətin dəyişməsinin yeyinliyindən asılıdır. Riyazi olaraq Nyuton qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\vec{F} = -\eta \frac{d\vec{v}}{dx} \Delta S \quad (1)$$

Burada $\frac{d\vec{v}}{dx}$ kəmiyyəti x istiqamətində sürətin dəyişmə yeyinliyi olub, *sürət qradienti* adlanır, S – sürtünən təbəqələrin sahəsi, η -əmsalı mayenin təbiətindən asılı olub



dinamik özlülük əmsalı və yaxud *daxili sürtünmə əmsalı* adlanır. (–) işarəsi daxili sürtünmə qüvvəsinin sürət qradientinin əksinə yönəldiyini göstərir, yəni sürətlə hərəkət edən təbəqə tormozlanır, yavaş hərəkət edən təbəqə isə yeyinləşir.

Axını Nyuton tənliyinə tabe olan və özlülüüyü sürət qradientindən asılı olmayan mayelər *Nyuton mayeləri* adlanır. Axını Nyuton tənliyinə tabe olmayan və özlülüüyü sürət qradientindən asılı olan mayelərə *qeyri-Nyuton mayeləri* deyilir.

Özlülüüyü ölçmək üçün istifadə olunan cihaz *viskozimetr* adlanır. Müxtəlif mayelərin özlülüüyü müxtəlif olur. Məsələn, 200°C temperaturda qliserinin özlülüüyü suyun həmin temperaturdakı özlülüüyündən təqribən 800 dəfə çoxdur. Özlülük böyük olduqca, maye ideal mayedən daha çox fərqlənir və meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvələri də böyük olur. Özlülük temperaturdan asılıdır və bu asılılıq mayelər və qazlar üçün müxtəlifdir (temperatur artdıqca mayelər üçün η azalır, qazlar üçün isə əksinə, artır). Bu müxtəliflik onlarda daxili sürtünmə mexanizminin müxtəlifliyi ilə əlaqədardır.

Mayenin temperaturunu azaltmaqla elə hal əldə etmək olar ki, maye təbəqələri arasında sürtünmə olmasın. Bu hal *ifrat axıcılıq* adlanır.

1.4.4. Real mayenin axını

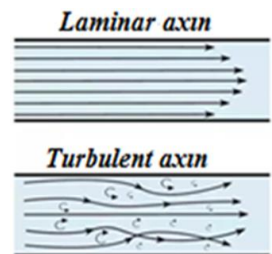
Mayelərin laminar və turbulent adlanan iki növ axını müşahidə olunur.



Əgər axın boyunca baxdığımız nazik təbəqə qonşu təbəqələrə qarışmadan sürüşsə belə axın *laminar axın* adlanır. Laminar axın mayelərin çox da böyük olmayan sürətlərində müşahidə olunur. Axdığı borunun iç divarına həmsərhəd olan maye təbəqəsi molekulyar ilişmə qüvvələri hesabına hərəkətsiz qalır. Borunun iç səthindən uzaqlaşdıqca təbəqələrin sürəti artır və borunun oxu boyunca hərəkət edən təbəqə ən böyük sürətə malik olur.

Laminar axında maye hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçmirlər, sürətin cərəyan borusunun oxuna perpendikulyar proyeksiyası sıfır olur.

Axın elə ola bilər ki, maye hissəcikləri axına perpendikulyar istiqamətdə sürət toplananı əldə edir ki, bu da onların bir təbəqədən digərinə keçməsinə imkan yaradır. Onda mayenin hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçərək qarışacaq, təbəqəli hərəkət pozulacaqdır. Əgər axın istiqamətində intensiv olaraq mayenin qarışması və burulğanların yaranması baş verirsə belə axın *turbulent axın* adlanır (Şəkil 1).



Şəkil 1

Maye və qazlarda axının xarakteri adsız kəmiyyət olan *Reynolds ədədi* ilə təyin olunur. Reynolds ədədi axında götürülmüş müəyyən kütlənin kinetik enerjisinin onun özü boyda yerini dəyişməsi zamanı sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işə

nisbətinə bərabərdir, Re ilə işarə olunur və kubik həcm üçün aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$Re = \frac{E_k}{A_{sür.or}} = \frac{m\vartheta^2}{2F_{sür.l}} = \frac{2\rho l^3\vartheta^2}{2\eta\frac{\vartheta}{l^2}l} = \frac{\rho\vartheta l}{\eta} \quad (1)$$

Burada ρ – mayenin sıxlığı, v – maye selinin borunun kəsiyi üzrə orta sürəti, η – özlülük əmsalı, l – en kəsiyi üçün xarakterik olan kəmiyyətdir. Misal üçün, dairəvi boru üçün bu kəmiyyət borunun radiusudur. Re – ədədinin müəyyən böhran qiymətindən başlayaraq laminar axın turbulent axına çevrilir. Laminar hərəkətdən turbulent hərəkətə keçid **Reynolds ədədinin** böhran qiyməti ilə xarakterizə olunur.

Göründüyü kimi (1) ifadəsində kəsrin surəti axan mayenin *kinetik enerjisini*, məxrəci isə *sürtünmə qüvvəsinin işini* xarakterizə edir. Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində sürtünmə qüvvəsi aparıcı rol oynayır və axın laminar xarakter daşıyır. Sürətin artması ilə Re –nin qiyməti artır və Reynolds ədədinin böyük qiymətində aparıcı rol kinetik enerjiyə, axın isə trublent xarakterə keçir. Bu qiymət Reynolds ədədinin böhran qiyməti adlanır. Məsələn, Reynolds ədədinin böhran qiyməti $Re_{Böh} = 1200$ olduqda su laminar axından turbulent axına keçir.

Reynolds ədədinin ifadəsinə daxil olan, ρ, ϑ, l və η kəmiyyətləri özlüyündə çox geniş diapazonda dəyişir. Reynolds ədədinin eyni bir qiymətində ρ, ϑ, l və η parametrlərinin qiymətləri ilə fərqlənən hərəkət **oxşar** hərəkət adlanır. Bu şəraitdə mayenin hərəkət mənzərəsi yalnız öz xarakteristikalarının miqyasına görə fərqlənilir. Bu deyilənlər qazlara da aiddir. Bu cür asılılıq **oxşarlıq**



qanunu adlanır və onun əsasında bir eksperimental situasiyadan digərinə keçid durur.

Reynolds ədədinin kiçik $Re < 1000$ qiymətlərində laminar axın müşahidə olunur, Reynolds ədədinin qiyməti $1000 < Re < 2000$ intervalında olduqda laminar axından turbulent axına keçid baş verir, $Re = 2300$ olduqda (hamar boruda) axın turbulent olur.

1.4.5. Puazeyl qanunu

Özlü sıxılmayan mayenin silindrik boruda laminar axını nəticəsində selin sürəti borunun en kəsiyi boyunca dəyişir. Puazeyl mayenin silindrik boruda laminar axınını öyrənməklə axın sürətinin borunun oxundan olan məsafədən asılılıq qanununu almışdır. Uzunluğu l və radiusu R olan silindrik borudan həmin borunun uclarındakı P_1 və P_2 sabit təzyiqlər fərqi altında axan mayeyə baxaq (Şəkil 1). Maye axınının laminar olduğunu qəbul edək və borunun oxundan r qədər məsafədəki mayenin axın sürətini $\vec{v}$ ilə işarə edək. Mayədə xəyalən radiusu r , qalınlığı dr olan silindirik həcm təsəvvür edək. Bu həcmə yan səthinə təsir edən daxili sürtünmə qüvvəsi

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} S = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} 2\pi r l$$

olacaqdır. Mənfi işarəsi radius artdıqca sürətin qiymətinin azaldığını göstərir. Burada $S = 2\pi r l$ silindirin yan səthinin sahəsidir.

Mayenin qərarlaşmış axınında silindrin yan səthinə təsir edən daxili sürtünmə qüvvəsi onun oturacağına təsir edən təzyiq qüvvəsi ilə tarazlaşır.

$$\Delta P \pi r^2 = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} 2\pi r l \Rightarrow d\vartheta = -\frac{\Delta P}{2\eta l} r dr$$

Borunun divarında, silindirin oxundan $r = R$ məsafədə axın sürətinin $\vartheta = 0$ olduğunu nəzərə alaraq, sonuncu ifadəni inteqrallayaq.

$$\int_{\vartheta}^0 d\vartheta = -\int_r^R \frac{\Delta P}{2\eta l} r dr$$

Dairəvi kəsiyə malik boru üçün borunun oxundan hesablanan r məsafəsindən asılı olaraq sürətin dəyişməsi aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$\vartheta = \frac{\Delta P}{2\eta l} (R^2 - r^2) = \frac{\Delta P R^2}{4\eta l} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) = \vartheta_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

Burada $\vartheta_0 = \frac{\Delta P R^2}{4\eta l}$ –borunun oxu boyunca mayenin sürətdir. İfadədən görünür ki, maye hissəciklərinin hərəkət sürəti parabolik qanunla paylanır, və parabolanın təpəsi borunun oxu üzərində yerləşir.

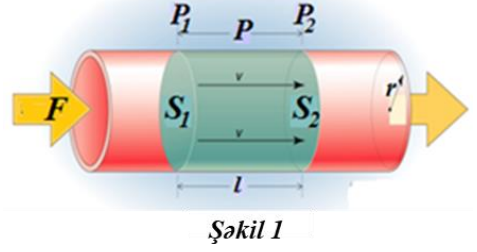
Laminar axında t zaman ərzində borunun en kəsiyindən axan mayenin həcmi tapaq

$$V = \int_0^R \vartheta t \cdot 2\pi r dr = \frac{\pi \cdot \Delta P t}{2\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr = \frac{(P_1 - P_2) \pi R^4}{8\eta l} t \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. (1) ifadəsi *Puazeyl qanunu* adlanır.

Burada η - özlülük əmsalıdır. Puazeyl qanunundan nəticə olaraq alınır ki, borudan axan mayenin həcmi borunun vahid uzunluğuna düşən təzyiqlər fərqi və radiusun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir.

Müəyyən borudan axan mayenin həcmi ölçərək Puazeyl düsturundan η – daxili sürtünmə əmsalını təyin etmək olur. Daxili sürtünmə əmsalının belə təyin olunmasının Puazeyl üsulu adlanır. Bu üsulu tətbiq etdikdə eyni həcmə malik iki maye eyni borudan axıdılar və axma müddəti t - təyin olunur. Mayelərdən biri etalon maye adlanır və onun özlülük əmsalı məlum olur, axını isə t_1 müddətində baş verir.



Özlülüğü təyin olunacaq mayenin axın müddəti t_2 ölsülərsə, (1) düsturunu hər iki maye üçün yazaraq tərəf-tərəfə bölərək

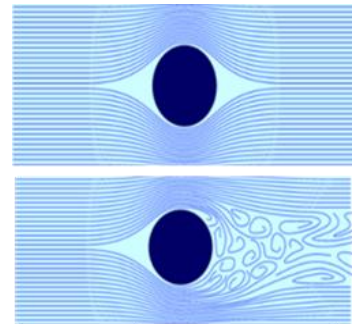
$$\frac{\eta}{\eta_{et}} = \frac{t_2}{t_1}$$

ifadəsindən naməlum özlülük təyin olunur.

1.4.6. Stoks qanunu

Özlü mühitdə cismin hərəkəti zamanı ona təsir edən müqavimət qüvvələri meydana çıxır. Bu qüvvənin yaranma mexanizmi iki amillə bağlıdır.

Birinci mexanizm kiçik sürətlərdə meydana çıxır və hərəkət edən cisimlə mühit arasında yaranan ilişmə qüvvələri ilə bağlıdır. Hərəkət edən cisimlə mühit arasındakı ilişmə qüvvələri hesabına bilavasitə cismin səthi ilə təmasda olan maye təbəqəsi sanki ona yapışmış olur və cisimlə birlikdə hərəkət edir. Bu təbəqə ilə qonşu olan digər təbəqə cisimdən geri qalır



Şəkil 1

və nəticədə təbəqələr arasında sürünmə qüvvəsi meydana

çıxır. Bu təbəqə də öz növbəsində, daha uzaqda yerləşən təbəqələr tərəfindən sürünmə qüvvəsinə məruz qalır və s. Cisimdən kifayət qədər uzaqda yerləşən təbəqələr, demək olar ki, hərəkətsiz qalır. Laminar axın üçün sürünmə qüvvəsi cismin sürəti ilə düz mütənasibdir.

Müqavimət qüvvələrinin ikinci mexanizmi cismin hərəkətinin böyük sürətlərində müşahidə olunur. Bu halda əvvəlki mexanizmdən fərqli olaraq həm də cismin ətrafında burulğanlar yaranır (Şəkil 1).

Cismin maye və qazda hərəkəti zamanı görülən işin bir hissəsi burulğanın yaranmasına sərf olunur ki, bu da daxili enerjiyə çevrilir. Belə hərəkət edən cismin sürətinin müəyyən intervalında müqavimət qüvvəsi sürətin kvadratı ilə mütənasib olur.



Kiçik sürətlərdə kürəciyin özlü mayədə hərəkəti zamanı məruz qaldığı müqavimət qüvvəsi aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$F = 6\pi\eta r v$$

Bu ifadə *Stoks qanunu* adlanır. Burada, r –kürəciyin radiusu, v –onun hərəkət sürəti, η –mühitin dinamik özlülük əmsalındır.

FƏSİL 1.5. RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR

1.5.1. Harmonik rəqslərin kinematika və dinamikası

Cismin tarazlıq vəziyyəti ətrafında bu və ya digər dərəcədə təkrarlanan hərəkəti **rəqsi hərəkət** adlanır. Digər, təkrarlanan hərəkətlər kimi rəqsi hərəkətdə period və tezlik adlanan parametrlərlə xarakterizə olunur. Bir tam rəqsə sərf olunan müddətə rəqsin **periodu** deyilir. Vahid zamandakı rəqslərin sayı isə rəqsin **tezliyi** adlanır.



Yalnız daxili qüvvələrin (elastiki və ağırlıq qüvvələrinin) təsiri ilə yaranan rəqslərə **sərbəst rəqslər** deyilir. Hər hansı sistemdə sərbəst rəqslərin yaranması üçün aşağıdakı iki şərt ödənilməlidir:

1) *Sistemi tarazlıq vəziyyətindən çıxardıqda onu həmin vəziyyətə qaytarmağa çalışan qüvvə yaranmalıdır*; Bu qüvvə yerdəyişmə ilə mütənasib olub, yerdəyişmənin əksinə yönəldiyindən **kvazielastiklik qüvvəsi** adlanır.

2) *Mühitin hərəkətə müqaviməti nəzərə alınmayacaq dərəcədə az olmalıdır*.

Həyatda rəqsi hadisələrin çoxlu növlərinə rast gəlinməsinə baxmayaraq onlar eyni xarakteristikalarla, eyni tənliliklərlə təsvir olunur. Buna görə də mexaniki rəqslərdə öyrənilənlər digər rəqslərə də şamil olunur.



Rəqsi hərəkətin ən sadə forması harmonik rəqslərdir. Fiziki kəmiyyətlərin dəyişməsi sinus və ya kosinus qanunu ilə baş verilən rəqslərə **harmonik rəqslər** deyilir.

Fərz edək ki, harmonik rəqs icra edən maddi nöqtənin koordinatı zamandan asılı olaraq

$$x = x_m \cos(\omega t + \varphi_0) \text{ və ya } x = x_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (1)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada x_m – rəqsin amplitudu, yəni rəqs edən maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən maksimum yerdəyişməsi, ω – dövrü və ya tsiklik tezlik, $\varphi = \omega t + \varphi_0$ – rəqsin fazası, φ_0 – başlanğıc fazadır. Rəqsin fazası rəqs edən fiziki kəmiyyətin verilmiş zaman anındakı qiymətini müəyyən edir. Rəqsin periodu T rəqs sisteminin halının təkrarlanmasına sərf olunan ən kiçik zaman müddətidir və bu müddətdə rəqsin fazasının dəyişməsi 2π olur.

$$\omega(t + T) + \varphi = (\omega t + \varphi) + 2\pi$$

Buradan rəqsin dövrü tezliyi ilə periodu və tezliyi əlaqələndirən $T = \frac{2\pi}{\omega}$, $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$ ifadələrini alırıq.

Harmonik rəqsi hərəkət zamanı cismin koordinatı harmonik qanunla dəyişdiyindən onun sürət və təcildə harmonik qanunla dəyişməlidir. Sürət - koordinatın bir tərtib törəməsinə bərabər olduğundan,

$$v = \frac{dx}{dt} = x' = -x_m \omega \sin(\omega t + \varphi_0) = v_m \cos\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right) \quad (2)$$

olur. Burada $v_m = x_m \omega$ sürətin amplitud qiymətidir.

Koordinatla sürətin fazalarını müqayisə etsək, harmonik rəqsdə sürətin koordinatı fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqladığını görürük.

Eyni qayda ilə harmonik rəqsdə təcildə təyin edə bilərik. Təcil sürətin dəyişmə yeyinliyi olduğundan

$$a = \frac{dv}{dt} = -x_m \omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) = a_m \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi) \quad (3)$$

olur. Burada $a_m = v_m \omega = x_m \omega^2$ təcilin amplitud qiymətidir.

(1) və (3) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, harmonik rəqslərdə təcil fazaca yerdəyişməni π qədər qabaqlayır.

Harmonik rəqsdə koordinatın, sürətin və təcilin zamandan asılılıq qrafikləri şəkil 1-də təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi koordinat və təcilin rəqsləri əks fazalarda baş verir.

Rəqs edən m kütləli nöqtəyə təsir edən qüvvə üçün Nyutonun II qanununa görə

$$\begin{aligned} F &= ma = -m\omega^2 x_m \cos(\omega t + \varphi_0) \\ &= -m\omega^2 x \end{aligned}$$

ifadəsini yazı bilərik. Buradan

$$a = -\omega^2 x \text{ və ya } x'' + \omega^2 x = 0 \quad (4)$$

harmonik rəqs tənliyini alırıq. (4) tənliyinin həlli (1) şəkilində axtarılır.



Beləliklə, alırıq ki, harmonik rəqs edən maddi nöqtəyə təsir edən yekun qüvvə yerdəyişmə ilə mütənasib olub yerdəyişmənin əksinə - tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir. Yerdəyişmə ilə bu cür asılılıq elastiki qüvvələrə xas olduğundan, bu tip qüvvələr kvazielastiki qüvvələr adlanır.

Harmonik rəqslər enerji çevrilməsi ilə müşayiət olunur. Rəqs edən maddi nöqtənin sürəti və koordinatı zaman keçdikcə dəyişdiyindən onun kinetik və potensial enerjiləri periodik olaraq biri digərinə çevrilir. Harmonik rəqs edən zərrəciyin kinetik və potensial enerjilərini hesablayaq.

m kütləli cismin x_m amplitudu ilə ω tezlikli harmonik rəqs icra edərkən enerjisini hesablayaq. Cismin tarazlıq vəziyyətindən dx elementar yerdəyişməsi zamanı $F_x = -kx$ kvazieleastiklik qüvvəsinin işi əks işarə ilə götürməklə potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabər olacaqdır

$$dE_p = -dA = kx dx$$

Buradan $E_p = k \int_0^x x dx = \frac{kx^2}{2}$ alırıq. Harmonik rəqslərdə koordinat zamandan asılı olaraq (1) qanunu ilə dəyişdiyini və $k = m\omega^2$ olduğunu nəzərə alsaq potensial enerji üçün,

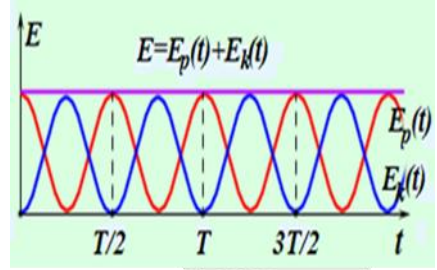
$$E_p = \frac{mx_m^2\omega^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0)}{2} = \frac{mx_m^2\omega^2}{4} (1 + \cos 2(\omega t + \varphi_0)) \quad (5)$$

kinetik enerji üçün isə

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{mx_m^2\omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)}{2} = \frac{mx_m^2\omega^2}{4} (1 - \cos 2(\omega t + \varphi_0)) \quad (6)$$

ifadələrini alırıq. Bu ifadələrdən göründüyü kimi kinetik və potensial enerjilərin zamandan asılı olaraq dəyişmə tezliyi harmonik rəqsin tezliyindən iki dəfə böyükdür (Şəkil.2).

(5) və (6) ifadələrinin cəmi rəqs sisteminin tam mexaniki enerjisi olacaq



Şəkil 2

$$E = E_k + E_p = \frac{m\omega^2 x_m^2}{2} = const$$

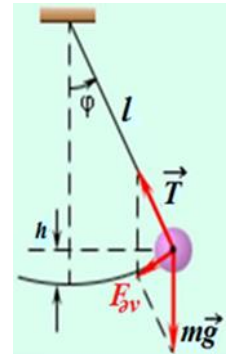
Göründüyü kimi rəqsin amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olan tam mexaniki enerji zaman keçdikcə dəyişmir. Konservativ qüvvələrin təsiri altında baş verən rəqslərdə potensial enerji kinetik enerjiyə və tərsinə çevrilir, lakin onların cəmi ixtiyari zaman anında sabit qalır.

1.5.2. Riyazi və fiziki rəqqaslar



Uzanmayan, nazik, çəkisiz sapdan asılmış maddi nöqtə **riyazi rəqqas** adlanır.

Riyazi rəqqas sapın kütləsi və ondan asılmış yükün ölçüsü nəzərə alınmayan ideallaşdırılmış sistemdir. Fərz edək ki, l uzunluqlu nazik sapdan m kütləli kiçik ölçülü yük asılmışdır (Şəkil 1). Bu rəqs sistemində yaranan rəqsin harmonikliyi şərtinə baxaq. Rəqqasın tarazlıq vəziyyətindən meylini ipin şaqul ilə əmələ gətirdiyi φ – bucağı ilə xarakterizə edək. Rəqqas tarazlıq vəziyyətindən φ – bucağı qədər meyl etdirildikdə yükə təsir edən ağırlıq qüvvəsi ilə ipin T gərilmə qüvvəsi bir birlərini tarazlandırmır. Sistemdə onu tarazlıq vəziyyətinə qaytarmağa çalışan $F_{\partial v} = -mg \sin \varphi$ əvəzləyici qüvvə yaranır. Mənfi işarəsi qüvvənin bucaq



Şəkil 1

yerdəyişməsinin əks istiqamətində yönəldiyini göstərir. Bu qüvvənin təsiri ilə maddi nöqtə rəqs edir. Bu hərəkət maddi nöqtənin l radiuslu çevrə üzrə fırlanma hərəkəti kimidir.

Sapdan asılmış yükün tarazlıq vəziyyətin meylı zamanı $|M| = mgl\sin\varphi$ **fırlanma momenti** yaranır. Bu moment kvazielestiklik qüvvəsi kimi yükü tarazlıq vəziyyətinə qaytarmağa çalışdığından

$$M = -mgl\sin\varphi$$

kimi yazmaq olar.

Rəqqas üçün fırlanma hərəkətinin dinamikasının əsas tənliyini yazaq

$$M = J\beta.$$

Burada $J = ml^2$ rəqqasın ətalət momenti, $\beta = \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \varphi''$ bucaq təcildir. Bunları (1) tənliyində nəzərə alaq

$$ml^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgl\sin\varphi \text{ və ya } \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{g}{l}\sin\varphi$$

Kiçik amplitudlu rəqslərdə φ dönmə bucağı da kiçik olduğundan $\sin\varphi \approx \varphi$ götürmək olar. Onda riyazi rəqqasın hərəkət tənliyini alarıq.

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0 \text{ və ya } \varphi'' + \omega^2\varphi = 0 \quad (2)$$

Burada $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$ riyazi rəqqasın məxsusi dövrü tezliyidir. Bu tənlik harmonik rəqsi hərəkət tənliyidir. (2) tənliyinin həlli $\varphi = \varphi_m \cos(\omega t + \varphi_0)$ şəkilində olur, yəni rəqqasda ipin φ – meyl bucağı kosinus qanunu ilə dəyişir. Deməli, riyazi rəqqasın kiçik amplitudlu rəqsləri harmonik rəqslərdir. Riyazi rəqqasın periodu

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

düsturu ilə təyin olunur. *Bu düstur Huygens düsturu adlanır.*

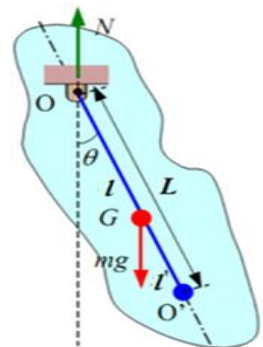
Riyazi rəqqasın periodu onun uzunluğundan və sərbəstdüşmə təcilindən asılıdır.



Kütlə mərkəzindən keçməyən ixtiyari üfüqi ox ətrafında ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə rəqs edən bərk cisim **fiziki rəqqas** adlanır.

Tutaq ki, m kütləli bərk cisim O nöqtəsindən keçən və şəkil müstəvisinə (Şəkil 2) perpendikulyar olan oxdan asılmışdır.

Onu kiçik bucaq qədər meyl etdirsək mg ağırlıq qüvvəsinin uzantı sıfırlanma oxundan keçməyəcək və o, fırlanma momenti yaradacaqdır. Fırlanma momenti fırladıcı qüvvə (mg) ilə onun qolu hasilinə bərabərdir



Şəkil 2

$$M = F_{\tau} l = -mgl \sin \theta$$

yazmaq olar. Burada l —cismın asıldığı O nöqtəsi ilə kütlə mərkəzi G arasındakı məsafə, $F_{\tau} = mgsin\alpha$ — qaytarıcı qüvvənin moduludur. Mənfi işarəsi fırlanma momentinin θ —dönmə bucağının əksinə yönəldiyini göstərir. Kiçik dönmə bucaqları üçün $\theta \ll 1$, $\sin \theta \approx \theta$ olduğunu nəzərə alsaq fırlanma momentini

$$M \approx -mgl\theta$$

kimi ifadə etmək olar.

Fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyinə görə fiziki rəqqasın hərəkəti üçün

$$M = J\beta = J\theta''$$

yaza bilərik. Burada, M — asılma O nöqtəsinə nəzərən ağırlıq qüvvəsinin momenti, J — asılma O nöqtəsindən keçən oxa nəzərən rəqs edən rəqqasın ətalət momenti, θ — meyletmə bucağı, $\beta = \theta''$ —bucaq təcilidir.

Bunları nəzərə alaraq fiziki rəqqasın hərəkət tənliyini

$$J\beta + mgl\theta = 0 \quad \text{və ya} \quad \theta'' + \frac{mgl}{J}\theta = 0$$

yazmaq olar. $\omega^2 = \frac{mgl}{J}$ kimi işarə edərək hərəkət tənliyi üçün

$$\theta'' + \omega^2\theta = 0 \quad (3)$$

yazmaq olar. Bu tənlik $\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}}$ dövrü tezliyi ilə baş verən harmonik rəqsin tənliyidir.

(1) diferensial tənliyin həlli

$$\theta = \theta_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

ifadəsi ilə təyin edilir.

Deməli, fiziki rəqqasda meyl bucağı zamandan asılı olaraq harmonik qanunla dəyişir. Rəqsin dövrü tezliyi və periodu üçün

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}} T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (4)$$

alırıq.

$L = \frac{J}{ml}$ — kəmiyyəti fiziki rəqqasın **gətirilmiş uzunluğu** adlanır. Fiziki rəqqasın gətirilmiş uzunluğu rəqs periodu bu rəqqasın perioduna bərabər olan riyazi rəqqasın uzunluğudur. OG xəttinin uzantısı üzrlərində, fırlanma oxundan L qədər məsafədə yerləşən O' nöqtəsi fiziki rəqqasın yırğalanma nöqtəsi adlanır. Şteyner teoreminə əsasən $J = J_0 + ml^2$, burada J_0 —ağırlıq mərkəzindən keçən oxa görə ətalət momentidir. Onda rəqqasın gətirilmiş uzunluğu

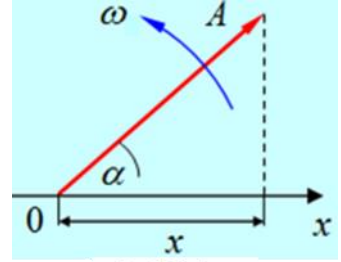
$$L = \frac{J_0 + ml^2}{ml} = \frac{J_0}{ml} + l > l$$

kimi ifadə etmək olar.

Bu ifadədən göründüyü kimi, L – gətirilmiş uzunluq l -dən həmişə böyük olur. Bu isə o deməkdir ki, asılma nöqtəsi ilə yırğalanma nöqtəsi ağırlıq mərkəzindən əks tərəflərdə yerləşir. Fiziki rəqqasın O asılma nöqtəsi ilə O' yırğalanma nöqtəsi qarşılıqlı əvəzetmə xassəsinə malikdir. Əgər fiziki rəqqası çevirib O' nöqtəsindən assaq, onda O nöqtəsi yırğalanma nöqtəsi olar və rəqs periodu dəyişməz.

1.5.3.Harmonik rəqslərin toplanması

Praktikada bir cismin eyni zamanda bir neçə rəqsdə iştirak etdiyi hallara rast gəlmək olur. Bu hallarda yekun rəqsi təyin etmək üçün vektor diaqramından istifadə etmək əlverişlidir. Seçilmiş x oxu üzərindəki O nöqtəsindən ədədi qiymətə başlanğıc fazaya bərabər α – bucağı altında yönəlmiş elə $\vec{A}$ vektoru çəkək ki, bu vektorun modulu rəqsin amplituduna bərabər olmuş olsun (Şəkil 1).



Şəkil 1

Əgər bu vektor O nöqtəsi ətrafında saat əqrəbi hərəkətinin əksi istiqamətində, ω bucaq sürəti ($\omega > 0$) ilə fırlanarsa t zaman müddətində ωt bucağı qədər dönər və yeni vəziyyət alar. Perioda bərabər T müddətində amplitud vektoru 2π bucağı qədər dönür və vektorun proyeksiyası tarazlıq vəziyyəti ətrafında bir tam rəqs icra edir. Bu vektorun x oxu üzərindəki proyeksiyası aşağıdakı qanunauyğunluqla rəqs edəcəkdir:

$$x = A \cos(\omega t + \alpha)$$

Fırlanan amplitud vektorunun proyeksiyası harmonik rəqslə xarakterizə olunur. Amplitud vektorunun fırlanma hərəkəti zamanı onun proyeksiyası y oxu üzrə

$$y = A \sin(\omega t + \alpha)$$

harmonik rəqsini icra edir.

Beləliklə çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkətə qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə baş verən iki harmonik rəqs kimi baxmaq olar. Rəqslərin toplanmasında bu təsəvvürlərdən çox istifadə olunur.

Fərz edək ki, maddi nöqtə eyni zamanda bir düz xətt boyunca baş verən eyni tezlikli iki harmonik rəqsi hərəkətdə iştirak edir:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

 Hər iki vektor saat əqrəbinin əksi istiqamətində eyni tezliklə fırlandığından fazalar fərqi zamandan asılı olmur ($\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$). Belə rəqslər *koherent rəqslər* adlanırlar.

Bu rəqslərə uyğun $\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$ vektorları O nöqtəsi ətrafında eyni ω bucaq sürəti ilə fırlanıqları üçün yekun rəqsin tezliyi də eyni olacaqdır:

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + \alpha)$$

Alınan yekun rəqsin amplitudunu vektorların toplanma qaydasına görə təyin edə bilərik (Şəkil 2):

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

Başlanğıc faza isə

$$\text{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (2)$$

ifadələrinə əsasən təyin oluna bilər.

Beləliklə, eyni zamanda, eyni tezlikli, eyni istiqamətdə iki harmonik rəqsdə iştirak edən cisim həmin istiqamətdə, toplanan rəqslərin tezliyinə bərabər tezlikdə harmonik rəqs icra edir.

Xüsusi hallara baxaq.

1) Fərz edək ki, toplanan rəqslərin fazalar fərqi π –nin cüt misillərinə bərabərdir, yəni $\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi k$ ($k = 0, 1, 2, \dots$)

Onda (1) düsturuna əsasən

$$A = A_1 + A_2$$

alırıq.

2) Toplanan rəqslərin fazalar fərqi π –nin tək misillərinə bərabərdir, yəni $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi(2k + 1)$ ($k = 0, 1, 2$)

Bu halda yekun rəqsin amplitudu üçün

$$A = A_1 - A_2$$

alırıq.

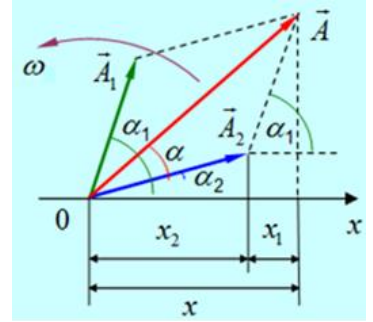
 Tezlikləri bir-birindən azacıq fərqlənən rəqslərin toplanması xüsusi maraq kəsb edir. Bu halda alınan yekun rəqsin amplitudu sabit qalmayıb zamandan asılı olaraq periodik dəyişir. Bu hadisə döyünmə adlanır (Şəkil 3).

Tutaq ki, toplanan rəqslərdən birinin tezliyi $\omega_1 = \omega$ digərininki isə $\omega_2 = (\omega + \Delta\omega)$ –dir və $\Delta\omega \ll \omega$. Sadəlik üçün hesab edək ki, hər iki rəqsin amplitudları eyni A , başlanğıc fazası isə sıfıra bərabərdir:

$$x_1 = A \cos \omega t, \quad x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega)t$$

Sadə riyazi çevirmələr apararaq yekun rəqsin tənliyi üçün

$$x = A(\cos \omega t + \cos(\omega + \Delta\omega)t) = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \cdot \cos \omega t; \quad x = \left(2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t\right) \cos \omega t$$



Şəkil 2

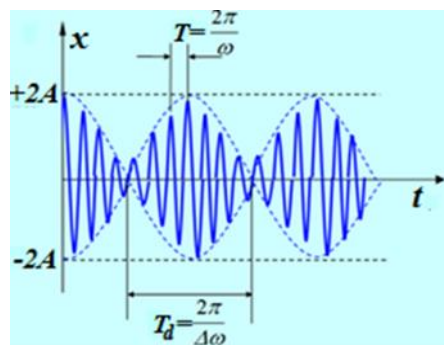
ifadəsini alırıq.

Yekun rəqsin tezliyi ω , amplitudunun zamandan asılılığı isə

$$A_d = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right|$$

kimi ifadə olunur. Amplitudun dəyişmə tezliyi isə $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ ifadəsi ilə təyin olunur (A_d modulca götürüldüyündən döyünmənin tezliyi kosinusun tezliyindən iki dəfə böyükdür).

Ümumiyyətlə, $x = A(t) \cos[\omega t + \varphi(t)]$ şəkilində rəqlər **modullaşmış rəqlər** adlanır. Döyünmə modullaşmış rəqlərin sadə növüdür.



Şəkil 3

1.5.4. Sönən və məcburi mexaniki rəqlər. Rezonans

Real rəqs sistemində rəqs edən cismə kvazielastiki qüvvə ilə yanaşı sürtünmə qüvvələri təsir etdiyindən, sərbəst mexaniki rəqlərin amplitudu zaman keçdikcə azalır. **Zaman keçdikcə amplitudu azalan rəqlərə sönən rəqlər deyilir.**

Təcrübələr göstərir ki, $F = -kx$ elastiklik qüvvəsinin təsiri altında rəqs edən **m**kütləli yaylı rəqqasə təsir edən sürtünmə qüvvəsi, rəqsin kiçik sürətlə baş verdiyi halda, sürətlə düz mütənasibdir, yəni

$$F_{\text{sür}} = -r\dot{x} = -rx'$$

r -mühitin müqavimət əmsalıdır və mənfi işarəsi sürtünmə qüvvəsi ilə sürətin istiqamətinin əks olduğunu göstərir. Baxılan halda yayın hərəkət tənliyi

$$mx'' = -kx - rx'$$

kimi ifadə olunur. $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ olduğunu nəzərə alıb,

$$\beta = r/(2m)$$

işarə etsək, rəqqasın sönən rəqlərinin tənliyini

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 = 0 \quad (1)$$

kimi yazı bilərik.

Burada x - yerdəyişmə (rəqs edən kəmiyyət), δ - sönmə əmsalı, ω_0 - rəqs edən sistemin məxsusi tezliyidir ($\delta=0$ olduqda).

(1) tənliyinin həlli

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (2)$$

şəklindədir. Burada

$$A = A_0 e^{-\beta t} \quad (3)$$

sönən rəqlərin amplitudu,

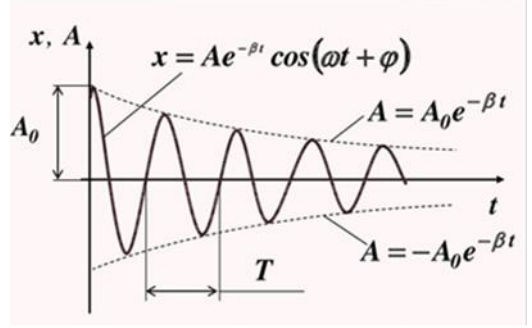
A_0 - başlangıç amplitududur.

Rəqsin dövrü tezliyi isə

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (4)$$

kimi ifadə olunur. (2) asılılığı şəkil 1-də bütöv xətlərlə, (3) asılılığı isə qırıq xətlərlə göstərilmişdir.

(2) ifadəsinə uyğun baş verən rəqslər nəinki harmonik, hətta periodik də deyil. Lakin sönmənin kiçik qiymətlərində şərti olaraq rəqs edən fiziki kəmiyyətin iki ardıcıl maksimumu (yaxud minimumu) arasındakı vaxt intervalı üçün period anlayışından istifadə etmək olar (Şəkil 1).



Şəkil 1

istifadə etmək olar (Şəkil 1). (4) düsturunu nəzərə alsaq, sönmə rəqslərin periodu

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

olar.

Rəqsin iki ardıcıl amplitudları $A(t)$ və $A(t + T)$ olarsa, onların nisbəti

$$\frac{A(t)}{A(t + T)} = e^{\beta T}$$

sönmə dekrementi,

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t + T)} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \beta T \quad (5)$$

isə sönmənin **loqarifmik dekrementi** adlanır.

Bu kəmiyyətlər verilən rəqs sistemi üçün sabit kəmiyyətlərdir. (5) ifadəsini (3)-də nəzərə aldıqda

$$A = A_0 e^{-\frac{\lambda}{T} t} \quad (6)$$

(6)-dan göründüyü kimi, $t = \tau = \frac{T}{\lambda}$ zaman anında rəqsin amplitudu

$$A = A_0 e^{-1} = \frac{A_0}{e}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Deməli, τ müddətində sönmə rəqsin amplitudu $e=2,718$ dəfə kiçilir. Bu kəmiyyət **rəqsin relaksasiya müddəti** adlanır.

Rəqs sisteminin xarakteristikası olaraq Q keyfiyyətlik əmsalından da istifadə olunur. Loqarifmik dekrementin kiçik qiymətlərində keyfiyyətlik aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_e = \frac{\pi}{\beta T_0} = \frac{\omega_0}{2\beta} \quad (7)$$

Sönmə kiçik olduğundan, yəni $\beta^2 \ll \omega_0^2$ və T əvəzinə $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ götürmək olar.

Burada $N_e = \tau/T$ –amplitudun e dəfə azalmasına uyğun olan rəqslərin sayıdır. (7) ifadəsindən görünür ki, keyfiyyətlik əmsalı relaksasiya müddəti ərzində sistemdə baş verən rəqslərin N_e sayı ilə mütənasibdir.

Sönməyən rəqslər almaq üçün enerji itkisini kompensasiya etmək lazımdır, yəni rəqs sistemində cismə harmonik qanunla dəyişən periodik xarici qüvvə

$$F = F_0 \cos \omega t \quad (8)$$

təsir göstərməlidir.

Xarici periodik dəyişən qüvvənin təsiri nəticəsində baş verən rəqslərə məcburi rəqslər deyilir. (8)-i nəzərə alsaq, yaylı rəqqasın hərəkət tənliyi

$$mx'' = -kx - rx' + F_0 \cos \omega t \quad (9)$$

şəklinə düşər. $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ və $\beta = r/(2m)$ ifadələrindən istifadə etsək (9) tənliyini xətti qeyri-bircins diferensial tənliyə gətirmək olar:

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t \quad (10)$$

Burada $f_0 = \frac{F_0}{m}$ -dir. (10) tənliyinin həlli bircins (1) tənliyinin ümumi həlli (2) ilə qeyri-bircins (10) tənliyinin xüsusi həllinin cəminə bərabərdir. (2) toplananı eksponensial qanuna əsasən azalır və yalnız prosesin ilk dövründə rol oynayır. Onda (10) qeyri-bircins tənliyin həlli onun xüsusi həllinə bərabərdir:

$$x = A \cos(\omega t - \varphi)$$

Burada

$$A = \frac{f_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2} \quad (11)$$

rəqsin amplitudu,

$$\varphi = \arctg \frac{2\delta\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (12)$$

isə rəqsin başlanğıc fazasıdır.

Məcburi rəqslərin qrafiki şək.2-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, qərarlaşmış rejimdə məcburi rəqslər ω tezliyi ilə baş verən harmonik rəqslərdir. Məcburi rəqsin (11) və (12) ifadələri ilə təyin olunan amplitudu və fazası da Ω tezliyindən asılıdır.



Məcburedici qüvvənin tezliyi rəqs edən sistemin məxsusi tezliyinə yaxınlaşdıqda məcburi rəqslərin amplitudunun kəskin artması hadisəsi baş verir və bu hadisə rezonans adlanır.

(11) düsturundan görünür ki, yerdəyişmənin amplitudunun maksimum qiymətə çatdığı rezonans tezliyini təyin etmək üçün (11) funksiyanın maksimumunu, yaxud da, kökaltı ifadənin minimumunu tapmaq lazımdır. Kökaltı ifadəni ω -ya görə diferensiallayıb sifıra bərabərləşdirsək ω_{rez} tezliyinin təyin olunma şərtini alırıq:

$$2(\omega_0^2 - \omega^2)(-2\omega) + 8\beta^2\omega = 0.$$

Beləliklə A -nın maksimum qiymətinə uyğun olan rezonans tezliyi üçün

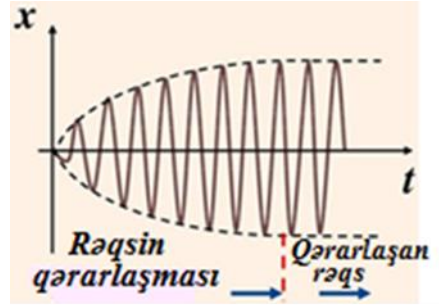
$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (12)$$

yazmaq olar. Bu halda rəqsin amplitudu

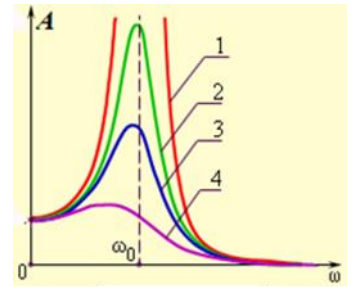
$$A_{rez} = \frac{f_0}{2\delta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (13)$$

ifadəsinə bərabər olur.

Şəkil 3-də β -nın müxtəlif qiymətlərində məcburi rəqslərin amplitudunun tezlikdən asılılığı göstərilmişdir. (12) və (13) düsturlarından görünür ki, β kiçik olduqda verilən əyrinin maksimumu daha böyük qiymət alır və daha sağda yerləşir. $\omega \rightarrow 0$ olduqda əyrilərin hamısı statik meyl adlanan, sıfırdan fərqli, eyni $f_0 / \omega_0^2 = F_0 / (m\omega_0^2)$ qiymətinə çatır. $\omega \rightarrow \infty$ olduqda bütün əyrilər asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır. Şəkil 3-də göstərilən əyrilər rezonans əyriləri adlanır. (13) ifadəsindən alırıq ki, yalnız sistemdə sönmə olmadıqda ($\beta=0$) rəqslər və məcburedici qüvvə eyni fazaya malik olur, qalan bütün hallarda isə $\varphi \neq 0$ olur.



Şəkil 2



Şəkil 3

1.5.5. Mexaniki dalğalar

Mühitin hər hansı nöqtəsində həyəcanlandırılan rəqslər həmin mühitdə sonlu sürətlə yayılır və bu sürət, ümumiyyətlə desək, rəqslərin tezliyindən və mühitin xassələrindən asılıdır. Hissəciklər rəqs mənbəyindən nə qədər uzaqda yerləşərsə, bir o qədər gec rəqs etməyə başlayar; yəni, bu məsafə uzaq olduqca mühitin hissəciklərinin və mənbəyin rəqslərinin fazaları daha çox fərqlənir. Rəqslərin yayılmasını öyrənərkən mühitin diskretliyi nəzərə alınmır və ona bütöv, səlt mühit kimi baxılır, belə mühit elastiklik xassələrinə malikdir.

Rəqslərin səlt mühitdə yayılma prosesi *dalğavari proses (yaxud dalğa)* adlanır. Dalğa yayıldıqda mühitin hissəcikləri dalğa ilə birgə hərəkət etmir, onlar tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edir. Dalğa ilə birlikdə zərrəcikdən-zərrəciyə yalnız rəqsi hərəkətin halı və onun enerjisi ötürülür. Ona görə də təbiətdən asılı olmayaraq bütün dalğaların əsas xüsusiyyəti maddə daşınması olmadan onların yalnız *enerji daşınmasıdır*. Təbiətdə və texnikada rast gəlinən dalğaların əsasən üç növünə baxılır: maye səthindəki dalğalar, elastiki dalğalar və elektromaqnit dalğaları.

Elastiki mühitdə yayılan mexaniki həyəcanlanmalar elastiki (və ya mexaniki) dalğalar adlanır.

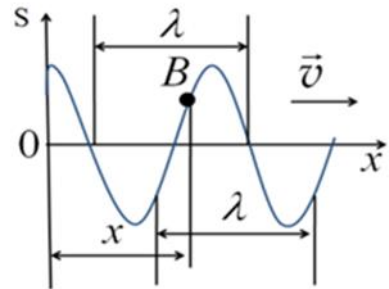
Elastiki dalğalar uzununa və eninə olur.

Uzununa dalğalarda mühit hissəcikləri dalğanın yayılma istiqamətində, *eninə dalğalarda* isə dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə rəqs edir (Şəkil 1). Uzununa dalğalar sıxılma və genişlənmə deformasiyaları zamanı elastiklik qüvvələri meydana çıxan bütün hallarda, yəni bərk, maye və qazlarda həyəcanlana bilər. *Eninə dalğalar* isə sürüşmə deformasiyası nəticəsində elastiklik qüvvələrinin meydana çıxdığı mühitlərdə, yəni bərk cisimlərdə yarana bilər. Deməli, bərk cisimlərdə həm eninə, həm də uzununa dalğalar, maye və qazlarda isə yalnız uzununa dalğalar yarana bilər. Elastiki dalğa o zaman harmonik dalğa adlanır ki, bu dalğaya uyğun mühit hissəciklərinin rəqsləri harmonik olsun.

Şəkil 2-də x oxu boyunca v sürəti ilə yayılan eninə harmonik dalğa, yəni dalğa prosesində iştirak edən mühit his-



Şəkil 1



Şəkil 2

səciklərinin ξ yerdəyişməsinin bu hissəciklər arasındakı x məsafəsindən asılılığı (B nöqtəsinin) göstərilmişdir. $\xi(x, t)$ funksiyasının qrafiki harmonik rəqsin qrafikinə bənzərsə də mahiyyətcə ondan fərqlənir. Belə ki, dalğanın qrafiki mühitin bütün hissəciklərinin tarazlıq vəziyyətindən nəzərən yerdəyişmələrinin verilən anda rəqs mənbəyindən olan məsafədən asılılığını ifadə edir. Rəqsin qrafiki isə verilən hissəciyin yerdəyişməsinin zamandan asılılığını əks etdirir.



Eyni fazada rəqs edən ən yaxın hissəciklər arasındakı məsafə λ dalğa uzunluğu adlanır.

Bir period T müddətində dalğanın müəyyən fazasının yayıldığı məsafə λ dalğa uzunluğuna bərabərdir:

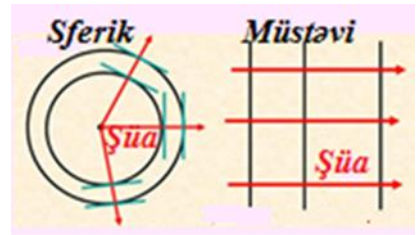
$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu} \quad \text{və} \quad v = \lambda\nu$$

Dalğa prosesinə ətraflı nəzər salsaq görərik ki, təkcə x oxu boyunca yerləşən zərrəciklər deyil, müəyyən həcmdə yerləşən bütün zərrəciklər rəqs edir, yəni dalğa rəqs mənbəyin- dən yayılaraq fəzanın yeni-yeni hissələrini əhatə edir.



t zaman anında dalğanın çatdığı nöqtələrin həndəsi yeri *dalğa cəbhəsi* adlanır. Eyni fazada rəqs edən nöqtələrin həndəsi yerinə *dalğa səthi* deyilir.

Çoxlu sayda dalğa səthləri olduğu halda, hər bir an üçün dalğa cəbhəsi yalnız bir dənədir. Dalğa səthləri müxtəlif formalı ola bilər; ən sadə halda onlar paralel səthlərin və ya konsentrik sferaların çoxluğunu təşkil edir. Buna uyğun olaraq dalğa *müstəvi* və ya *sferik dalğa* adlanır (Şəkil 3).



Şəkil 3

1.5.6. Qaçan dalğanın tənliyi. Faza sürəti. Dalğa tənliyi



Fəzada enerji daşıyan dalğalara *qaçan dalğalar* deyilir. Enerjinin dalğalar vasitəsi ilə daşınması kəmiyyətcə *enerji selinin sıxlığı vektoru* və *Poyntinq vektoru* ilə xarakterizə olunur. Poyntinq vektorunun istiqaməti enerjinin daşınma istiqaməti ilə üst-üstə düşür, modulu isə vahid zamanda dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan vahid səthdən daşınan enerjiyə bərabərdir.

Qaçan dalğa tənliyini, yəni rəqs edən hissəciyin yerdəyişməsinin koordinat və zamandan asılılığını müəyyən etmək üçün müstəvi dalğaya baxaq.

Fərz edək ki, rəqslər harmonik xarakter daşıyır, x oxu isə dalğanın yayılma istiqaməti ilə üst-üstə düşür (Şək.1.64). Bu halda dalğa səthləri x oxuna perpendikulyardır. Dalğa səthinin bütün nöqtələri eyni cür rəqs etdiyindən ξ yerdəyişməsi yalnız x və t -dən asılı olacaq, yəni $\xi = \xi(x, t)$.

Şəkil 1-də O rəqs mənbəyindən x məsafədə yerləşən mühitin B nöqtəsinə

baxaq. Əgər $x = 0$ müstəvisində yerləşən nöqtələrin rəqsləri $\xi(0, t) = A \cos \omega t$ funksiyası ilə ifadə olunursa, onda mühitin B nöqtəsi də həmin qanunla rəqs edir, lakin onun rəqslərindən τ qədər geri qalır. Bu müddət dalğanın x məsafəsini keçməsi üçün tələb olunan $\tau = \frac{x}{v}$ müddətdir (v -dalğanın yayılma sürətidir). Onda x müstəvisində yerləşən hissəciklərin rəqs tənliyi

$$\xi(x, t) = A \cos \omega(t - x/v) \quad (1)$$

olar. Burada $\xi(x, t)$ zaman və koordinatın periodik funksiyasıdır. (1) ifadəsi **qaçan dalğanın tənliyi** adlanır.

Əgər müstəvi dalğax oxunun əksi istiqamətində yayılırsa dalğa tənliyi $\xi(x, t) = A \cos \omega(t + x/v)$ şəklində olar. Ümumi halda enerji udulmayan mühitdə x oxu istiqamətində yayılan müstəvi dalğanın tənliyi

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - x/v) + \varphi_0] \quad (2)$$

kimə ifadə olunur. Burada A -dalğanın ampilutudu, ω -bucaq (dövrü) tezlik, φ_0 -dalğanın başlanğıc fazası, $[\omega(t - x/v) + \varphi_0]$ müstəvi dalğanın fazasıdır. Dalğaları xarakterizə etmək üçün

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v} \quad (3)$$

dalğa ədədindən istifadə olunur. (2) ifadəsini nəzərə alıqda (3) tənliyini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (4)$$

x oxunun mənfi istiqamətində yayılan dalğanın tənliyini isə

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t + kx + \varphi_0) \quad (5)$$

kimə yazə bilərik.

(5) ifadəsi (4) ifadəsindən yalnız kx -in işarəsi ilə fərqlənir. Dalğada sabit fazaya malik nöqtələrin həndəsi yeri

$$\omega(t - x/v) + \varphi_0 = \text{const} \quad (6)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

(6) ifadəsini diferensiallayıb ω -ya bölsək $dt - \frac{1}{v} dx = 0$

olar. Buradan isə

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (7)$$

olduğunu alırıq.

Beləliklə, (7) ifadəsindəki dalğanın yayılma sürəti sabit fazaya malik nöqtələrin sürüşməsinin sürətidir və **faza sürəti** adlanır.

Dalğa səthləri konsentrik çevrələr şəklində olan sferik dalğanın tənliyini

$$\xi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) \quad (8)$$

şəkildə yazmaq olar.

Burada r –dalğa mənbəyindən mühitin baxılan nöqtəsinə qədər olan məsafədir. Hətta enerji udulmayan mühitdə belə sferik dalğalarda rəqslərin amplitudu sabit qalır, məsafə artdıqca $1/r$ qanunu ilə azalır. (8) tənliyi r məsafəsi mənbəyin ölçülərindən çox böyük olduğu halda doğrudur (bu halda rəqs mənbəyini nöqtəvi hesab etmək olar).

(3) ifadəsindən görünür ki, faza sürəti

$$v = \omega/k$$

kimi də ifadə oluna bilər.

(4) ifadəsindən asanlıqla ala bilərik ki,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (9)$$

başqa sözlə, (4) ifadəsi (9) tənliyinin həllidir. (9) *tənliyi müstəvi dalğanın diferensial tənliyi adlanır.*

Ümumi halda bircins izotrop mühitdə dalğa tənliyi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

və ya

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

kimi ifadə olunur. Burada v faza sürəti, Δ isə $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ Laplas operatorudur.

1.5.7. Dalğanın enerjisi. Enerji selinin sıxlığı

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi mühitdə dalğanın yayılması zamanı enerjinin daşınması prosesi kəmiyyətcə enerji selinin sıxlığı vektoru və ya Poyntinq vektoru ilə xarakterizə olunur. İxtiyarı elastiki mühitdə dalğanın daşdığı enerjisini təyin etmək üçün X oxu istiqamətində yayılan müstəvi dalğaya baxaq:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$$

Bildiyimiz kimi bu zaman mühitin bütün zərrəcikləri harmonik rəqsi hərəkət icra edir və harmonik rəqs edən maddi nöqtənin tam enerjisi

$$W = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadəni mühitin elementar dV həcminə tətbiq edərək həcm elementindəki rəqsi hərəkətin enerjisi üçün

$$dW = \frac{1}{2} dm \cdot \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 dV$$

yaza bilərik.

Rəqsi hərəkətin vahid həcmdəki enerjisi enerji sıxlığı adlanır.

$$w = \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2$$

Dalğanın hər hansı S səthdən vahid zamanda daşdığı enerjinin miqdarına enerji seli deyilir (Şəkil 1).

$$\Phi = \frac{dW}{dt}$$

Bu ifadəni nəzərə alaraq Poyntinq vektorunun modulu üçün

$$j = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{dW}{dS \cdot dt} = w \cdot v$$

yaza bilərik.

Onda Poyntinq vektoru

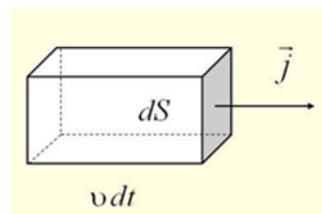
$$\vec{j} = w \vec{v} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \vec{v}$$

kimi ifadə olunur.

Poyntinq vektorunu bilərək ixtiyarı səthdən keçən enerji selini

$$\Phi = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

kimi müəyyən etmək olar. Burada integrallama bütün səth üzrə aparılır. $d\vec{S} = \vec{n} \cdot dS$ verilən nöqtə üçün elementar səth vektoru, $\vec{n}$ - verilən nöqtədə səthə çəkilən vahid normal vektor, $\vec{j} \cdot d\vec{S} = j \cdot dS \cdot \cos \alpha$ - Poyntinq və elementar səth vektorlarının skalyar hasil, α - Poyntinq vektoru ilə vahid normal vektor arasındakı bucaqdır.



Şəkil 1

II HISSƏ MOLEKULYAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA

Molekulyar fizika bölməsində maddələrin quruluşu və xassələri molekulyar-kinetik təsəvvürlər əsasında öyrənilir. Bu təsəvvürlərə görə cisim bərk, maye və qaz halında olmasından asılı olmayaraq çoxlu sayda zərrəciklərdən – molekulardan ibarətdir. İstənilən maddənin molekuları nizamsız (xaotik) hərəkət edir və bu hərəkətdə bütün istiqamətlər bərabərhüquqludur. Bu nizamsız hərəkətin intensivliyi isə maddənin temperaturundan asılıdır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas məqsədi cismin təcrübədə müşahidə olunan xassələrini (təzyiq, temperatur və s.) molekulaların yekun təsirinin nəticəsi kimi izah etməkdir. Bu zaman ayrılıqda götürülmüş molekulun hərəkəti yox, külli miqdarda zərrəcikləri xarakterizə edən kəmiyyətlərin (molekulaların sürətinin, enerjisinin və s.) orta qiyməti maraq kəsb etdiyi statistik metodlardan istifadə olunur. Bu səbəbdən də molekulyar-kinetik nəzəriyyə bəzən statistik fizika da adlandırılır. Məsələn, cismin temperaturu onun molekulalarının xaotik hərəkətinin orta sürəti ilə təyin olunur. Odur ki, bir molekulun temperaturundan danışmaq olmaz.

Termodinamikada cisimlərin müxtəlif xassələrinin və maddələrin halının dəyişməsi öyrənilir. Lakin molekulyar-kinetik nəzəriyyədən fərqli olaraq termodinamikada cisimlərin makroskopik xassələri və təbiət hadisələri onların quruluşunun mikroskopik mənzərəsinə nəzər salmadan öyrənilir. Atom və molekul anlayışlarına diqqət ayırmadan və proseslərə mikroskopik baxış sərgiləmədən termodinamika onların gedişatı barədə bir sıra nəticələr çıxarmağa imkan verir. Termodinamikanın əsasında çoxsaylı təcrübə faktların ümümləşməsinin nəticəsi olan qanunlar dayanır. Buna görə də termodinamikanın nəticələri kifayət qədər ümumi xarakter daşıyır və termodinamikanın tətbiq sahələri molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə nisbətən daha əhatəlidir. Odur ki, fizika və kimyanın elə sahəsi yoxdur ki, orada termodinamik metodlardan istifadə etmək mümkün olmasın.

Statistik metodlar makrosistemlərdə gedən proseslərin mexanizmini atom-molekulyar səviyyədə açsa da bu metodlar termodinamik metodlarla müqayisədə daha mürəkkəbdir. Beləliklə, hər iki metodun öz üstünlükləri və çatışmayan cəhətləri var və onların biri digərini tamamlayır.

FƏSİL 2.1. MOLEKULYAR KINETİK NƏZƏRİYYƏ

2.1.1. İdeal qazın molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi

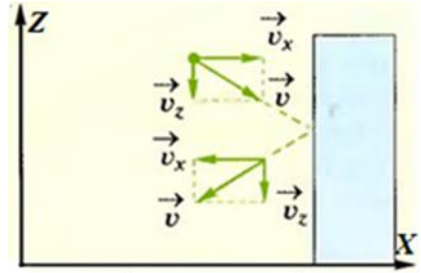
Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin (MKN) ilk uğurları qazların xassələrinin izahı ilə bağlı olmuşdur. Hətta qazların təbiəti ilə bağlı bir sıra sadələşmələr qəbul etdikdə belə. MKN qazlarda baş verən əsas hadisələri nəinki keyfiyyətcə, həm də kəmiyyətcə izah edə bilir.



Qazların fiziki xassələrini öyrənərkən əksər hallarda ideal qaz modeli tətbiq edilir. Bu halda molekulların ölçüləri və müəyyən məsafədən başlayaraq onlar arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmaya bilər. Onların öz aralarında və qabın divarı ilə toqquşmasına isə elastiki kürələrin toqquşması kimi baxa bilərik. Real qazları kifayət qədər seyrəltəndikdə onlar öz xassələrinə görə ideal qazlara yaxınlaşır. İdeal qaz modeli geniş təzyiq və temperatur diapazonunda real qazların xassələrini kifayət qədər düzgün əks etdirir. Baxılan halda MKN-nin əsas məqsədi mikroskopik kəmiyyətlərlə (molekulun kütləsi, sürəti, kinetik enerjisi) makroskopik kəmiyyətlər (təzyiq, həcm, temperatur) arasında əlaqə yaratmaqdır.

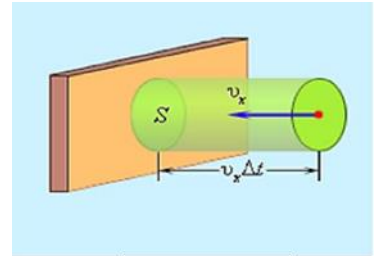
İdeal qaz modelindən istifadə edərək qazın yerləşdiyi qabın divarına göstərdiyi təzyiqi hesablayaq.

Hər bir molekulun divarla toqquşması zamanı onlar arasında Nyutonun III qanununa müvafiq olaraq qarşılıqlı təsir qüvvələri yaranır. Nəticədə sürətin divara perpendikulyar toplananı v_x öz istiqamətini əksinə dəyişir, divara perpendikulyar toplanan v_y dəyişməz qalır (Şəkil 1).



Şəkil 1

Bu zərbə nəticəsində molekulun impulsunun dəyişməsi $2m_0v_x$ olur. Burada m_0 bir molekulun kütləsidir. Divarın səthində müəyyən S sahəsi ayıraq (Şəkil 2). Aydın ki, Δt müddəti ərzində bu sahə ilə hündürlüyü $v_x\Delta t$, oturacağı isə S olan silindr daxilindəki divara tərəf yönəlmiş v_x proyeksiyasına malik bütün molekullar toqquşur.



Şəkil 2

Molekulların konsentrasiyası n olarsa onda belə molekulların sayı $nSv_x\Delta t$ olar. Bu molekulların ancaq yarısı divara tərəf hərəkət edib onunla toqquşur, ikinci yarısı isə əks istiqamətə hərəkət edir və divarla toqquşmur. Beləliklə, Δt müddəti ərzində molekulların S səthinə endirdikləri zərbələrin sayı $\frac{1}{2}nSv_x\Delta t$ olacaqdır. Zərbə zamanı hər bir molekulun

impulsunun dəyişməsi $2m_0v_x$ olduğundan Δt zaman ərzində S səthinə zərbə endirən bütün molekulların impulsunun yekun dəyişməsi $nm_0v_x^2S\Delta t$ olacaqdır. Mexanikadan məlum olduğu kimi molekulların impulsunun dəyişməsi qüvvə impulsunun $F\Delta t$ təsiri ilə baş verir. Burada F səthin S sahəsinin molekullara təsir göstərdiyi qüvvənin orta qiymətidir. Nyutonun III qanununa əsasən molekullar tərəfindən səthə modulca bu qüvvəyə bərabər qüvvə təsir edir. Odur ki,

$$F\Delta t = nm_0v_x^2S\Delta t \quad (1)$$

yaza bilərik. Buradan da səthə göstərilən təzyiq üçün

$$p = \frac{F}{S} = nm_0v_x^2 \quad (2)$$

alırıq.

Bu münasibəti alanda hesab etdik ki, vahid həcmdəki bütün molekulların X oxu üzrə proyeksiyaları eynidir. Əslində isə bu belə deyil. Molekulların öz aralarında və divarla çoxsaylı toqquşması nəticəsində molekulların sürətləri geniş intervalda dəyişir. Odur ki, (2) ifadəsində v_x^2 kəmiyyətini həmin kəmiyyətin orta qiyməti ilə əvəzləmək lazım gəlir:

$$\overline{v_x^2} = \frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \dots + v_{nx}^2}{n} \quad (3)$$

(3) ifadəsi ilə təyin olunan kəmiyyət molekulların sürətinin proyeksiyasının kvadratının orta qiymətidir. İstənilən molekulun sürəti üçün

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

yaza bilərik. Buna əsasən də

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \quad (4)$$

alınır. Molekulların hərəkəti tamamilə nizamsız olduğundan hesab etmək olar ki, sürətin koordinat oxları üzrə proyeksiyalarının kvadratının orta qiymətləri bərabərdir:

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$$

(4) ifadəsini nəzərə alaraq

$$\overline{v^2} = 3 \overline{v_x^2} \quad \text{və} \quad \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

yazmaq olar. Sonuncu ifadəni (2)-də nəzərə alaraq ideal qazın qabın divarına göstərdiyi təzyiq üçün

$$p = \frac{1}{3} nm_0 \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} n \overline{E_k} \quad (5)$$

düsturunu alırıq. Burada $\overline{E_k} = \frac{m_0 v^2}{2}$ molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisidir.



Bu tənlik ideal qazın təzyiqi ilə molekulun kütləsi, sürətin kvadratının orta qiyməti, molekulların konsentrasiyası və molekulun irəliləmə hərəkətinin

orta kinetik enerjisi arasında əlaqə yaradır. (5) tənliyi *ideal qazın molekulyar – kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi* adlanır.

Qazın təzyiqi ədədi qiymətə vahid həcmdəki molekulaların irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisinin üçdə iki hissəsinə bərabərdir.

2.1.2. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən alınan nəticələr

1. Molekulun istilik hərəkətinin orta kvadratik sürəti

MKN-nin əsas tənliyinə əsasən

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \overline{v^2} \quad (1)$$

$n = \frac{N}{V}$, $m = N m_0$. Bir mol qaz üçün $m = M$ olduğunu nəzərə alsaq (1) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$pV = \frac{1}{3} M \overline{v^2} \quad (2)$$

Klapeyron-Mendeleyev tənliyinə görə:

$$pV = RT \quad (3)$$

(2) və (3) ifadələrini müqayisəsindən

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (4)$$

alınır. $\frac{R}{N_A} = k$ və $M = N_A m_0$ olduğunu nəzərə alsaq (4) ifadəsini

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (5)$$

şəklində yazmaq olar.

Burada N_A – Avogadro ədədi, R – universal qaz sabiti, k – Bolsman sabitidir
Molekulun orta kvadratik sürəti qazın mütləq temperaturundan asılıdır.

2. Molekulun istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi

MKN-nin əsas tənliyinə görə

$$pV = \frac{2}{3} N \frac{m_0 \overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} N \bar{E}_k \quad (6)$$

yaza bilərik.

(6) ifadəsi molekulaların irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi qazı xarakterizə edən makroskopik kəmiyyətlərlə bilavasitə əlaqələndirir. (3), (5) və (6) ifadələrindən istifadə etməklə molekulun orta kinetik enerjisi təyin etmək olar:

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} kT \quad (7)$$

Qaz molekulunun xaotik hərəkətinin orta kinetik enerjisi mütləq temperaturla düz mütənasibdir.

3. Qazın vahid həcmində düşən molekulların sayı

(6) ifadəsinə əsasən

$$p = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \bar{E}_k = \frac{2}{3} n \bar{E}_k \quad (8)$$

yaza bilərik. Burada $\frac{N}{V} = n$ - qazın konsentrasiyasıdır. (7) ifadəsini burada nəzərə alaraq qazın təzyiqi üçün

$$p = nkT \quad (9)$$

ifadəsini alırıq.

İdeal qazın təzyiqi verilmiş temperaturda molekulların konsentrasiyası ilə düz mütənasıbdır.

(9) ifadəsindən

$$n = \frac{p}{kT}$$

olduğu alınır.



Bu ifadəyə əsasən demək olar ki, eyni təzyiq və temperaturda bütün qazların vahid həcmində düşən molekulların sayı eynidir. Normal şəraitdə qazın vahid həcmində düşən molekulların sayı $n_0 = 2,7 \cdot 10^{25} m^{-3}$ - dir və bu ədəd *Loşmid ədədi* adlanır.

4. Klapeyron-Mendeleyev tənliyinin alınması

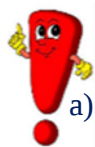
(9) tənliyinə əsasən

$$p = nkT = \frac{N}{V} kT \quad (10)$$

yaza bilərik. Burada N qazdakı molekulların sayıdır və məlum $N = \frac{m}{M} N_A$ ifadəsi ilə hesablanır. $R = k \cdot N_A$ olduğunu (10)-da nəzərə almaqla asanlıqla *Mendeleyev-Klapeyron tənliyini*

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

ala bilərik.



Buradan da verilmiş qaz kütləsi üçün ($m = const$) məlum qaz qanunlarının xüsusi hal kimi alındığını görürük:

a) $T = const$ sabit temperaturda (izotermik proses) $PV = const$ (Boyl-Mariott qanunu)

$P = const$ sabit təzyiqdə (izobarik proses) $V = const \cdot T$ (Gey-Lüssakqanunu)

$V = const$ sabit həcmdə (izoxorik proses) $P = const \cdot T$ (Şarlqanunu)

2.1.3. Qaz molekullarının sürətlərə görə paylanması.

Maksvel paylanması

Məlum olduğu kimi qaz molekulları xaotik hərəkət edir. Çoxsaylı toqquşmalar nəticəsində molekulların sürətlərinin qiymət və istiqaməti aramsız olaraq dəyişir. Bu səbəbdən bütün istiqamətlər bərabər ehtimallıdır, yəni orta hesabla bütün istiqamətlərdə hərəkət edən molekulların sayı eyni olur. Lakin molekulların sürətlərinin modulu üçün bunu demək olmaz. Aramsız toqquşmalar nəticəsində qazdakı molekulların sürətinin modulu geniş intervalda dəyişir. Bu halda deyirik ki, molekullar sürətlərə görə paylanmışdır. Sürətlərin istiqamətinə görə paylanmasından fərqli olaraq modullarına görə bərabər paylanması baş vermir. Müxtəlif sürətli molekulların sayı da müxtəlif olur və verilmiş temperatur üçün bu paylanma zaman keçdikcə dəyişmir.

Molekulların sürətlərə görə paylanması məsələsində sual «qazda verilmiş sürətə malik neçə molekul vardır?» kimi qoyula bilməz. Çünki molekulların sayı çox böyük olsa da, sürətin ala biləcəyi qiymətlər çoxluğu sonsuz böyükdür (ədədi ardıcılıqda hədlərin sayı kimi) və ola bilsin ki, qazda soruşulan sürətə malik molekul heç olmasın. Odur ki, molekulların sürətlərə görə paylanması məsələsi belə qoyulmalıdır: qazda olan N ədəd molekulun neçəsinin dN sürəti v və $v + dv$ intervalına düşür? Yaxud sürətləri v və $v + dv$ intervalına düşən molekulların nisbi sayı $\frac{dN(v)}{N}$ nəyə bərabərdir? Molekulların sürətlərə görə paylanması *paylanma funksiyası* ilə $f(v)$ xarakterizə edilir

$$dN(v) = Nf(v)dv$$

və ya

$$\frac{dN(v)}{N} = f(v)dv$$

Buradan da

$$f(v) = \frac{dN(v)}{NdN} \quad (1)$$

yaza bilərik. (1) ifadəsindən alırıq ki, əgər $dv = 1 \frac{m}{san}$ götürsək $f(v) = \frac{dN(v)}{N}$ alırıq. Deməli, $f(v)$ paylanma funksiyası v sürəti ətrafında vahid sürət intervalına düşən molekulların nisbi sayını ifadə edir.

Çoxsaylı zərrəciklərdən təşkil olunmuş sistemlərə tətbiq olunan statistik qanunlara və ehtimal nəzəriyyəsinə əsaslanaraq Maksvel, paylanma funksiyası üçün aşağıdakı ifadəni almışdır:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \quad (2)$$

(2) ifadəsindən görünür ki, paylanma funksiyasının konkret forması qaz molekulunun kütləsindən m_0 və qazın temperaturundan T asılıdır. Sürətin qiymətinin artması ilə v^2 vuruğunun artmasına nisbətən $e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$ vuruğu daha sürətlə azalır. Odur ki, funksiya sıfırdan başlayaraq artır, sürətin müəyyən v_e qiymətində maksimuma çatır və sonra asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır (Şəkil 1).

Sürətin funksiyanın maksimumuna uyğun qiyməti $v_{e\text{ən ehtimallı sürət}}$ adlanır. Ən ehtimallı sürəti tapmaq üçün (2) funksiyanın ekstremum nöqtəsində törəməsinin sıfır olması şərtindən istifadə edək:

$$\frac{df(v)}{dv} = 0$$

$f(v)$ funksiyanın ifadəsini yerinə yazıb törəməsini alaq:

$$4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(2ve^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} - v^2 \cdot \frac{2m_0 v}{2kT} \cdot e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \right) = 0$$

Müəyyən çevirmədən sonra ən ehtimallı sürət üçün

$$v_{eh} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

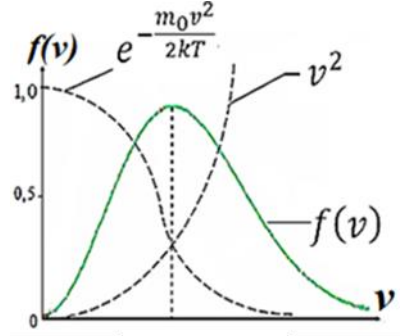
(3)

ifadəsini alırıq. Burada M molyar kütlə,

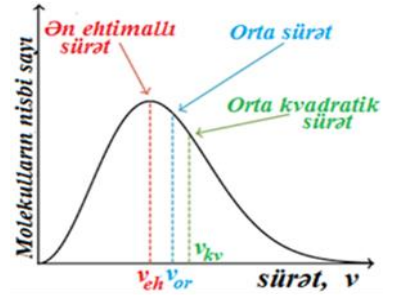
$R = 8,31 \frac{\text{C}}{\text{mol.K}}$ universal qaz sabitidir. Sürətləri

v və $v + dv$ intervalına düşən molekulların nisbi sayını $\frac{dN(v)}{N}$ qrafiki olaraq (Şəkil 2) göstərilən dS

sahəsi kimi də tapa bilərik. Sürətin bütün mümkün qiymətlərini ala bilən molekulların nisbi sayını cəmləsək vahid alınmalıdır. Odur ki,



Şəkil 1



Şəkil 2

$$\int_0^{\infty} f(v)dv = 1$$

yaza bilərik.

(3) düsturundan alırıq ki, qazın temperaturu yüksəldikcə paylanma funksiyasının maksimumu sağa sürüşür. Lakin qrafikin hüdudlandırdığı sahə istənilən halda vahidə bərabər olmalıdır (Şəkil 3).

İdeal qaz molekullarının hərəkəti həmçinin orta sürət ilə də xarakterizə olunur. Molekulların orta sürəti:

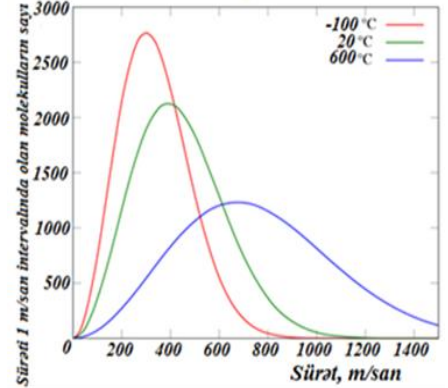
$$\bar{v} = \frac{1}{N} \int v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \quad (4)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Beləliklə ideal qaz molekullarının hərəkətini xarakterizə edən sürətlər üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

Orta sürət:
$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

Orta kvadratik sürət:
$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

Ən ehtimallı sürət:
$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$



Şəkil 3

2.1.4. Barometrik düstur. Bolsman paylanması

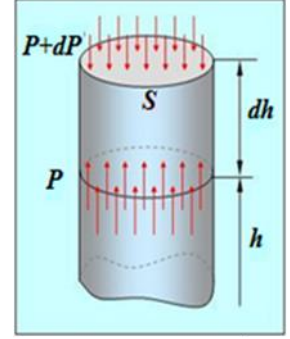
Molekulların xaosik hərəkəti nəticəsində qaz yerləşdiyi qabın həcmi üzrə bərabər paylanır və istənilən vahid həcmdəki molekulların sayı orta hesabla bərabər olur. Tarazlıq halında qazın təzyiqi və temperaturu da bütün həcm boyunca eyni olur.

Əgər molekullara xarici qüvvələr təsir edərsə, paylanmanın xarakteri dəyişir.

Yerin cazibə sahəsində olan qaza baxaq. Molekulların istilik hərəkəti olmasaydı, Yer in cazibəsi nəticəsində bütün molekullar planetin səthinə toplanaraq müəyyən qalınlıqlı təbəqə yaradardı. Yer in cazibəsi olmasaydı, xaosik istilik hərəkəti nəticəsində molekullar bütün fəzaya yayılardı. Hər iki faktorun təsiri nəticəsində molekulların hündürlüyə görə müəyyən qanunauyğunluqla paylanması baş verir. Bu paylanmaya uyğun olaraq qazın (atmosferin) təzyiqinin hündürlükdən asılı olaraq

dəyişməsi qərarlaşır. Təzyiqin hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsinin qanunauyğunluğunu müəyyən edək.

Şaquli götürülmüş hava sütununa baxaq (Şəkil 1). Sadəlik üçün fərz edək ki, hava sütunu boyunca qazın (havanın) temperaturu dəyişmir və cazibə sahəsi bircinsdir. Müəyyən h yüksəklikdəki atmosfer təzyiqi P bu yüksəklikdən yuxarıda yerləşən hava təbəqəsinin çəkisi ilə müəyyən olunur. Bu səbəbdən yüksəklik dh qədər dəyişdikdə təzyiq dP qədər dəyişir. $dh > 0$ olarsa, onda $dP < 0$ olmalıdır, yəni yüksəklik artdıqca təzyiq azalır. Hündürlük dh qədər dəyişdikdə təzyiqin dP dəyişməsi oturacağıının sahəsi 1m^2 , hündürlüyü isə dh olan hava silindrinin çəkisinə bərabərdir. Beləliklə, dh yüksəklikdə təzyiq dəyişməsi



Şəkil 1

– $dP = \rho g dh$ (*) ifadəsi ilə təyin olunur. Burada ρ -atmosfer qazının sıxlığıdır. Mendeleyev-Klapeyron tənliyindən qazın sıxlığını təyin edərək (*) - də yerinə yazaq:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{PM}{RT} \quad dP = -\frac{MPg dh}{RT}$$

Bu ifadəni integrallasaq

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = -\int_0^h \frac{Mg}{RT} dh \ln \frac{P}{P_0} = -\frac{Mgh}{RT},$$

$$P = P_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (1)$$

alınar. (1) ifadəsi **barometrik düstur** adlanır və atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılılığını təyin edir. Yer səthindən olan hündürlüyü ölçmək üçün istifadə edilən **altimetr** adlı cihazın iş prinsipi də (1) ifadəsinə əsaslanır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyədən məlum olan $P = nkT$ ifadəsindən istifadə edərək barometrik düsturda çevirmə aparsaq konsentrasiyanın hündürlüyə görə paylanmasını alarıq:

$$n = n_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (2)$$

Universal qaz sabiti və molyar kütlə üçün $R = N_A k$ və $M = m_0 N_A$ ifadələrini nəzərə alaraq (2) ifadəsini

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 gh}{kT}}$$

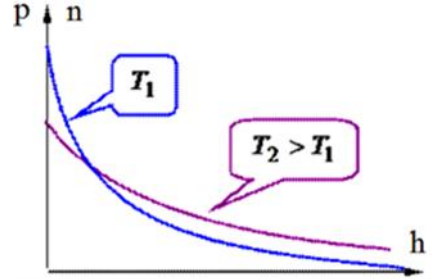
kimi yazmaq olar. Burada $E_p = mgh$ qaz molekulunun cazibə sahəsindəki potensial enerjisidir. Alınan

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}$$

(3)

ifadəsi xarici potensiallı sahədə zərrəciklərin potensial enerjiyə görə paylanmasını ifadə edir və *Bolsman paylanması* adlanır.

Təcrübələr göstərir ki, atmosferin sıxlığı yuxarı qatlarda nəzəri hesablama ilə müqayisədə daha kəskin dəyişir. Buna səbəb Yer cazibə sahəsinin və temperaturun hündürlüyə qalxdıqca dəyişməsidir. Bolsman nəzəri olaraq göstərmişdir ki, istənilən potensiallı sahədə xaotik istilik hərəkətində olan eyni kütləli zərrəciklərin potensial enerjiyə görə paylanması (3) kimi təyin olunur. Bu düsturdan görünür ki, qaz molekullarının sıxlığı potensial enerji az olan yerdə çoxdur. Həmçinin, temperatur artdıqca konsentrasiyanın hündürlüyə görə dəyişilmə qradiyenti azalır (Şəkil 2).



Şəkil 2

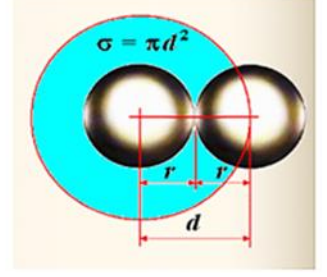
2.1.5. Molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu

Qazlarda baş verən bütün hadisələrdə molekullar arasındakı toqquşmalar mühüm rol oynayır. Xüsusi halda, toqquşmalar molekulların sürətlərə görə paylanmasını (Maksvel paylanmasını) müəyyən edir. Toqquşmalar qazın tarazlıqda olmayan haldan tarazlıq halına keçməsinə təmin edən mexanizmdir.

İdeal qazlarda adətən toqquşmada yalnız iki molekul iştirak edir. Eyni zamanda üç və daha çox molekullar arasındakı toqquşma çox nadir hallarda baş verdiyindən onu nəzərə almamaq olar. Molekulların toqquşması təsadüfi xarakter daşıyan hadisədir.

Qazda baş verən toqquşmaların sayı molekulların sürətlərindən, ölçülərindən və konsentrasiyasından asılıdır. Toqquşma zamanı molekullar bir-birinə hər hansı minimal məsafəyə qədər yaxınlaşır ki, bu məsafə şərti olaraq qarşılıqlı təsirdə olan molekulların radiuslarının cəminə bərabər hesab oluna bilər.

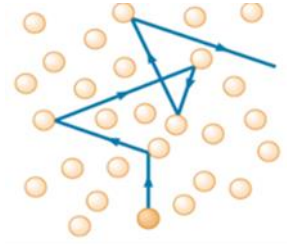
Bu halda molekulları radiusları r_1 və r_2 olan bərk, elastiki kürələr kimi qəbul etmək olar. Əgər qaz bircinsdirsə, onda $r_1 = r_2 = r$ olur. Molekullar arasındakı toqquşma yalnız o halda baş verir ki, onların mərkəzləri arasındakı məsafə radiuslarının cəminə bərabər olsun $d = r + r = 2r$ (Şəkil 1). Başqa sözlə toqquşma o halda baş verir ki, onları mərkəzləri sahəsi



Şəkil 1

$\sigma = \pi(r+r)^2 = 4\pi r^2 = \pi d^2$ olan çevrə daxilində olsun. σ kəmiyyəti molekulların *effektiv kəsiyi*, d kəmiyyəti isə molekulun *effektiv diametri* adlanır.

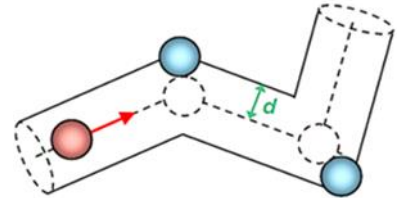
Toqquşma zamanı molekulların sürətlərinin qiyməti və istiqaməti dəyişir və növbəti toqquşmaya qədər düzxətli hərəkət edir. Molekulların iki ardıcıl toqquşma arasında getdiyi məsafəyə sərbəst yolun uzunluğu λ deyilir. Molekulların toqquşmaları arasındakı məsafə təsadüfi kəmiyyətdir. Odur ki, sərbəst yolunun orta uzunluğundan danışmaq olar (Şəkil 2).



Şəkil 2

Molekulların vahid zamandakı toqquşmalarının sayı müxtəlif olduğundan sərbəst yolun uzunluğunun orta qiymətindən danışmaq olar. Bu kəmiyyəti təyin edək.

Fərz edək ki, baxdığımız molekuldan başqa digər molekullar sükunətdədir. Sükunətdə olan molekullarla toqquşma nəticəsində baxdığımız molekul sınıq xətt üzrə hərəkət edəcəkdir (Şəkil 3).



Şəkil 3

Tutaq ki, molekulun effektiv diametri d - dir. Onda bu molekul oturacağıнын sahəsi σ effektiv kəsiyə bərabər, hündürlüyü isə molekulun t zamanda getdiyi yola $l = \bar{v}t$ bərabər olan silindr içərisindəki bütün molekullarla toqquşacaqdır. Bu silindrin həcmi

$$V = \sigma l = \pi d^2 \bar{v} t$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada $\bar{v}$ molekulların sürətinin ədədi orta qiymətidir.

Silindrin həcmi molekulların n konsentrasiyasına vursaq silindrin daxilindəki molekulların sayını, başqa sözlə t zamandakı toqquşmaların sayını alırıq:

$$\bar{z} = Vn = \pi d^2 \bar{v} t n$$

Vahid $t = 1$ san zamandakı toqquşmaların sayı üçün $\bar{z} = \pi d^2 \bar{v} n$ alırıq.

Əgər yalnız bir molekulun yox bütün molekulların hərəkətdə olduğunu nəzərə alsaq, toqquşmaların sayı molekulların qabın divarına nisbətən orta ədədi sürətilə deyil, orta nisbi sürətlə (hərəkətdə olan molekullara nisbətən) təyin olunacaqdır.

$$\bar{z} = Vn = \pi d^2 \bar{v}_{nisbi} n \quad (1)$$

Göstərmək olar ki, bir molekulun digər molekulə nəzərən nisbi sürəti molekulların orta sürətindən $\sqrt{2}$ dəfə çoxdur, başqa sözlə $\bar{v}_{nisbi} = \sqrt{2}\bar{v}$. Bunu nəzərə alsaq, (1) tənliyindən vahid zamandakı toqquşmaların orta sayı üçün

$$\bar{z} = \sqrt{2}\pi d^2 \bar{v} n$$

alırıq.

Deməli molekul vahid zamanda $\bar{v}$ yolunu qət edir və orta hesabla $\bar{z}$ sayda toqquşmaya məruz qalır. Odur ki, molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu üçün

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}}$$

və ya

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\sqrt{2}\pi d^2 \bar{v} n} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} \quad (2)$$

ifadəsini alırıq. (2) ifadəsində $n = \frac{p}{kT}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p} \quad (3)$$

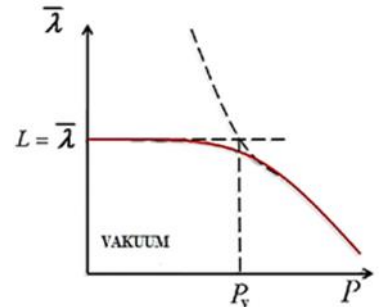
alınar.

(3) ifadəsindən göründüyü kimi, sabit temperaturda $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{p}$ və ya

$$\bar{\lambda} p = const \quad (4)$$

bərabərliyi ödənilir.

Təzyiq azaldıqca molekulların sərbəst yolunun uzunluğu artır. Təzyiqin müəyyən qiymətindən başlayaraq, təzyiqin azalması ilə $\bar{\lambda}$ dəyişməz qalır (Şəkil 4). Bu halda artıq molekullar bir-biri ilə toqquşmayıb yalnız qabın divarları ilə toqquşur və sərbəst yolun orta uzunluğu qabın ölçülərinə bərabər olur $\bar{\lambda} = L$ (molekul yalnız divara zərbə endirir). Bu halda təbii ki, (4) şərti ödənilir, $\bar{\lambda} p \neq const$.



Şəkil 4

Qazın bu halına vakuum deyilir. *Vakuum halında molekullar bir-birilə deyil, yalnız qabın divarı ilə toqquşur.*

(4) ifadəsindən göründüyü kimi, $\bar{\lambda}$ temperaturdan asılı deyil.

Lakin daha dəqiq yanaşma göstərdi ki, molekulların effektiv diametri d temperatur artanda çox zəif şəkildə azalır. Sərbəst yolun orta uzunluğunun temperatur asılılığı Sezerlend tərəfindən verilmişdir:

$$\bar{\lambda}(T) = \bar{\lambda}_0 \frac{T}{C + T}$$

burada C - qazın təbiətindən asılı kəmiyyət olub, Sezerlend sabiti adlanır. $\bar{\lambda}_0$ - nəzəri olaraq $T \rightarrow \infty$ - da molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğudur.

2.1.6. Qazlarda daşınma hadisələri

Molekulyar - kinetik nəzəriyyəyə görə qazın tarazılıq halı molekulların xaotik hərəkəti ilə əlaqədardır. Qazın istənilən qeyri-tarazılıq halı molekulların sürətlərə görə Maksvel paylanmasıyla pozulması ilə bağlıdır. Qeyri-tarazılıq halının əsas xüsusiyyəti - qazın tarazılıq halına özbaşına keçməsi istiqamətdə proseslərin baş verməsidir. Bu isə molekulların istilik hərəkəti və onların fasiləsiz toqquşması nəticəsində baş verir.



Qazlarda tarazılıq halının qərarlaşması adətən kütlə, impuls və enerjinin istiqamətlənmiş daşınması ilə əlaqədardır. Bu kəmiyyətlərin daşınma prosesləri *daşınma hadisələri* adlanır. Bunlara diffuziya, daxili sürtünmə, istilikkeçirmə aiddir: **diffuziya - kütlənin, daxili sürtünmə - impulsun,**

istilikkeçirmə - enerjinin daşınması ilə bağlıdır.

1. Diffuziya. Təmasda olan iki qazın bir-birinin daxilinə nüfuz etməsinə diffuziya deyilir. Diffuziya hadisəsi zamanı qarışığın hər bir komponenti konsentrasiyanın böyük olduğu yerdən konsentrasiyanın kiçik olan yerə daşınır, başqa sözlə konsentrasiyanın bərabərləşməsi istiqamətində proses baş verir.

Alman alimi Adolf Oyqen Fik müəyyən etmişdir ki, dS səthinin normalı istiqamətində dt zaman müddətində daşınan qaz kütləsi həmin istiqamətdəki sıxlığın qradienti ilə düz mütənəsidir:

$$dM = -D \frac{d\rho}{dx} dS dt \quad (1)$$

burada dM - daşınan maddənin kütləsi, $\frac{d\rho}{dx}$ - x oxu istiqamətində sıxlığın qradienti, D isə qazın təbiətindən və yerləşdiyi şəraitdən asılı olan sabit olub, *diffuziya əmsali* adlanır.

 Diffuziya əmsalı ədədi qiymətə səthin normalı istiqamətində sıxlıq qradienti vahid olduqda, vahid səthdən vahid zamanda daşınan qaz kütləsidir. (1) ifadəsi *Fik qanunu* adlanır. İfadənin sağ tərəfindəki (-) işarəsi diffuziyanın həmişə sıxlığın azaldığı istiqamətdə baş verdiyini göstərir. Səthə normal istiqamətdə vahid səthdən vahid zamanda daşınan kütlə selinin sıxlığı adlanır

$$j = \frac{dM}{dSdt} \quad (2)$$

(2) ifadəsini nəzərə alaraq Fik qanununu

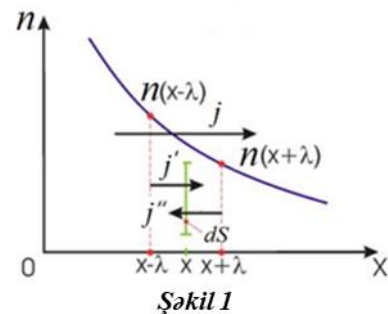
$$j = -D \frac{d\rho}{dx} \quad (3)$$

kimi yazı bilərik. (3) -ə əsasən molekulaların seli üçün isə (səthə normal istiqamətdə vahid səthdən vahid zamanda daşınan molekulaların sayı)

$$j = -D \frac{dn}{dx} \quad (4)$$

yazmaq olar.

Qazlarda diffuziya hadisəsini MKN baxımından araşdıraraq. Fərz edək ki, qazda qazın konsentrasiyası x oxu istiqamətində koordinatdan asılıdır (Şəkil 1). Tutaq ki, dS səthinin yerləşdiyi yerdə molekulların konsentrasiyası n , x oxu istiqamətində konsentrasiyanın qradienti dn/dx -dir. Onda bu səthdən hər iki tərəfə $\bar{l}$ məsafəsində molekulların konsentrasiyası uyğun olaraq



$$n_1 = n + \frac{dn}{d\lambda} \bar{\lambda} \quad n_2 = n - \frac{dn}{d\lambda} \bar{\lambda} \quad (5)$$

olar. Baxılan səthdən daşınan molekulların seli

$$j = \frac{1}{6}(n_2 - n_1)\bar{\nu} \quad (6)$$

olacaqdır. (5) ifadəsini (6) – da nəzərə alsaq

$$j = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

və (7) tənliyini (4) Fik qanunu ilə müqayisə etsək, qazlar üçün diffuziya əmsalı

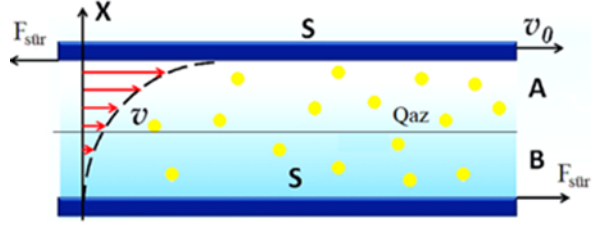
$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda}$$

alınar. Sabit temperaturda $\bar{v}$ təzyiqdən asılı deyil, lakin $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{P}$ -dir. Odur ki, diffuziya

əmsalı da təzyiqlə tərs mütənasibdir, $D \sim \frac{1}{P}$. Diffuziya əmsalının temperaturdan

asılılığı $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$ ifadəsinə əsasən $D \sim \sqrt{T}$ kimi təyin olunur.

2. Özlülük (Daxili sürtünmə). Qazlarda daxili sürtünmə müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən paralel təbəqələr arasında yaranır (Şəkil 2). Molekullar xaosik istilik hərəkətində iştirak etdiyindən, təbəqələrin birindən digərinə keçərkən özləri ilə nizamlı hərəkətdə olan bu təbəqələrin impulslarını daşıyırlar. Nəticədə nizamlı hərəkətdə olan A təbəqəsinin impulsu azalır, lakin B təbəqəsinin impulsu isə artır.



Şəkil 2

Bu isə o deməkdir ki, sürətli hərəkət edən A təbəqəsi tormozlanır, lakin yavaş hərəkətdə olan B təbəqəsi sürətlənir.



Beləliklə, müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən qonşu qaz təbəqələri arasında onların hərəkətinə mane olan müqavimət qüvvələri yaranır ki, bu qüvvələrə *daxili sürtünmə qüvvələri* deyilir.

Bu halda bir təbəqədən digərinə molekulların nizamlı hərəkətinin impulsu daşınır.

Nyuton göstərmişdir ki, axının çox da böyük olmayan sürətlərində S səthli təbəqələr arasındakı daxili sürtünmə qüvvəsi

$$F = -\eta \frac{du}{dx} S$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada u - nizamlı hərəkətin sürəti, du/dx -sürət qradienti adlanır və axına perpendikulyar olan x oxu istiqamətdə sürətin dəyişmə yeyinliyini göstərir, η -mütənasiblik əmsalı olub, *daxili sürtünmə əmsalı* (özlülük əmsalı) adlanır.

Bu əmsal sürət qradienti vahid olduqda vahid səthdən vahid zamanda daşınan impulsa bərabərdir.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyə baxımından göstərmək olar ki, dt zaman müddəti ərzində dS səthindən daşınan impuls

$$dP = -\frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} \frac{du}{dx} dS dt \quad (8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Nəzərə alsaq ki, $\bar{F} = \frac{dP}{dt}$ -dir, onda daxili sürtünmə qüvvəsi üçün

$$F = -\frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} \frac{du}{dx} dS.$$

alırıq. Burada ρ qazın sıxlığıdır.

Bu tənliyi (8) tənliyi ilə müqayisə etdikdə qazlarda diffuziya əmsalının

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} \quad (9)$$

olduğunu görmək olar. Qazlarda daxili sürtünmə əmsalı η molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğundan $\bar{\lambda}$, molekulların ədədi orta sürətindən $\bar{v}$ və qazın sıxlığından ρ asılıdır. (9) ifadəsinə daxil olan kəmiyyətlərin düsturlarını nəzərə alaraq

$$\eta \sim n m_0 \cdot \frac{1}{n \sigma} \cdot \sqrt{\frac{T}{m_0}} = \frac{\sqrt{m_0 T}}{\sigma}$$

yazmaq olar. Bu ifadədən alınır ki, a) daxili sürtünmə əmsalı təzyiqdən asılı deyil $\eta \neq n \Rightarrow \eta \neq P$ b) daxili sürtünmə əmsalı qazın temperaturundan $\eta \sim \sqrt{T}$ kimi asılıdır c) daxili sürtünmə əmsalı qazın molyar kütləsindən $\eta \sim \sqrt{M}$ ($m_0 = \frac{M}{N_A}$) kimi asılıdır.

3. İstilikkeçirmə. Əgər qazın bir hissəsində molekulların orta kinetik enerjisi digər hissədən çoxdursa, zaman keçdikcə molekulların toqquşması nəticəsində orta kinetik enerjinin, başqa sözlə temperaturun bərabərləşməsi prosesi gedir. Bu proses öz növbəsində istilik formasında enerjinin istiqamətlənmiş daşınmasına gətirib çıxarır və *istilikkeçirmə* adlanır. Qaz daxilində götürülmüş dS səthinin normalı istiqamətdə bu səthdən dt müddət ərzində daşınan istilik enerjisi *Furye qanunu* ilə ifadə olunur:

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dS dt \quad (10)$$

burada T – mütləq temperatur, $\frac{dT}{dx}$ – temperatur qradienti olub səthə perpendikulyar olan x oxu istiqamətdə temperaturun dəyişmə yeyinliyini göstərir, χ - istilikkeçirmə əmsalıdır. İstilikkeçirmə əmsalı temperatur qradienti vahid olduqda vahid səthdən vahid zamanda daşınan istilik miqdarına bərabərdir.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyə baxımından göstərmək olar ki, dt zaman müddəti ərzində dS səthindən daşının istilik miqdarı

$$dQ = -\frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} c_v \frac{dT}{dx} dS dt \quad (11)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada $c_v = \frac{C_v}{M} = \frac{i}{2} \frac{R}{M}$ sabit həcmdəki xüsusi istilik tutumudur. (11) ifadəsini Furrye qanunu (10) ilə müqayisə edərək, *istilikkeçirmə əmsalı* üçün

$$\chi = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v} c_v$$

alırıq.

Asanlıqla özlülük, istilikkeçirmə və diffuziya əmsalları arasındakı

$$\eta = \rho D, \quad \chi = c_v \eta = c_v \rho D$$

əlaqəni müəyyən edə bilərik.

İstilikkeçirmə əmsalının molekulu xarakterizə edən kəmiyyətlərdən və qazın hal parametrlərindən asılılığını müəyyən edək. $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{T}{m_0}}$,

$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{n\sigma}$ və $c_v \rho \sim \text{in}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\chi \sim \frac{i}{\sigma} \cdot \sqrt{\frac{T}{m_0}}$$

alırıq. Göründüyü kimi χ vakuum yaranana qədər təzyiqdən asılı deyil, sərbəstlik dərəcələrinin sayından, temperaturdan və molekulun ölçülərindən asılıdır.

Beləliklə, məlum daşıma əmsallarına görə qazın mühüm xarakteristikalarını - molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğunu və onların effektiv diametrini təyin etmək olar.

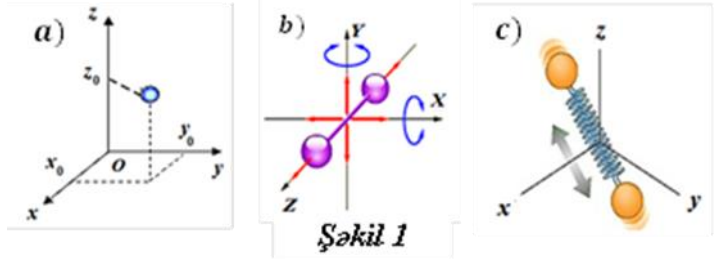
FƏSİL 2.2. TERMODİNAMIKA

2.2.1. İdeal qazın daxili enerjisi



Termodinamika, statistik fizikadan fərqli olaraq, təbiətdə baş verən hadisələri və maddələrin (cisimlərin) makroskopik xassələrini onların mikroskopik mənzərəsi ilə maraqlanmadan öyrənir. Bir-biri ilə və xarici mühitlə enerji mübadiləsində iştirak edən makroskopik cisimlər çoxluğuna termodinamik sistem deyilir. Sistemin verilmiş halını xarakterizə edən parametrlər zamandan asılı olaraq dəyişmirsə, bu tarazlıq halı adlanır.

Sistemi xarakterizə edən parametrlərdən biri də onun daxili enerjisidir. Sistemin (cismin) daxili enerjisi – onu təşkil edən hissəciklərin irəliləmə, fırlanma hərəkətlərinin kinetik



Şəkil 1

enerjilərindən, cismin hissəciklərinin rəqsi hərəkətlərinin kinetik və potensial enerjiləri və hissəciklər arasında olan qarşılıqlı təsirin potensial enerjilərinin cəmindən ibarətdir. Sistemin (cismin) bütövlükdə hərəkətinin kinetik enerjisi və onun xarici qüvvə sahəsində əldə etdiyi potensial enerji daxili enerjiyə aid deyil. Daxili enerji sistemin hal funksiyasıdır, yəni sistemin hər bir halına daxili enerjinin müəyyən bir qiyməti uyğun gəlir. Sistem bir haldan digər hala keçdikdə daxili enerjinin dəyişməsi keçidin hansı üsulla baş verməsindən asılı deyil, sistemin daxili enerjisinin əvvəlki və son haldakı qiymətlərin fərqi ilə təyin olunur.

İdeal qaz molekulları öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olmur və onların potensial enerjisi sıfıra bərabərdir. Odur ki, ixtiyari kütləli ideal qazın daxili enerjisi ayrı-ayrı molekulların enerjilərinin cəmindən ibarət olur və

$$U = N\bar{E} \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada N qazdakı molekulların sayı, $\bar{E}$ – isə molekulların orta kinetik enerjisi. Qaz molekulunun enerjisi sərbəstlik dərəcələrinin sayından asılıdır. ***Mexaniki sistemin sərbəstlik dərəcələrinin sayı mexaniki sistemin fəzadakı vəziyyətini təyin edən asılı olmayan koordinatlarının sayına deyil.*** Məsələn, maddi nöqtənin fəzadakı vəziyyətini onun üç koordinatını bilməklə təyin edə bilərik. Odur ki, biratomlu molekulun sərbəstlik dərəcələrinin sayı 3-ə bərabərdir. (Şəkil 1, a)).

Bir-birindən müəyyən sabit uzaqlıqda yerləşən iki maddi nöqtə (məsələn, sərt əlaqəyə malik ikiatomlu molekul modeli) beş sərbəstlik dərəcəsinə malikdir –üç

irəliləmə və iki fırlanma. Belə ki, ikeiatomlu molekul beş tip hərəkət icra edə bilər: X, Y, Z oxları üzrə irəliləmə və X, Y oxları ətrafında fırlanma hərəkəti (Şəkil 1, b)).

Beləliklə deyə bilərik ki, hər bir asılı olmayan hərəkət növü sərbəstlik dərəcəsi adlanır. Deməli, biratomlu molekul 3 sərbəstlik dərəcəsinə (hər üçü irəliləmə), ikeiatomlu sərt əlaqəyə malik molekul isə 5 sərbəstlik dərəcəsinə (3 -irəliləmə, 2-fırlanma) malikdir.

Əgər iki nöqtə bir-biri ilə elastiki qüvvə ilə əlaqəlidirsə onlar arasındakı məsafə dəyişə bilər (Şəkil 1, c)). Odur ki, sərbəstlik dərəcələrinin sayı 6-ya bərabər olacaq. Nöqtələr arasındakı məsafə onların tarazlıq vəziyyəti ətrafındakı rəqsini təsvir edir. **Buna görə də bu sərbəstlik dərəcəsi rəqsi hərəkətin sərbəstlik dərəcəsi adlanır.**

Ümumiyyətlə, N sayda elastiki əlaqəli nöqtədən ibarət sistem $3N$ sərbəstlik dərəcəsinə malik olur. Onlardan üçü kütlə mərkəzinin irəliləmə hərəkətinə uyğundur ($n_{ir}=3$), digər üçü sistemin kütlə mərkəzi ətrafında fırlanmasını xarakterizə edir və fırlanma hərəkətinin sərbəstlik dərəcələridir ($n_f=3$). Yerdə qalan $3N-6$ isə nöqtələrin tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsini xarakterizə edir və rəqsi hərəkətin sərbəstlik dərəcələridir ($n_r=3N-6$).

Bildiyimiz kimi ideal qaz molekulunun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi qazın temperaturu ilə təyin olunur:

$$\bar{E}_{ir} = \frac{3}{2} kT$$



İdeal qaz molekulunu üç sərbəstlik dərəcəsinə malikdir və hər üç sərbəstlik dərəcəsi eyni hüquqlu olduğundan bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ olacaqdır. Statistik fizikada isbat edilir ki, təkcə irəliləmə hərəkətinə uyğun sərbəstlik dərəcəsinə deyil, ümumiyyətlə hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ -yə bərabərdir. Bu münasibət *enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması qanunu adlanır.*

Molekulun enerjisinin orta qiymətini təyin edərkən nəzərə almaq lazımdır ki, rəqsi hərəkətin hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji iki dəfə çox, yəni kT olmalıdır. Bu onunla izah olunur ki, irəliləmə və fırlanma hərəkətində molekul yalnız kinetik enerjiyə malik olur. Rəqsi hərəkətdə isə molekul həm kinetik, həm də potensial enerjiyə malik olur və harmonik ossillyator üçün hər iki növ enerjinin orta qiyməti eynidir. Beləliklə, molekulun enerjisinin orta qiyməti üçün

$$\bar{E} = \bar{E}_{ir} + \bar{E}_f + \bar{E}_r = \frac{1}{2} kT \cdot n_{ir} + \frac{1}{2} kT \cdot n_f + kT \cdot n_r$$

alırıq. Sonuncu ifadəni sadələşdirərək

$$\bar{E} = \frac{1}{2} kT (n_{ir} + n_f + 2n_r) = \frac{i}{2} kT \quad (1)$$

alırıq. Burada $i = n_{ir} + n_f + 2n_r$. Hesablamalar göstərir ki, otaq temperaturuna yaxın temperaturlarda rəqsi hərəkətin enerjisi nəzərə alınmaya bilər və molekullara mütləq bərk cisimlər kimi baxa bilərik. Bu halda molekulda yalnız sərt əlaqələr mövcud olur ($n_r=0$) və $i=n_{ir} + n_f$ sərbəstlik dərəcələrinin sayına bərabərdir.

Kütləsi m olan ideal qazdakı molekulların sayının $N = \frac{m}{M} N_A$ olduğunu nəzərə alıb (1) ifadələrinə əsasən qazın daxili enerjisi üçün

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{M} RT \quad (2)$$

ifadəsini alırıq.

Beləliklə, *qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan və molekulun sərbəstlik dərəcələrinin sayından asılıdır.*

2.2.2. Termodinamikanın I qanunu

Termodinamikanın I qanunu enerjinin saxlanması qanununun istilik proseslərinə tətbiqidir.

Çoxsaylı müşahidə və təcrübələr göstərmişdir ki, termodinamik sistemin daxili enerjisini iki yolla dəyişmək olar: sistem üzərində görülmə mexaniki iş və sistemə verilən istilik miqdarının hesabına. Xarici qüvvələrin sistem üzərindəki gördükləri işi A' və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işi A ilə işarə etsək, onda Nyutonun üçüncü qanununa əsasən $\vec{F} = -\vec{F}'$ olduğundan $A' = -A$ olar.

Xaricdən sistemə verilən istilik miqdarı Q olarsa, onda enerjinin saxlanması qanununa əsasən

$\Delta U = U_2 - U_1 = A' + Q$ yazmaq olar. Bu ifadədən

$$Q = \Delta U + A \quad (1)$$

alınar.



Deməli sistemə verilən istilik miqdarının bir hissəsi onun daxili enerjisinin dəyişməsinə, digər hissəsi xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur. (1) bərabərliyi **termodinamikanın I qanununun** riyazi ifadəsidir.

Qeyd edək ki, sistemə istilik miqdarı verdikdə onun daxili enerjisinin mütləq artması fikri düzgün deyil, çünki sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş ona verilən istilik miqdarından çox olarsa, bu halda işin bir hissəsi daxili enerjinin azalması hesabına baş verir. Diferensial şəkildə (1) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (2)$$



Bu ifadədə ancaq daxili enerji tam diferensialdır, yəni sistemin hal funksiyasıdır. Sistem periodik olaraq öz əvvəlki vəziyyətinə qayıdırsa, onda

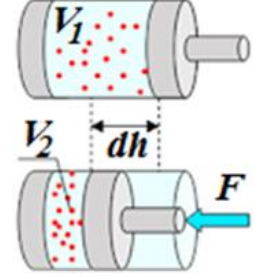
daxili enerjinin dəyişməsi sıfıra bərabər olar, yəni $dU = 0$. Onda termodinamikanın I qanununa görə $Q = A$ olar.

Deməli, periodik işləyən mühərrik ona verilən istilik miqdarından artıq iş görə bilməz, başqa sözlə I növ daimi mühərrik əldə etmək qeyri- mümkündür.

Tutaq ki, baxdığımız sistem, porşeni F qüvvəsi ilə itələyən silindrik qab içərisindəki qazdan ibarətdir. Qaz genişləndikdə, porşen yerini dh qədər dəyişir (Şəkil 1) və qazın xarici təzyiq qüvvəsinə qarşı gördüyü elementar iş

$$dA = Fdh = PSdh = PdV$$

(3)



Şəkil 1

ifadəsi ilə təyin olunur.

Bu halda termodinamikanın I qanununun riyazi ifadəsini

$$\delta Q = dU + PdV$$

(4)

kimi yazmaq olar.

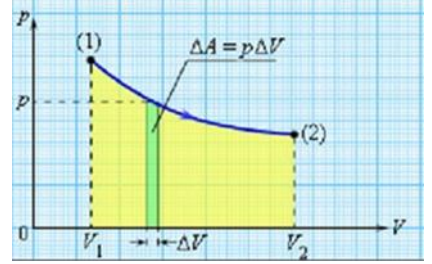
Qazın həcmi V_1 –dən V_2 –yə qədər sonlu dəyişməsi zamanı görülən tam işi

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

kimi ifadə edə bilərik.

(P, V) koordinat sistemində qazın həcmi dəyişməsi prosesinin qrafikini nəzərdən keçirək (Şəkil 2). Qazın həcmi kiçik dV qədər dəyişməsi zamanı görülən dA iş ədədi qiymətcə elementar düzbucaqlının sahəsinə bərabərdir. Şəkil 2-dən aydın olur ki,

qazın həcmi V_1 -dən V_2 -yə dəyişməsi zamanı görülən tam iş ədədi qiymətcə qrafikin hüdudlandırdığı fiqurun sahəsinə bərabərdir.



Şəkil 2

2.2.3. Qazların istilik tutumu

Cismə müəyyən qədər istilik verdikdə və ya ondan müəyyən qədər istilik aldıqda onun temperaturu və ya daxili enerjisi dəyişir. Bu dəyişməni xarakterizə etmək üçün istilik tutumu anlayışından istifadə olunur.

Hər hansı qazın temperaturunu $1K$ artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına bu qazın **istilik tutumu** deyilir:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}$$



δQ - cismə verilən istilik miqdarı, dT - cismin temperaturunun dəyişməsidir.

1kq qazın temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına bu qazın **xüsusi istilik tutumu** deyilir:

$$c = \frac{\delta Q}{mdT}$$

1 mol qazı 1K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına **molyar istilik tutumu** (C_m) deyilir:

$$C_m = cM$$

Təcrübələr göstərir ki, qazı sabit həcmdə və sabit təzyiqdə 1K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı müxtəlif olur. Bu səbəbdən qazın sabit təzyiqdəki istilik tutumunu (C_p) və sabit həcmdəki istilik tutumunu (C_v) fərqləndirmək lazımdır:

Sabit həcmdəki istilik tutumu. Sabit həcmdə olan qazın həcmi dəyişmədiyindən



qaz iş görmür və qızdırdıqda ona verilən istilik miqdarı yalnız qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olunur. Odur ki, qazın sabit həcmdəki molyar istilik tutumu ədədi qiymətcə onun daxili enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir. Termodinamikanın birinci qanununa görə

$$\delta Q = dU = C_v dT \quad \Rightarrow \quad C_v = \frac{dU}{dT}$$

olar.

Bir mol ideal qazın daxili enerjisinin $U = \frac{i}{2} RT$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$dU = \frac{i}{2} R dT$$

olar. Onda ideal qazın sabit həcmdəki molyar və xüsusi istilik tutumları üçün

$$C_v = \frac{i}{2} R \quad \Rightarrow \quad c_v = \frac{i}{2} \frac{R}{M} \quad (1)$$

ifadələrini alırıq.



Sabit təzyiqdəki istilik tutumu. Qazı sabit təzyiqdə qızdırdıqda verilən istilik qazın daxili enerjisinin artmasına və qaz genişlənərkən xarici qüvvələrə qarşı görülmə işə sərf olunur.

Termodinamikanın birinci qanununa əsasən:

$$C_p = \frac{dU_m}{dT} + \frac{PdV_m}{dT}$$

$\frac{dU_m}{dT}$ – prosesin növündən asılı deyil (ideal qazın daxili enerjisi P və V -dən asılı olmayıb yalnız temperaturla təyin olunur) və həmişə C_v –yə bərabərdir.

Klapeyron-Mendeleyev tənliyinə görə bir mol qaz üçün

$$PV_m = RT$$

yazmaq olar. Bu ifadəsini ($P = \text{const}$) differensiallayıb

$$PdV_m = RdT$$

və

$$\frac{dV_m}{dT} = \frac{R}{P}$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$C_p = C_v + R \quad \text{və ya} \quad C_p - C_v = R \quad (2)$$

alırıq.



Bu ifadələr Mayer qanununun riyazi ifadəsidir. Mayer qanununa görə *sabit təzyiqdəki molyar (xüsusi) istilik tutumu onun sabit həcmdəki molyar (xüsusi) istilik tutumundan xarici qüvvələrə qarşı görülən iş qədər çox olur:*

(1) və (2) ifadələrinə əsasən

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (3)$$

yazmaq olar.

Adətən təcrübədə sabit təzyiqdəki və sabit həcmdəki xüsusi (molyar) istilik tutumlarının nisbəti

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} \quad (4)$$

təyin olunur. Bu nisbət γ – *Puasson əmsalı* adlanır.

(4) ifadəsindən görünür ki, istilik tutumlarının nisbəti (γ) yalnız qaz molekullarının sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır. Aşağıdakı cədvəldə bir, iki və üç atomlu molekulların müxtəlif hallar üçün istilik tutumlarının və Puasson əmsallarının qiymətləri verilmişdir.

(1) və (3) ifadələrindən göründüyü kimi istilik tutumlarının qiyməti temperaturdan asılı olmayıb, yalnız sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır.

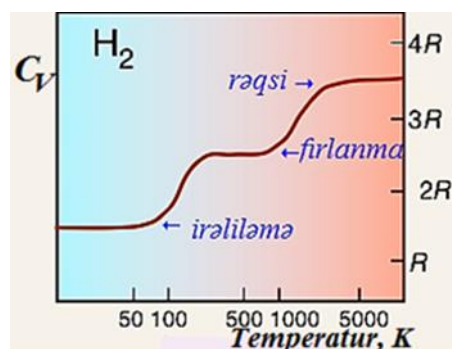
Aparılan təcrübi tədqiqatlar nəticəsində məlum olmuşdur ki, qazların istilik tutumu temperaturdan asılıdır və temperatur azaldıqca istilik tutumu azalır. Göründüyü kimi temperatur artdıqca molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı dəyişir. Aşağı temperaturda ($\leq 50K$) molekul yalnız irəliləmə hərəkətində olur və üç sərbəstlik dərəcəsinə malikdir ($C_v = \frac{3}{2}R$), otaq temperaturunda molekul irəliləmə hərəkətindən əlavə fırlanma hərəkətində də iştirak edir, beş sərbəstlik dərəcəsinə malik olur ($C_v = \frac{5}{2}R$). Çox yüksək temperaturlarda molekulun rəqsi hərəkətə də başlaması nəticəsində sərbəstlik dərəcəsinin sayı yeddi olur ($C_v = \frac{7}{2}R$). Deməli, sərbəstlik dərəcəsinin sayı temperaturdan asılı olaraq dəyişir.

Cədvəl 1

Qazlar		i	C_V	C_P	γ
biratomlu		3	$\frac{3}{2}R$	$\frac{5}{2}R$	1,67
ikiatomlu	sərt əlaqə	5	$\frac{5}{2}R$	$\frac{7}{2}R$	1,4
	elastiki əlaqə	7	$\frac{7}{2}R$	$\frac{9}{2}R$	1,29
Üç və daha çox atomlu	sərt	6	$3R$ $\frac{6}{2}R$	$4R$	1,33

Şəkil 1-də hidrogen qazının sabit həcmdəki molyar istilik tutumunun mütləq temperaturdan asılılıq qrafiki verilmişdir. Qrafikdən göründüyü kimi istilik tutumunun temperaturdan asılı olmaması yalnız müəyyən temperatur intervalında baş verir.

İstilik tutumunun monoton olaraq dəyişməsi onu göstərir ki, bütün molekullar birdən-birə deyil, tədricən fırlanma, sonra isə rəqsi hərəkətə başlayır. Başqa sözlə, temperatur artdıqca fırlanma və rəqsi hərəkətdə iştirak edən molekulların sayı tədricən artır.



Şəkil 1

Klassik fizika çərçivəsində istilik tutumunun temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi izah edilə bilmir. Bu enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında paylanma qanununun təqribi olduğunu göstərir. İstilik tutumunun temperaturdan asılılığı kvant mexanikasında izah olunur.

2.2.4. Adiabatik proses. Puasson tənlikləri



Xarici mühitlə istilik mübadiləsində olmayan prosesə **adiabatik proses** deyilir. Prosesin adiabatik getməsi üçün ya o tam istilik keçirməyən mühitlə əhatə olunmalı və ya proses çox sürətlə getməlidir. Prosesin adiabatik xarakteri riyazi olaraq $dQ = 0$ kimi ifadə oluna bilər. Bu proses üçün termodinamikanın I qanununu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$dU + dA = 0 \quad \text{və ya} \quad dU = -dA(1)$$

Adiabatik proses zamanı dA iş sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi hesabına görülür. Sistem xarici qüvvələrə qarşı iş görürsə ($dA > 0$), sistemin daxili enerjisi azalır, yəni qaz soyuyur. Əks halda isə, yəni xarici qüvvələr sistem üzərində iş görürsə, qazın daxili enerjisi artır, yəni qaz qızır.

İndi isə adiabatik genişlənmənin qazın həcmi, təzyiqi və temperaturu arasındakı əlaqələri müəyyən edək. Adiabatik proseslərdə verilmiş kütləsi ideal qaz üçün termodinamikanın I qanunu aşağıdakı şəkildə yazıla bilər

$$PdV = -\frac{m}{M}C_V dT \quad (2)$$

Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə görə $P = \frac{m}{MV}RT$ olduğunu (2) -də nəzərə alıb sadə çevirmələr apararaq

$$RT \frac{dV}{V} = -C_V dT \quad \text{və ya} \quad \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T} \quad (3)$$

ala bilərik.

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \frac{C_p}{C_V} - 1 = \gamma - 1 \quad \text{olduğunu nəzərə alaraq (3) ifadəsini inteqrallasaq,}$$

onda

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (4)$$

alınar.

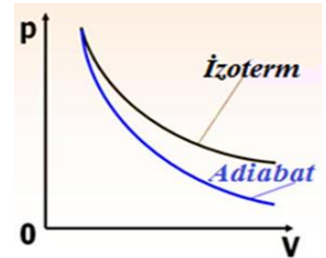
(4) ifadəsi adiabatik proses üçün Puasson tənliyidir. Mendeleyev-Klaperon tənliyindən temperaturu $T = \frac{PVM}{mR}$ kimi ifadə edib (4)-də nəzərə alsaq adiabatik proses üçün Puasson tənliyi

$$PV^\gamma = \text{const} \quad (5)$$

şəklində olar.

Aşağıdakı qrafikdə başlanğıc şərtləri eyni olduqda izotermik və adiabatik genişlənmə ayrılıqlarının müqayisəsi göstərilmişdir (Şəkil 1).

Adiabatik proses zamanı təzyiqin həcmdən asılı olaraq daha kəskin düşməsinin səbəbi, bir tərəfdən qazın genişlənməsi, digər tərəfdən genişlənmənin qazın soyumasıdır.



Şəkil 1

2.2.5. Termodinamikanın I qanununun izoproseslərə tətbiqi

Tarazlıqda olan proseslər içərisində izoproseslər xüsusi yer tutur. Bu proseslər zamanı sistemin halını xarakterizə edən parametrlərdən biri sabit qalır. Bu proseslər üçün termodinamikanın I qanununu araşdıraraq.

1) *İzoxorik proses* ($V = \text{const}$). Prosesin (P, V) koordinat sistemində qrafiki şəkil 1-də təsvir edilmişdir.

Qrafikdə $(1 \rightarrow 2)$ izoxorik genişlənməyə, $(1 \rightarrow 3)$ isə izoxor sıxılmaya uyğundur. İzoxorik proses zamanı xarici qüvvələrə qarşı iş görülmədiyindən $(dV=0 \Rightarrow dA=0)$ termodinamikanın I qanunu $dQ=dU$ şəklində ifadə olunur. Beləliklə, qaza verilən istilik miqdarı tamamilə qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olunur.

2) *İzobarik proses* ($P = \text{const}$). Prosesin (P, V) koordinat sistemində qrafiki şəkil 2 – də verilmişdir.

Qazın izobarik genişlənməsi zamanı görülən iş

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P(V_2 - V_1) = P\Delta V$$

ifadəsi ilə təyin olunur və ədədi koordinat sistemində göstərilən fiqurun sahəsinə bərabərdir. Mendeleyev-Klapeyron tənliyindən istifadə edərək qazın izobarik genişlənməsi zamanı gördüyü işi

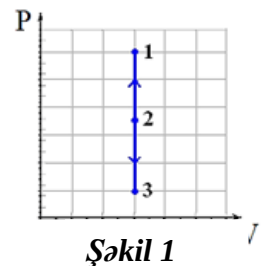
$$A = \frac{m}{M} R(T_2 - T_1)$$

kimi də təyin etmək olar.

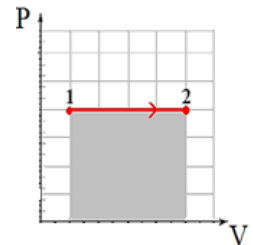
İzobarik prosesdə həm qazın daxili enerjisinin dəyişdiyini həm də qazın iş gördüyünü nəzərə alaraq bu proses üçün termodinamikanın I qanununu aşağıdakı şəkildə yazı bilərik

$$dQ = \frac{m}{M} C_v dT + \frac{m}{M} R dT = \frac{m}{M} C_p dT \quad (1)$$

3) *İzotermik proses* ($T = \text{const}$). Şəkil 3-də (P,V) koordinat sistemində bu prosesin qrafiki verilmişdir. Bu halda görülən iş ədədi qiymətə c koordinat sistemində göstərilən fiqurun sahəsinə bərabər olub



Şəkil 1



Şəkil 2

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

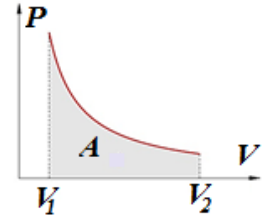
kimi təyin olunur. Mendeleyev-Klapeyron tənliyində $P = \frac{m}{MV} RT$ nəzərə alsaq

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2)$$

yaza bilərik.

Bu prosesdə temperatur sabit olduğundan ($T = \text{const}$) daxili enerji dəyişmir, yəni $dU = 0$ olur. Bu halda qaza verilən istilik miqdarı xarici qüvvələrə qarşı görülən işə sərf olunur.

$$Q = A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$$



Şəkil 3

Deməli, qaz genişləndikdə temperaturun sabit qalması üçün sistem xaricdən sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə ekvivalent olan istilik miqdarı almalı, sıxıldıqda isə istilik miqdarı verməlidir.

4) **Adiabatik proses.** Proses zamanı sistem xarici mühitə istilik mübadiləsində olmur. Adiabatik genişlənmə zamanı qaz 1 halından 2 halına keçdikdə $dQ = 0$ olduğundan qazın gördüyü iş

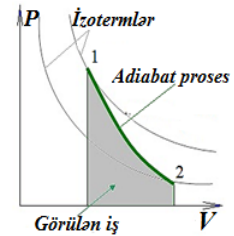
$$dA = -dU = -\frac{m}{\mu} C_V dT \quad (3)$$

ifadəsinə əsasən hesablanı bilər (Şəkil 4). Bu zaman qazın temperaturu T_1 -dən T_2 qədər azalarsa, onda görülən iş üçün

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2)$$

ifadəsini alırıq.

Bu prosesdə görülən işin ifadəsini aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar



Şəkil 4

$$A = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) = \frac{m}{\mu} C_V T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \quad (4)$$

Puasson tənliyinə əsasən nəzərə alsaq ki,

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \quad \text{və} \quad C_V = R \frac{C_V}{R} = R \frac{C_V}{C_P - C_V} = \frac{R}{\gamma - 1}$$

çevrilməsini aparsaq, onda görülən işi hesablamaq üçün

$$A = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (5)$$

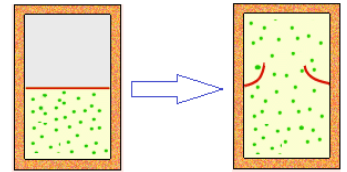
ifadəsini alırıq.

2.2.6. Dönən və dönməyən proseslər. İstilik maşınları.

Termodinamikanın II qanunu

Bildiyimiz kimi termodinamikanın I qanunu istilik proseslərində enerjinin saxlanması qanununu ifadə edir. Termodinamikada müxtəlif proseslərdə enerjinin saxlanması ilə yanaşı proseslərin başvermə istiqamətini də təyin etmək fundamental əhəmiyyətə malikdir. Təcrübə göstərir ki, hər hansı isti cisimlə soyuq cismin kontaktını yaratsaq isti cisimdən soyuq cismə özbaşına istilik daşınması baş verəcək və müəyyən müddətdən sonra hər iki cisim istilik tarazlığına gələcəklər. Əks prosesin – yəni istiliyin özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçməsi termodinamikanın I qanununa görə istisna olunmasa da, belə proses təbiətdə heç zaman baş vermir. Buna bənzər çoxsaylı misallar çəkmə bilərik ki, termodinamikanın I qanununa zidd olmasa da bu proseslər təbiətdə baş vermir. Odur ki, proseslərin nə zaman dönən və dönməyən olması sualı meydana çıxır.

Sırf mexaniki proseslər həmişə dönən proseslərdir. Nümunə üçün mail müstəvi üzrə cismin hərəkətinə baxaq (Şəkil 1). Cisim ən yuxarı vəziyyətində potensial enerji ehtiyatına malik olur və aşağıya doğru hərəkəti zamanı bu enerji kinetik enerjiyə çevrilir. Əgər mail müstəvinin sonunda mütləq elastiki divar qoysaq onunla toqquşduqdan sonra kürəcik yuxarıya doğru əks olunar. Onun kinetik enerjisi yenidən potensial enerjiyə çevrilir və əvvəlki vəziyyətinə qayıdanda potensial enerji əvvəlki qiymətini alır, sistemdə və ətraf cisimlərdə isə heç bir dəyişiklik baş vermir. Başqa sözlə bu proses tamamilə dönən prosesdir. Dönən prosesə digər misal mütləq elastiki yaydan asılmış cismin sönməyən rəqsləri ola bilər. İstilik hadisələrində isə tamamilə başqa mənzərəni müşahidə edirik.



Şəkil 1

Hər hansı qızmış cismi otaq temperaturuna malik su ilə dolu vedrəyə daxil etsək istilik tarazlığı yaranana kimi cisim soyuyacaq, su isə qızacaq. Bu prosesin əksi

olan - istiliyin özbaşına soyuq sudan isti cismə verilməsi isə mümkün deyil. Başqa sözlə baxdığımız proses dönməyən prosesdir.

Yaxud digər bir misal. Arakəsmə vasitəsilə qabın bir tərəfini tutan qaz arakəsmə götürüldükdə qabın bütün həcmi tutur (Şəkil 1). Xaotik hərəkət edən molekulaların özbaşına yenə də qabın əvvəlki hissəsinə toplanması mümkün deyil. Əlbəttə qazı porşen vasitəsi ilə sıxaraq molekulaları əvvəlki həcmə toplamaq olar. Lakin bu halda xarici qüvvələr qaz üzərində müəyyən iş görməli olduğundan ətraf cisimlərdə müəyyən dəyişiklik baş verir. Deməli, qazın vakuuma genişlənməsi də dönməyən prosesdir.



Termodinamik proses düz və əks istiqamətdə baş verərək əvvəlki halına qayıdırsa, bu zaman ətraf mühitdə və sistemin özündə heç bir dəyişiklik baş vermirsə o halda proses *dönən* adlanır. Bu şərti ödəməyən istənilən proses dönməyən prosesdir. Praktiki olaraq real proses o zaman dönən hesab edilə bilər ki, sistemin parametrlərinin dəyişməsi çox yavaş baş versin və hər bir anda sistem tarazlıqda olmuş olsun.



Proseslərin dönən və ya dönməyən olmasını təyin etmək üçün yeni qanun - termodinamikanın II qanununu ifadə etmək zərurəti yarandı. Bu qanuna əsasən təbiətdə hansı proseslərin mümkün olub olmaması haqqında mühakimə yürütmək olur. Termodinamikanın II qanununun müxtəlif ifadələri mövcuddur və onlar hamısı bir-birinə ekvivalentdir. Onlardan biri alman alimi P. Klauziusa məxsusdur: *adi şəraitdə istilik həmişə isti cisimdən soyuq cismə keçir, özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçə bilməz*. II qanunun bu ifadəsi ancaq müəyyən tip prosesləri əhatə edir və digər proseslərə necə tətbiq olunması tam aşkar deyil. Odur ki, bu qanunun digər prosesləri də əhatə edə biləcək daha ümumi ifadəsinə ehtiyac yarandı.

Tarixən termodinamikanın II qanununun daha ümumi ifadəsi istilik maşınlarının öyrənilməsi prosesində formalaşmışdır. *İstilik enerjisini mexaniki enerjiyə çevirə bilən istənilən qurğu istilik maşını* adlanır. Mexaniki iş görməklə istilik enerjisi əldə etmək asandır. Məsələn, tormozlanma prosesində cismin kinetik enerjisi tamamilə sürtünən cisimlərin qızmasına sərf olunur. Lakin istilik enerjisi hesabına mexaniki enerji almaq daha çətindir. İstənilən istilik maşınının iş prinsipinin əsas ideyası aşağıdakından ibarətdir: *istilik enerjisi hesabına mexaniki enerjinin alınması o zaman mümkündür ki, istilik yüksək temperaturlu oblastdan aşağı temperaturlu oblasta keçmiş olsun*. Bu zaman istilik enerjisinin yalnız müəyyən hissəsi mexaniki enerjiyə çevrilə bilər. Praktiki olaraq periodik dövrü proses icra edən istilik maşınları maraq kəsb edir. Belə maşınlarda sistem periodik olaraq öz başlanğıc

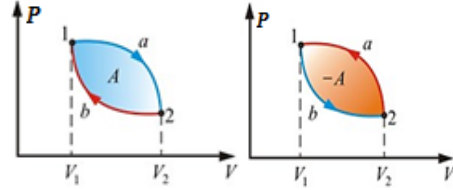
vəziyyətinə qaydır və maşın fasiləsiz işləyir. Əgər sistem müxtəlif hallardan keçərək öz başlanğıc halına qayıdırsa belə proses *dairəvi və ya dövrü* proses adlanır.

P - V diaqramında ideal qazın icra etdiyi dairəvi proseslərə baxaq (Şəkil 2). Şəkil 2 a-da göstərilən dövrü prosesdə ideal qaz xaricdən Q_1 istiliyi almış və genişlənərək 1 halından 2-halına keçmişdir.

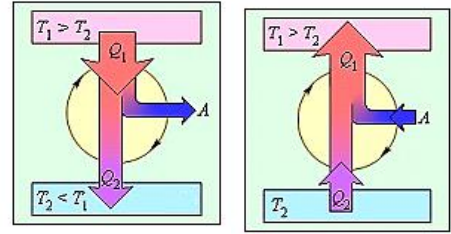
Qazın əvvəlki başlanğıc halına qayıtması üçün, qaz sıxılır və bu zaman ətrafa Q_2 istiliyini verir. $1 \rightarrow 2$ keçidində müsbət iş $A_{12} = \int PdV > 0$, $2 \rightarrow 1$ keçidində isə mənfi iş $A_{21} = \int PdV < 0$ görülür. Bu halda görülən ümumi iş müsbətdir və ədədi qiymətcə şəkindəki qapalı əyrinin sahəsinə bərabərdir (Şəkil 2.a). Dövrü prosesdə ideal qaz başlanğıc hala qayıtdığı üçün daxili enerjinin dəyişməsi $\Delta U = 0$ olur. Onda termodinamikanın I qanununa görə qazın gördüyü iş $A_1 = Q_1 - Q_2$.

Əgər dövrü prosesdə görülən iş müsbət olarsa *dairəvi proses düzünə proses* adlanır. Dövrü prosesdə qazın gördüyü iş mənfi olarsa *dairəvi proses tərsinə proses* adlanır (Şəkil 3). Düzünə dairəvi proseslərdən istilik mühərriklərində istifadə olunur.

Xaricdən alınan istilik hesabına belə mühərriklər periodik olaraq iş görür (Şəkil 3. a). Tərs dairəvi proseslərdən soyuducu maşınlarda istifadə olunur. Belə maşınlarda xarici qüvvənin işinin hesabına istilik temperaturu daha yüksək olan cismə verilir (Şəkil 3.b).



Şəkil 2



Şəkil 3

İstilik mühərriklərində bir dövrdə işçi cismin gördüyü iş $A_1 = Q_1 - Q_2$, burada Q_1 qızdırıcıdan alınan, Q_2 - isə soyuducuya verilən istilik miqdarıdır. Onda istilik mühərriklərinin f.i.ə.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (1)$$

olar.



Deməli qızdırıcıdan alınan istiliyin hamısını işə çevirmək, eləcə də istiliyin soyuq cisimdən isti cismə özbaşına verilməsi mümkün deyil. Bu müddəə təbiətdəki istilik proseslərinin istiqamətliliyinin əsasını təşkil edir. Termodinamikanın II qanununu İsveç alimi Kelvin aşağıdakı kimi ifadə etmişdir: *yeganə nəticəsi istilik mənbəyinin daxili enerjisinin azalması hesabına iş görmək olan dövrü proses qurmaq mümkün deyildir*.

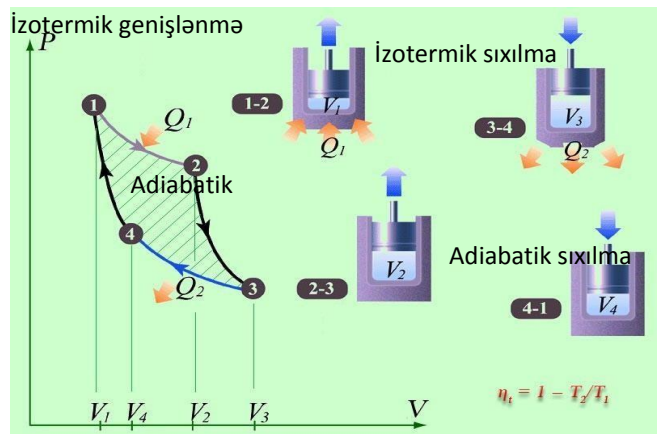
Termodinamikanın II qanununun belə müxtəlif şəkildə şərtləri bir-birinə zidd deyil. Hətta deyə bilərik ki, hər iki şərh eyni nəticəyə gətirir - ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik etmədən, yalnız bir mənbədən alınan istiliyin hesabına periodik iş görə bilən maşın düzəltmək olmaz. Başqa sözlə II növ daimi mühərrik yaratmaq mümkün deyil.

2.2.7. Karno dövrü

İstilik enerjisinin mexaniki enerjiyə çevrilməsi prosesini ətraflı olaraq fransız alimi S.Karno (1796-1832) araşdırmışdır. O, qarşısına istilik mühərriklərinin f.i.ə.-nin artırılması üsullarını müəyyənləşdirmək məqsədi qoymuşdur. Karno müəyyənləşdirdi ki, maksimal f.i.ə. əldə etmək üçün maşında icra olunan bütün proseslər dönən olmalıdır.

Tutaq ki, qızdırıcının temperaturu T_1 , soyuducunun temperaturu T_2 - dir və iş fəaliyyəti müddətində dəyişməz qalır. Dövr ərzində təbii ki, elə proseslər olmalıdır ki, işçi cisim qızdırıcı və soyuducu ilə istilik mübadiləsi etmiş olsun. Belə proseslər o zaman dönən ola bilər ki, işçi cisim qızdırıcıdan Q_1 istiliyi alarkən onun temperaturu qızdırıcının, soyuducuya Q_2 istiliyi verərkən isə temperaturu soyuducunun temperaturuna bərabər olmuş olsun.

Deməli, bir dövr ərzində T_1 və T_2 temperaturlarında baş verən iki izotermik proses icra olunmalıdır. Bu iki izotermik proses arasında isə işçi cisim qızdırıcı və soyuducu ilə istilik mübadiləsi etmədən, yəni adiabatik olaraq temperaturunu dəyişməlidir. Beləliklə, Karno dövrü dönən dairəvi proses olub iki izotermik və iki adiabatik prosedən ibarətdir (Şəkil 1). İşçi cisim olaraq ideal qaz götürülür. Temperaturu T_1 olan qızdırıcıdan Q_1 istiliyi alan işçi cisim izotermik genişlənərək A_1 işi görür (1 - 2). Bu keçiddə qazın təzyiqi və həcmi P_1, V_1 -dən P_2, V_2 -yə (T_1 temperaturunda) dəyişir. 2 - 3 keçidində isə qaz heç bir istilik almadan adiabatik genişlənir. Qazın daxili enerjisi azalır, soyuyaraq temperaturu T_2 -yə düşür, təzyiqi və həcmi isə P_2, V_2 -dən P_3, V_3 -ə dəyişir. Yəni bu prosedə işçi cisim soyuducunun temperaturuna qədər soyuyur. Belə prosesin baş verməsi üçün işçi cisim



Şəkil 1

qızdırıcıdan təcrid olunmalıdır. Bundan sonra işçi cismin ilkin hala qaytarılması tələb olunur (qazın təzyiqi P_1 -ə, temperaturu isə T_1 -ə bərabər olmalıdır). Ona görə qaz əvvəlcə izotermik sıxılaraq soyuducuya Q_2 istiliyi verir və 3 halından 4 halına keçirilir (3 - 4). Bu izotermik sıxılma zamanı işçi cisim A_2 -işini görür, qazın təzyiqi və həcmi isə uyğun olaraq P_3, V_3 olur (T_2 temperaturunda).

Sonuncu 4-1 keçidində isə qaz adiabatik sıxılaraq başlanğıc vəziyyətə qaytarılır. Bu keçiddə xarici qüvvələrin işçi cisim üzərində gördüyü işin hesabına qazın daxili enerjisi artır və ona görə qazın temperaturu başlanğıc qiymətini alır ki, bu da prosesin dövrü olaraq yenidən təkrarlanmasına imkan yaradır.

Karno dövründə görülən faydalı iş ədədi qiymətcə şəkil 1-dəki ştrixlənmiş sahəyə bərabərdir. Görülən faydalı iş aşağıdakı kimi təyin edilə bilər. (2.71) ifadəsinə müvafiq olaraq izotermik genişlənmə və sıxılma zamanı qazın gördüyü iş

$$A_{12} = \frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1$$

$$A_{34} = \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$$

ifadələri ilə təyin olunur. Adiabatik genişlənmədə qazın gördüyü iş daxili enerjinin azalması hesabına baş verir və 2.2.5 yarımfəsildə (4) ifadəsinə müvafiq olaraq

$$A_{23} = -\frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1)$$

kimi hesablanır. Adiabatik sıxılmada isə görülən iş $A_{41} = -A_{23}$.

Onda dairəvi Karno dövründə görülən faydalı iş üçün

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 - Q_2 = \frac{m}{M} R \left(T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \right)$$

yaza bilərik. Puasson tənliyindən 2.2.4 yarımfəsildə (5) ifadəsindən istifadə edərək göstərmək olar ki, $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$. Buradan da Karno dövrünün f.i.ə. üçün

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (1)$$

düsturunu alırıq. Aldığımız ifadədən görünür ki, Karno dövrünün f.i.ə. işçi cismin növündən asılı olmayıb yalnız qızdırıcının və soyuducunun temperaturlarından asılıdır. Deməli, eyni temperaturu soyuducu və qızdırıcıya malik bütün dönən mühərriklər eyni f.i.ə. -na malikdir. Karno dövrü həm də göstərdi ki, hətta ideal istilik maşının f.i.ə. belə vahiddən kiçikdir. Çünki $\eta = 1$ olması üçün $T_2 = 0K$ olmalıdır.

Qızdırıcının və soyuducunun temperaturları eyni olduqda dönməyən (real) mühərriklərin f.i.ə. daha kiçikdir:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Aşağıda müasir istilik maşınlarında əldə olunan f.i.ə.-nin xarakterik qiymətləri verilmişdir: *buxar mühərrikləri*-15%, *daxiliyanma mühərrikləri* 25-30% , *qaz turbinləri* 25-29% , *turboreaktiv mühərriklər* 20-30% , *buxar turbinləri* 25-40% .

2.2.8. Entropiya. İdeal qazın entropiyası

Əvvəlki bölmədə biz dönən və dönməyən proseslər anlayışları ilə tanış olduq, istilik maşınları və ideal istilik maşını olan Karno maşınının iş prinsipini öyrəndik. Məlum oldu ki, istilik enerjisinin faydalı işə çevrilən hissəsi üçün müəyyən məhdudiyyət mövcuddur. Bununla əlaqədar termodinamikanın II qanununun həm Kelvin, həm də Klauzius tərəfindən verilmiş ifadələri ilə tanış olduq. Bu ifadələr yalnız müəyyən qrup təbiət hadisələrini təsvir edir.

Onları ümumiləşdirərək termodinamikanın II qanununun daha geniş hadisələri əhatə edən biləcək ifadəsinin yaranması zərurəti meydana çıxdı. Termodinamik proseslərin istiqamətliliyini kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün 1854-cü ildə Klauzius yeni hal funksiyası – entropiya (S) anlayışı daxil etdi. Bu kəmiyyətin elementar dəyişməsi



$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (1)$$

kimi təyin edilir. Burada δQ sistemə T temperaturda verilən elementar istilik miqdarıdır. Entropiya digər makroparametrlərlə (həcm, təzyiq, temperatur) yanaşı sistemin halını xarakterizə edir.

Sistem hər hansı 1 halından 2 halına keçdikdə entropiyanın dəyişməsi

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (2)$$

kimi təyin edilir. Aparılan ciddi nəzəri tədqiqatlarla sübut olunur ki, dönən qapalı proseslərdə sistemin entropiyası dəyişmir $\Delta S = 0$, dönməyən qapalı proseslərdə isə artır $\Delta S > 0$. Yazdığımız bu münasibətlər yalnız qapalı proseslərə aiddir. Əgər sistem xarici mühitlə istilik əlaqəsində olarsa onun entropiyası ixtiyari şəkildə dəyişə bilər.

Beləliklə, *qapalı sistemin entropiyası ya arta bilər (proseslərin dönməyən olduğu halda), ya da dəyişməz qalmalıdır (proseslərin dönən olduğu hal üçün).*

$$\Delta S \geq 0 \quad (3)$$

Bu bərabərsizlik Klauzius bərabərsizliyi adlanır.

Entropiya istiliyin verilməsi üsulundan asılı olmayıb sistemin halının termodinamik parametrlərindən asılıdır. Digər hal funksiyaları kimi entropiya da ixtiyari bir sabit dəqiqliyi ilə təyin edilir, başqa sözlə hər hansı proses üçün birqiymətli olaraq entropiyanın özünü yox, onun dəyişməsinə təyin etmək olar. Entropiyanı bilavasitə, məsələn, temperatur kimi cihazla ölçmək mümkün deyil, ancaq hesablamaq olar. Termodinamikanın I qanunundan və (2) ifadəsindən istifadə edərək tarazlıqda olan ideal qaz 1 halından 2 halına keçərkən onun entropiyasının dəyişməsinə hesablayaq.

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}$$

$\delta A = p dV = \frac{m}{M} R T \frac{dV}{V}$ və $dU = \frac{m}{M} C_V dT$ olduğunu nəzərə alaraq

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \frac{m}{M} R \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} C_V \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

yaza bilərik. Bu ifadəni inteqrallayaraq

$$\Delta S = \frac{m}{M} (C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}) \quad (4)$$

alırıq.

Adiabatik prosesdə xaricə istilik əlaqəsi olmadığından $\delta Q = 0$ və $\Delta S = 0$ alırıq. Deməli, adiabatik prosesdə sistemin entropiyası sabit qalır $S = \text{const}$ və buna görə də bəzən adiabatik proses *izoentropik* proses adlanır. (1) düsturundan izotermik prosesdə ($T_2 = T_1$) entropiyanın dəyişməsi üçün

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1},$$

izoxorik prosesdə ($V_2 = V_1$) isə

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

ifadələrini alırıq.



Yuxarıda qeyd edilənləri nəzərə alaraq termodinamikanın II qanununu belə ifadə edə bilərik: *izolə olunmuş sistemlərdə baş verən bütün real proseslərdə sistemin entropiyası artır.*

Temperatur mütləq sifıra yaxınlaşdıqda makrosistemin entropiyası da sifıra yaxınlaşır: $T \rightarrow 0$ olarsa $S \rightarrow 0$. Bu ifadə *Nernst teoremi* adlanır və digər iki qanundan məntiqi olaraq alınmadığından *termodinamikanın üçüncü qanunu* adlanır.

(2.48) ifadəsini nəzərə alaraq termodinamikanın I qanununun riyazi ifadəsini

$$dU + \delta A = TdS \quad (5)$$

kimi yazmaq olar. Termodinamikanın I qanununun (2.81) riyazi ifadəsi yalnız dönən proseslər üçün doğrudur.



İxtiyari proses üçün riyazi olaraq termodinamikanın I və II qanunlarını vahid düsturla ifadə etmək olar:

$$dU + \delta A \leq TdS \quad (6)$$

TS hasili (prosesin baş verdiyi temperaturun sistemin entropiyasına hasili) sistemin **bağlı enerjisi** adlanır və daxili enerjinin mexaniki enerjiyə çevrilə bilməyən hissəsini təyin edir. $U - TS = F$ fərqi isə sistemin **sərbəst enerjisi** deyilir və daxili enerjinin mexaniki iş görə bilən hissəsini təyin edir.

2.2.9. Entropiyanın statistik mənası. Termodinamik ehtimal

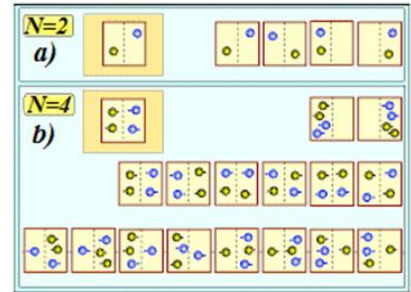
Təbiətdəki bütün proseslər tarazlıq halına doğru yönəlir. Bu zaman sistemin entropiyası artdığından, deyə bilərik ki, izolə olunmuş sistemin dayanıqlı tarazlıq halı entropiyanın maksimal qiymətinə uyğun gəlir. Bu müddəadan çıxış edərək entropiyanın statistik mənasını aydınlaşdırmaq olar.



Statistik fizika metodları ilə müəyyən olunmuşdur ki, sistemin entropiyası onun termodinamik ehtimalı ilə bağlıdır. Bu münasibəti ilk dəfə MKN-nin və statistik fizikanın banilərindən biri olan L.Bolsman müəyyən etmişdir:

$$S = k \ln W \quad (1)$$

Burada k - Bolsman sabiti, W - sistemin verilmiş halının termodinamik ehtimalıdır. Termodinamik ehtimal (yaxud statistik çəki) termodinamik sistemin verilmiş makrohalını reallaşdıran üsulların, yaxud mikrohallerin sayıdır. Sadə bir misalda termodinamik ehtimalın mənasını aydınlaşdırmağa çalışaq. Hər hansı bir qabı xəyalən iki hissəyə bölərək, bu qaba iki eyni molekul daxil etsək istilik hərəkəti nəticəsində onlar qabda dörd üsulla yerləşə bilər – hər ikisi sağ yarıda, hər ikisi sol yarıda, biri sağda, digəri solda (Şəkil 1.a). Bu dörd mümkün hal *sistemin mikrohalleri* adlanır.



Şəkil 1

Bərabər paylanma (sistemin makrohallerindən biri) bu misalda iki üsulla reallaşdığından onun *statistik çəkisi* - $W = 2$ olacaq, digər hallarınkı isə 1-ə bərabərdir.

Əgər qabda iki yox, daha çox sayda molekul yerləşdirsək, hər hansı halın, məsələn, molekulların hər yarıda paylanmasını əmələ gətirən halların sayı əhəmiyyətli dərəcədə artar.

(Şəkil 1 *b*-də qabda dörd molekul olan hala baxılmışdır). Görmək olar ki, molekulların bərabər paylanması sayı digər paylanma hallarının sayına nisbətən daha çoxdur. Odur ki, molekulların bərabər paylanması halı ən ehtimallıdır.

Ən ehtimallı hal məhz ən çox üsulla, başqa sözlə mikrohalların sayının ən çox olması ilə reallaşır. Çox hissəcikli sistemin ən ehtimallı halı o haldır ki, hər bir zərrəcik özünün istənilən fərdi halında ola bilsin. Bu halda ayrılıqda götürülmüş zərrəciyin özünü necə aparacağının proqnozunu vermək mümkün deyil. Bütövlükdə belə hissəciklərin toplusu xaotik sistem yaradır, başqa sözlə termodinamik tarazlıq halı nizamlılığın minimal, nizamsızlığın maksimal olduğu haldır. Sistemin nizamlılığı nə qədər az olarsa (sistem nə qədər çox nizamsız olarsa) onun bu halının ehtimalı daha çox olur və əksinə sistemin halı nə qədər nizamlı olarsa, bu halın ehtimalı daha az olur. Beləliklə, alırıq ki, statistik anlamda entropiya sistemin halının xaotikliyinə (nizamsızlığının) ölçüsüdür - verilmiş makrohalı reallaşdıran mikrohalların sayı nə qədər çox olsa, entropiya da çox olur.

Entropiyanın sistemin nizamsızlıq ölçüsü olduğunu aşağıdakı misalda da görmək olar. İdeal qazın sonsuz kiçik izotermik genişlənmə prosesinə baxaq. Qaza elementar dQ istilik miqdarı verdikdə izotermik genişlənmənin qazın temperaturu, eləcə də daxili enerjisi dəyişməz qalır. Termodinamikanın I qanununa görə qazın gördüyü dA işi verilən istilik miqdarına dQ bərabər olmalıdır. Odur ki,

$$dQ = dA = PdV = \frac{\gamma RT}{V} dV \Rightarrow \frac{dV}{V} = \frac{dQ}{\gamma RT}$$

yazmaq olar. Qaz genişləndikdən sonra daha nizamsız olur: molekullar daha böyük həcmdə hərəkət edir və hərəkəti daha xaotik olur. $\frac{dV}{V}$ kəmiyyəti bu xaotikliyin artmasının ölçüsüdür və $\frac{dQ}{T}$ kəmiyyəti ilə düz mütənasibdir. (2.77) ifadəsinə əsasən $\frac{dQ}{T}$ kəmiyyəti dönmə proseslərdə entropiyanın dəyişməsinə təyin edir. Odur ki, bir daha entropiyanın sistemin nizamsızlıq ölçüsü olduğunu təsdiq etmək olar.

FƏSİL 2.3. REAL QAZLAR

2.3.1. Real qazlar üçün Van-der-Vaals tənliyi

Molekulyar-kinetik nəzəriyyədə daxil etdiyimiz ideal qaz modeli, yüksək temperatur və alçaq təzyiqlərdə seyrəlmiş real qazlar üçün istifadə oluna bilər. İdeal qazın hal tənliyində molekulların ölçüləri və onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi nəzərə alınmamışdır. Qazın təzyiqinin artması molekullar arasındakı orta məsafənin azalmasına gətirdiyindən, molekulların həcmnin və onlar arasındakı qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması zərurəti meydana çıxır.

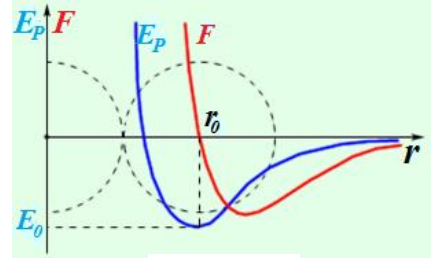
Normal şəraitdə qazın 1m^3 həcmində $\sim 2,7 \cdot 10^{25}$ sayda molekul olur və onların məxsusi həcmələrinin cəmi $\sim 10^{-4}\text{m}^3$ təşkil edir ki, bu qazın həcmi ilə müqayisədə cüzdür. Lakin 500MPa təzyiqdə molekulların məxsusi həcmələrinin cəmi qazın həcmnin yarısına bərabər olur.

Real qazları öyrənərkən, nəzərə almaq lazımdır ki, bu qazların xüsusiyyəti molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən asılıdır. Bu təsir isə molekullar arası məsafədən asılıdır və məsafə artdıqca kəskin azalır.

Bildiyimiz kimi atom və molekullar əks işarəli yükə malik zərrəciklərdən təşkil olunur. Bir molekulun elektronları ilə digərinin nüvəsi arasında cazibə qüvvəsi təsir göstərir. Eyni zamanda da molekulların həm elektronları, həm də nüvələri arasında itələmə qüvvələri mövcuddur.

Beləliklə, molekullar arasında həm itələmə, həm də cazibə qüvvələri mövcuddur və bu qüvvələr elektromaqnit təbiətlidir (Şəkil 1). Molekullar arasındakı məsafənin müəyyən qiymətində ($r = r_0$) itələmə və cəzibmə qüvvələri bir-birinə bərabər olur $F=0$. Molekullar arası məsafənin $r > r_0$ qiymətlərində molekullar arası qarşılıqlı təsirin yalnız cəzibmə xarakterli olduğunu söyləyə bilərik ($F < 0$). Molekulların bir-birinə yaxınlaşmaları zamanı itələmə qüvvəsi məsafədən asılı olaraq artır və məsafənin $r < r_0$ qiymətlərində daha kəskin artdığına görə qarşılıqlı təsirdə əsas rolunu itələmə qüvvəsi oynayır ($F > 0$). $r > 10^{-9}\text{m}$ məsafələrdə molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri demək olar ki, mövcud olmur ($F \rightarrow 0$).

Molekullararası qarşılıqlı qüvvələrin təsir etmədiyi məsafələrdə $r \rightarrow \infty$, qarşılıqlı təsirin potensial enerji sıfıra bərabər olur $E_p = 0$ (Şəkil 1). Molekulların tədricən yaxınlaşması ilə cazibə qüvvələri müsbət iş görür $\delta A = Fdr > 0$ və potensial enerji minimuma qədər azalır ($r = r_0$, $E_p = E_{pmin}$). $r < r_0$ olanda məsafə azaldıqca itələmə qüvvələri artır və mənfi iş görülür $\delta A = Fdr < 0$. Potensial enerji



Şəkil 1

isə kəskin şəkildə artır və müsbət olur. Potensial əyrisindən görünür ki tarazlıq halında iki molekuldan ibarət sistem minimal potensial enerjiyə malikdir.

Maddələrin müxtəlif aqrekat hallarında olması meyarı E_{min} və kT kəmiyyətlərinin arasındakı münasibətdir. E_{min} (molekulların qarşılıqlı təsirinin ən kiçik potensial enerjisi) tarazlıqda olan molekulları bir-birindən sonsuz uzaqlaşdırmaq üçün cazibə qüvvələrinə qarşı görülməli olan işi müəyyənləşdirir. kT - xaoitik (istilik) hərəkətdə olan molekulların bir sərbəstlik dərəcəsinə uyğun gələn enerjinin iki mislidir.

Əgər $E_{pmin} \ll kT$ olsa, onda maddə qaz halında olur. Molekulların intensiv istilik hərəkəti r_0 məsafəsinə yaxınlaşan molekulların birləşib dayanıqlı sistem əmələ gətirməsinə imkan vermir.

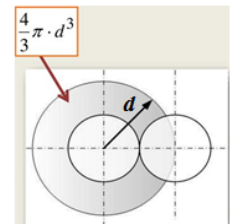
Əgər $E_{pmin} \gg kT$ olsa, onda maddə bərk halda olur, molekullar bir-birini cəzb edərək dayanıqlı sistem əmələ gətirir və onlar tarazlıq vəziyyəti ətrafında (r_0 məsafədə) rəqsi hərəkət icra edir.

Əgər $E_{pmin} \approx kT$ olsa, onda maddə maye halında olur və molekullar istilik hərəkətdə iştirak edərək bir-birindən r_0 - dan böyük məsafələrə uzaqlaşmırlar.

İdeal qaz üçün doğru olan Mendeleyev-Klapeyron tənliyini yüksək temperaturlarda və aşağı təzyiqlərdə real qazlara tətbiq etmək olar. Böyük təzyiqlərdə və aşağı temperaturlarda bu tənlikdən müəyyən kənara çıxmalar müşahidə olunur. Ona görə tənliyə müəyyən düzəlişlərin edilməsi zərurəti yaranır. İdeal qazdan fərqli olaraq real qazın hal tənliyində molekulların tutduqları həcmi və qaz molekulları arasında olan qarşılıqlı təsir qüvvəsini nəzərə almaq lazımdır.

Holland fiziki Y.Van-der-Vaals real qaz modeli olaraq bir-biri ilə cəzbəmə qarşılıqlı təsirdə olan mütləq bərk kürəciklər çoxluğu qəbul etmişdir. Bu modeldə itələmə qüvvələri kürəciklərin sonlu, dəyişməyən ölçüyə malik olmaları ilə nəzərə alınır. Real qazların hal tənliyi bu modelə əsasən qurulur.

1. **Molekulların həcmnin nəzərə alınması.** İdeal qaz molekulları nöqtəvi olduqları üçün onlar qabın həcmnin bütün nöqtələrində ola bilər. Lakin real qaz molekulları sonlu ölçüyə malik olduqlarından molekulların hərəkət edəcəyi sərbəst həcm məhdudlaşır; həcmnin bir hissəsi molekulların özləri tərəfindən tutulmuş olur. İtələmə qüvvəsinin mövcud olması hər bir molekulun tutduğu məxsusi həcmə digərlərinin daxil olmasına əks təsir göstərdiyindən, real qazlarda molekulun sərbəst hərəkətinə düşən faktiki həcm 1 mol üçün V_M deyil, $V_M - b$ olur, burada b -molekulların özlərinin tutduğu həcm olub, molekulların məxsusi həcmələrinin dörd mislinə bərabərdir. Məsələn, əgər qabda iki molekul varsa, onların hər birinin mərkəzi digərinə molekulun d diametrindən kiçik məsafə qədər



Şəkil 2

yaxınlaşa bilməz (Şəkil 2). Bu isə o deməkdir ki, hər iki molekulun mərkəzi d radiuslu sferik həcmə $\frac{4}{3}\pi d^3 = 8 \cdot \left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) = 8V_1$, yəni səkkiz molekul həcminə daxil ola bilmir (şəkildə tünd rənglə göstərilmişdir). Onda bir molekula düşən qadağan olunmuş həcm dörd molekul həcminə bərabərdir.

2. Molekullar arasındakı cazibə qüvvəsinin nəzərə alınması. Molekullar arasında cazibə qüvvəsinin mövcud olması, qaz daxilində əlavə təzyiqin yaranmasına gətirir ki, buna da *daxili təzyiq* deyilir.

Bu onunla əlaqədardır ki, qazın tutduğu həcm daxilində molekullar arasındakı cazibə orta hesabla tarazlaşdığı halda, «qaz-qabın divarı» sərhədində isə molekullara qaz tərəfdən təsir edən cazibə qüvvəsi kompensasiya olunmur. Nəticədə qaz istiqamətində əlavə təzyiq qüvvəsi yaranır. Real qaz molekulları arasındakı cəzətmə qarşılıqlı təsir qüvvəsi qazın əlavə sıxılmasına və buna uyğun əlavə daxili P_i təzyiqinin yaranmasına səbəb olur.

Sərhəddəki molekula təsir edən və daxili təzyiqi yaradan əvəzləyici qüvvə təsir sferasına düşən molekulların sayı n_v ilə mütənasib olmalıdır. Digər tərəfdən daxili təzyiqi yaradan qüvvə qabın divarının vahid səthinə düşən molekulların sayı n_s ilə də mütənasibdir.

Nəzərə alsaq ki, n_v və n_s hər ikisi qazın konsentrasiyasından asılıdır, əlavə daxili təzyiq üçün

$$P_i \sim n_v n_s \sim n^2 \sim \frac{N^2}{V^2}$$

yazmaq olar. Burada, N -qabın V həcmindəki hissəciklərin tam sayıdır. Əgər qabda bir mol qaz varsa, onda $V=V_M$ və

$$P_i = \frac{a}{V_M^2}$$

burada a - qazın növündən asılı olan sabit kəmiyyətdir.

Bu əlavələri nəzərə alsaq, 1 mol qaz üçün

$$(P + P_i)(V_M - b) = RT$$

yaxud

$$\left(P + \frac{a}{V_M^2}\right)(V_M - b) = RT \quad (1)$$

yaza bilərik.

a və b sabitləri verilmiş qaz üçün təcrübədən təyin olunur. (1) ifadəsi bir mol qaz üçün yazılmış *Van-der-Vaals tənliyidir*. $V_M = \frac{V}{\nu}$ və $\nu = \frac{m}{M}$ olduğunu nəzərə alıb ixtiyari qaz kütləsi üçün Van-der-Vaals tənliyini

$$\left(P + \frac{av^2}{V^2} \right) \left(\frac{V}{\nu} - b \right) = RT$$

$$\left(P + \frac{av^2}{V^2} \right) (V - \nu b) = \nu RT$$

(2)

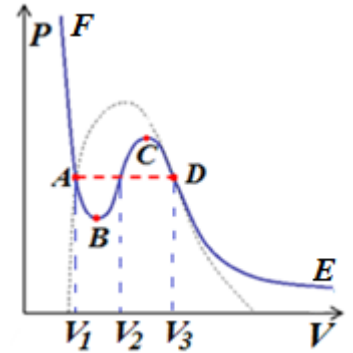
şəklində alırıq.

2.3.2. Van-der-Vaals izotermələri

Real qazın xüsusiyyətlərini öyrənmək üçün Van-der-Vaals izotermələri – sabit temperaturda qazın P təzyiqinin V həcmindən asılılığını araşdıraraq. Qazın 1 mol-u üçün sadə çevirmələr apararaq Van-der-Vaals tənliyini

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P} \right) V^2 + \frac{a}{P} V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (1)$$

şəklində yazmaq olar. (1) tənliyi P və T –nin verilmiş qiymətlərində V -yə nəzərən üçüncü dərəcəli tənlikdir. Odur ki, bu tənlik ya üç həqiqi kökə, ya da bir həqiqi, iki xəyali kökə malik olur. Təbii ki, ancaq həqiqi köklər fiziki mənaya malikdir. Ona görə də birinci hala aşağı temperaturdakı izotermələri, ikinci hala isə yuxarı temperaturdakı izotermələri uyğun gəlir. Müəyyən T_b böhran temperaturunda əyridə yalnız bir əyilmə nöqtəsi olur. Bu izoterm böhran izotermi adlanır, B əyilmə nöqtəsinə isə böhran nöqtəsi deyilir. Bu nöqtəyə uyğun təzyiq və həcm, müvafiq olaraq böhran həcmi V_b və böhran təzyiqi P_b adlanır. Maddənin böhran parametrləri ilə xarakterizə olunan halı *böhran halı* adlanır.



Şəkil 1

$T < T_b$ halı üçün izotermi ayrı-ayrı hissələrinə diqqət yetirək (Şəkil 1). Qrafikin $O - A - B$ və $C - D - E$

hissələrində həcm artdıqca təzyiq azalır ki, bu da təbii haldır. $B - C$ hissədə isə maddənin sıxılması təzyiqin də azalmasına uyğundur; praktika göstərir ki, belə hal təbiətdə reallaşmır. Qrafikdə $B - C$ hissəsinin olması onu göstərir ki, həcmi aramsız dəyişməsi şəraitində maddə həmişə bircins olaraq qala bilməz; müəyyən anda onun

halının sıçrayışla dəyişməsi baş verir və o iki fazalı hala keçir. Beləliklə də, real qazlarda aparılan təcrübələrdə alınan izoterm əyrisi $O - A - D - E$ şəklində sınıq əyridən ibarət olur və nəzəri Van-der-Vaals əyrisindən müəyyən qədər fərqlənir. Burada əyrinin $D - E$ hissəsi maddənin qaz, $O - A$ hissəsi isə maye halını təsvir edir. Əyrinin $A - D$ hissəsində isə maddənin qaz və maye fazalarının tarazlığı müşahidə olunur. Müəyyən şəraitdə əyrinin $A - B$ və $C - D$ hissələrinə uyğun halları müşahidə etmək mümkündür. Dayanıqsız olan bu hallar *metastabil hallar* adlanır, əyrinin $A - B$ hissə ifrat qızmış maye, $C - D$ hissəsi isə *ifrat qızmış buxar* halına uyğundur.

Böhran halında (1) tənliyinin hər üç kökü bir- birinə bərabər olur və tənliyi

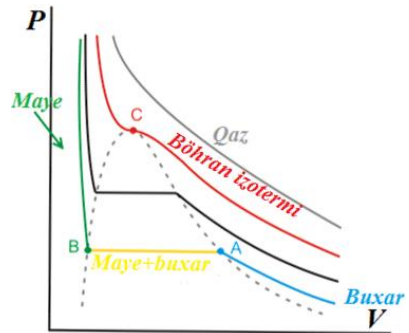
$$(V - V_b)^3 = V^3 - 3V_b V^2 + 3V_b^2 V - V_b^3 = 0 \quad (2)$$

kimi ifadə etmək olar. (2.87) və (2.88) tənliklərdə V -nin əmsallarının bərabərliyi şərtindən böhran parametrləri üçün

$$V_b = 3b, \quad P_b = \frac{a}{27b^2}, \quad T_b = \frac{8a}{27Rb} \quad (3)$$

ifadələr alınır.

Real qaz izotermələrinin üfqi hissələrinin kənar nöqtələrini səlis xətlə birləşdirsək maddənin iki fazalı oblastını hədudlandıran təpəyəbənzər əyri alırıq. (Şəkil 2). Bu əyri və böhran izotermi P , V diaqramını üç hissəyə ayırır: əyrinin altında iki fazalı sistem (maye və doymuş buxar), onun solunda maye halı, sağında isə buxar halı. Öz mayesi dinamik tarazlıqda olan qaz *doymuş buxar* adlanır.



Şəkil 2 ilə

İzotermik sıxılma nəticəsində buxar mayeyə çevrilir. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturda qaz heç bir təzyiq altında mayeyə çevrilə bilməz. Böhran nöqtəsində maye ilə buxar arasındakı fərq itir.

2.3.3. Real qazın daxili enerjisi

Sistemin daxili enerjisi onun təşkil olunduğu hissəciklərin kinetik və potensial enerjilərinin cəmindən ibarətdir. Bir biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan ideal qazın molekulları yalnız kinetik enerjiyə malik olur. Ona görə də ideal qazın daxili enerjisi qazın təzyiqi və həcmindən asılı olmur. Real qazlarda isə molekullar arasında qarşılıqlı təsir mövcud olduğundan onların daxili enerjisi molekulların hərəkətinin kinetik və qarşılıqlı təsirinin potensial enerjilərinin cəmindən ibarətdir:

$$U = E_K + E_P$$

Real qazın kinetik enerjisi ideal qazda olduğu kimi təyin edilir və bir mol qaz üçün $C_V T$ –yə bərabərdir. Real qazın potensial enerjisi yalnız molekullar arası cazibə

qüvvələri nəticəsində meydana çıxır. Bu cazibə qüvvələri qazda daxili təzyiq yaradır. Molekullar arasındakı cazibə nəticəsində yaranan təzyiq

$$P_i = \frac{a}{V^2}$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Molekullar arasındakı cazibəni dəf etmək üçün görülən iş qazın potensial enerjisinin artmasına sərf olunur.

$$dE_p = dA = P_i dV = \frac{a}{V^2} dV$$

Qazın potensial enerjisi isə molekulları sonsuz böyük məsafəyə uzaqlaşdırmaq (bu halda molekullar arasındakı cazibə yoxdur) üçün onlar arasındakı cazibə qüvvələrinə qarşı görülən işə bərabərdir. Onda,

1mol qazın potensial enerjisi üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$E_p = \int_{\infty}^V \frac{a}{V^2} dV = -\frac{a}{V}$$

Beləliklə, real qazın daxili enerjisi üçün

$$U = C_V T - \frac{a}{V}$$

ifadəsini alırıq.

Deməli, real qazların daxili enerjisi, həm temperaturdan və həm də qazın həcmindən asılıdır.

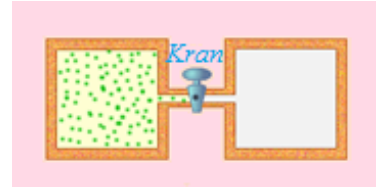
Fərz edək ki, real qaz adiabatik olaraq ($dQ = 0$) iş görmədən (qaz vakuuma genişlənir, $\delta A = 0$) V_1 həcmdən V_2 həcmə qədər genişlənir (Şəkil 1). Bu halda qazın daxili enerjisi dəyişməz qalır:

$$U_1 = C_V T_1 - \frac{a}{V_1} = U_2 = C_V T_2 - \frac{a}{V_2}$$

Bu ifadədən qazın temperaturunun dəyişməsi üçün alırıq:

$$T_2 - T_1 = \Delta T = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right)$$

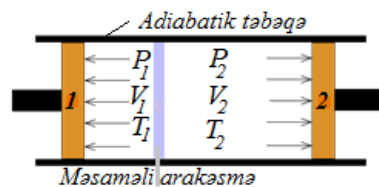
Göründüyü kimi, əgər $V_2 > V_1$ olarsa, qaz soyuyur $\Delta T < 0$. Bu soyuma qaz genişləndəndə daxili enerjinin kinetik və potensial enerjilər arasında yenidən paylanması nəticəsində baş verir: qazın potensial enerjisi artır, kinetik enerjisi isə azalır. Əgər $V_1 > V_2$ olarsa qaz qızır $\Delta T > 0$. Bu zaman qazın potensial enerjisi azalır, kinetik enerjisi isə artır.



Şəkil 1

2.3.4.Coul –Tomson effekti

Məlumdur ki, ideal qaz adiabatik genişləndikdə görülən iş daxili enerjinin hesabına baş verir və qaz soyuyur. Real qazın adiabatik genişlənməsi zamanı işin görülməsi nəticəsində qazın temperaturunun dəyişməsi D.Coul və U.Tomson tərəfindən öyrənilmişdir. Şəkil 1- də onların apardığı təcrübəsinin sxemi verilmişdir. İstilik izləsi edilmiş boru daxilində məsaməli arakəsmə yerləşdirilmişdir. Məsaməli arakəsmənin sağ və sol tərəfində sürtünməsiz hərəkət edən porşenlər qoyulmuşdur və



Şəkil 1 qazın

ilkin təzyiqi sabit saxlanılır. Adətən $P_1 > P_2$ və $V_2 > V_1$ şərti ödənilir. Beləliklə qaz yüksək təzyiqli P_1 oblastından aşağı təzyiqli P_2 oblastına keçirilir. Bu cür adiabatik drossellənmədə temperatur fərqi alınır $T_1 \neq T_2$.



Real qazın adiabatik genişlənməsi zamanı onun temperaturunun dəyişməsi (adiabatik drossellənmə) Coul-Tomson effekti adlanır.

Otaq temperaturunda ($T \sim 300\text{K}$) hidrogen və heliumdan başqa bütün qazların məsaməli arakəsməni keçdikdə soyuması müşahidə olunur. Temperaturun dəyişməsinin fiziki səbəbi molekullar arasındakı qarşılıqlı təsirin olmasıdır. Təbii ki, bu proses yalnız molekullar arasında qarşılıqlı təsirin olduğu real qazlarda müşahidə olunur.

Beləliklə, giriş və çıxışda qazın temperatur fərqi $\Delta T = T_2 - T_1$ alınır. Əgər $\Delta T < 0$ olarsa Coul – Tomson effekti müsbət, $\Delta T > 0$ olarsa Coul – Tomson effekti mənfi adlanır.

Coul – Tomson effektinin müsbət və ya mənfi işarəli olması Van-der-Vaals tənliyindəki a və b düzəlişlərinin nisbi rolundan asılıdır. Əgər qazın məxsusi həcmi nəzərə almayıb ($b=0$), yalnız molekulların qarşılıqlı təsirini nəzərə almaq olarsa ($a \neq 0$) qaz soyuyur. Əks halda ($b \neq 0$), ($a=0$) molekullar arasındakı itələmə qüvvələri daha əhəmiyyətli rol oynayır və qaz qızır.

Qeyd etmək lazımdır ki, müsbət və mənfi Coul-Tomson effektinin alınması qazın növündən və parametrlərindən (temperaturundan və təzyiqindən) asılıdır. Elə bir temperatur mövcuddur ki, Coul-Tomson effekti işarəsini dəyişir. Bu temperatura *inversiya temperaturu* deyilir.

Qazın soyuması kifayət qədər böyük ola bilər. Məsələn, hava otaq temperaturunda 200atm -dən 1atm -ə qədər genişləndə 40 dərəcə soyuyur. Odur ki, bu effektdən qazları mayeləşdirmək üçün geniş istifadə edilir.

FƏSİL 2.4. KONDENSƏ OLUNMUŞ HALLAR**2.4.1. Mayelərdə molekulyar hadisələr**

Maddənin maye halı qaz və bərk aqreqat halları arasında aralıq mövqe tutur. Onlar qazlar kimi ixtiyari formanı alsalar da, bərk cisimlər kimi həcmələrini saxlayırlar. Müəyyən şəraitdə qaz mayeyə çevrilir, böhran halında maye ilə qaz arasındakı fərq itir. Bir çox hallarda maye halını sıxılmış Van-der-Vaals qazı ilə ekvivalent qəbul edirlər. Mayelərin real qazlara oxşar qəbul edilməsinə səbəb kimi, mayenin qazlar kimi axması, temperaturun artması ilə səthi gərilmənin, buxarlanma istiliyinin azalması, qaynama zamanı maye və doymuş buxarın sıxlıqlarının yaxınlaşmasını göstərmək olar.

Maye molekulları arasındakı məsafə bərk cismin quruluş elementləri arasındakı məsafəyə yaxın olur. Mayenin axıcılığı bərk cismin plastik deformasiyası kimidir, mayelər də bərk cisimlər kimi elastikliyə malikdirlər. Maye molekullarının da düzülüşündə kiçik məsafələrdə müəyyən nizamlılıq müşahidə olunur. Mayelərdəki nizamlılıq yaxın düzülüş, kristallarda isə uzaq düzülüş adlanır. Bu faktlar isə mayenin bərk cismə yaxın olduğunu göstərir.

Mayelərin əsas xassələrinə nəzər yetirək:

1. **Mayelərin molekulları bir-birindən 2.3.1 yarım fəsilində şəkil 1-də təsvir olunan r_0 tarazlıq məsafəsində yerləşdiyindən güclü qarşılıqlı təsirdədirlər. Qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi U_{min} müxtəlif mayelər üçün fərqləndiyindən, mayelərin ümumi nəzəriyyəsini qurmaq çox çətindir.**

2. **Mayelər kiçik sıxılma qabiliyyətinə malik olurlar.** Təzyiqin ΔP qədər artmasında həcmə kiçik dəyişməsi və molekullar arasında güclü itələmə qüvvələri əmələ gəlir. Buna görə izotermik sıxılma əmsalı

$$k = - \frac{\Delta V / V}{\Delta P}$$

mayelər üçün $10^{-9} \div 10^{10} Pa^{-1}$ kimi çox kiçik qiymətə malik olur.

3. **Temperaturun artması ilə də həcmə dəyişməsi cüzi olur.** Mayelərdə həcmi genişlənmə əmsalı

$$\beta = \frac{\Delta V / V}{\Delta T} \sim 10^{-4} K^{-1}$$

kimi qazlara nisbətən xeyli kiçik qiymətə malik olduğundan, görülən iş üçün $P\Delta V \ll R\Delta T$ şərti ödənilir və mayelər üçün istilik tutumları C_p və C_v demək olar ki, bir-birinə bərabər olur.

4. **Qızdırılma zamanı mayenin sıxlığının dəyişməsi**

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha t)$$

qanunu ilə baş verir. Burada α –genişlənməni təyin edən əmsəlidir, $t = \frac{1}{\alpha}$ olduqda $\rho = 0$ olur. Lakin bu şərti ödəyən temperaturdan xeyli aşağı temperaturlarda maye buxara (qaza) çevrilir.

Maye molekulları arasında məsafə $r_0 - 0$ a bərabər olduğundan, onlar arasında qarşılıqlı təsir enerjisi 2.3.1 yarımfəsilində şəkil 1-də təsvir olunmuş E_{min} kəmiyyətinə bərabər olur. Belə vəziyyətdə olan maye molekulları tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edirlər. Rəqsin amplitudu bəzən elə böyük olur ki, onlar öz yerlərindən yeni mövqelərə sıçrayırlar. Temperaturun artması ilə rəqs amplitudu artır və qonşu mövqelərə sıçrayışların intensivliyi artır. Molekullar arasında məsafə artdığından mayenin həcmi artır. Bu hadisə *həcmi genişlənmə* adlanır.

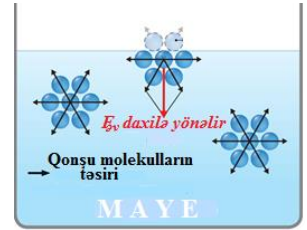
Maye molekullarının kip yerləşdiyi halda onun ətrafında 12 qonşu molekul olur. Bu səbəbdən maye daxilindəki molekulun potensial enerjisi

$$U_m = 12|E_{min}|(1)$$

təşkil edir. Molekullar arasında məsafə artdıqda qarşılıqlı təsir qüvvəsi sürətlə azaldığından ikinci sıra qonşuların təsirini nəzərdən atmaq mümkündür.

2.4.2. Mayelərdə səthi gərilmə

Maye molekullarını şərti olaraq mayenin daxilində və səthində yerləşən molekullar kimi iki qrupa ayırmaq olar. Daxildə olan molekul əhatəsində olduğu qonşu molekullar tərəfindən molekul təsir edən qüvvələr bir birini tarazlaşdırır və deməli, əvəzləyici qüvvə sıfır bərabər olur (Şəkil 1). Səthdə götürülmüş molekul göstərilən təsirlər bütün istiqamətlərdə eyni deyildir. Molekulyar təsir sferasının üst hissəsində olan molekulların sayı alt hissəsində olan maye molekullarının sayından çox azdır. Bunun nəticəsində səthdə olan molekullara təsir edən əvəzləyici qüvvə sıfır bərabər olmur və maye daxilinə yönəlib. Beləliklə, səthə yaxın olan hər bir molekul maye daxilinə dartılır. Maye səthində olan bütün molekullara təsir edən əvəzləyici qüvvələr ümumi olaraq maye daxilinə yönəlib və birlikdə mayenin səthi gərilmə qüvvəsini təşkil edir. Bunun hesabına mayelərdə səthi gərilmə qüvvəsi meydana çıxır.



Şəkil 1

Daxildə olan molekulun mayenin səthinə çıxması üçün bu qüvvəyə qarşı iş görülməlidir. Bu iş səthdəki molekulların potensial enerjisinin artmasına sərf olunur. Maye səthində olan molekulların potensial enerjisi daxiləki molekulların potensial enerjisindən çoxdur. Enerjinin minimumluq prinsipinə uyğun olaraq sistemin

dayanıqlı tarazlıqda olması üçün onun enerjisi minimum olmalıdır. Mayenin enerjisinin minimum olması üçün onun səthindəki molekulaların sayı minimum olmalıdır. Səthdəki molekulaların sayı isə səthin sahəsi ilə mütənasibdir. Bu səbəbdən maye elə forma almağa çalışır ki, onun səthinin sahəsi minimum olsun.



Eyni həcmə malik olan məlum həndəsi fiqurlardan səthinin sahəsi ən kiçik olan sferadır. Ona görə də, mayələr sərbəst halda kürə formasını almağa çalışırlar. Deməli, xarici qüvvələr təsir etmədikdə bütün mayələr kürə formasını almalıdırlar. Bu hadisə **səthi gərilmə** adlanır. Doğrudan da qabda olan mayenin içərisinə sıxlığı onunla eyni olan və ona qarışmayan başqa maye damcısı salsaq, damcı mayenin daxilində kürə formasını alacaqdır.

Onu belə forma almağa məcbur edən səth enerjisinin daxiləki enerjidən böyük olması nəticəsində yaranan səthi gərilmədir. Mayenin səthində olan molekulara təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisini mayenin səthinə toxunan və şaquli istiqamətdə yönələn qüvvələrin cəmi kimi göstərmək olar. Şaquli istiqamətdə yönələn qüvvə yuxarıda qeyd edildiyi kimi molekulu mayenin daxilinə çəkən qüvvədir. Üfüqi müstəvidə yerləşən, daha doğrusu mayenin səthinə toxunan istiqamətdə olan qüvvə mayenin səthini sıxmağa, azaltmağa çalışır. Səthi sıxmağa çalışan bu qüvvə **səthi gərilmə qüvvəsi** adlanır. Bu qüvvə mayenin səthinə toxunan istiqamətdə yönəlir və təsir etdiyi maye hissəsinin konturuna perpendikulyar olur. Təcrübə göstərir ki, bu qüvvənin ədədi qiyməti maye səthinin perimetrinin uzunluğu (l) ilə düz mütənasibdir və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$F_{sg} = \sigma l$$

Burada σ — mütənasiblik əmsalı olub, **səthi gərilmə əmsalı** adlanır, mayenin növündən və temperaturundan asılıdır. *Səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətə səthin vahid uzunluğuna düşən qüvvəyə bərabərdir.*

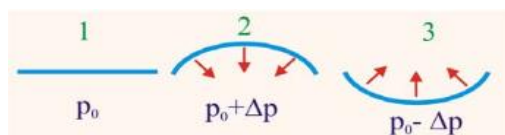
Yuxarıda qeyd edildi ki, maye molekulu mayenin daxilindən səthinə çıxdıqda müəyyən iş görülür. Səthə çıxan molekulalar səthin sahəsini artırır. Bu artımı $d\bar{S}$ — ilə işarə etsək görülən işi aşağıdakı düsturla hesablamaq olar:

$$dA = -\sigma d\bar{S}$$

Burada mənfi işarəsi səthin sahəsini artırmaq üçün iş görmək lazım gəldiyini göstərir. Bu iş molekulun potensial enerjisinin artmasına sərf olunur. Molekulaların potensial enerjilərinin cəmi səthin potensial enerjisini əmələ gətirir. Bu enerji mayenin **səth enerjisi** adlanır və F_S — ilə işarə olunur. Aydındır ki, bu enerji əks işarə ilə, səthə qaldırılmış bütün molekulalar üzərində görülən işə bərabər olmalıdır:

$$F_S = -dA = \sigma d\bar{S}$$

Buradan görünür ki, səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətcə səthin sahəsini $1m^2$ artırıqda görülən işə və ya səth enerjisinin artımına bərabər olan kəmiyyətdir. Səth enerjisi mayenin sərbəst enerjisinin tərkib hissəsidir. Ona görə də səth enerjisinin dəyişməsi mayenin sərbəst enerjisinin dəyişməsinə səbəb olur.



Şəkil 1

Prinsipcə, makroskopik mexaniki sistemin tam enerjisini bütövlükdə işə çevirmək olsa da molekulyar fizikada məsələ fərqli xarakter alır. Burada sistemin daxili enerjisinin yalnız bir qismini işə çevirmək mümkündür (məsələn, izotermik proses zamanı). Sistemin daxili enerjisinin mexaniki işə çevrilə bilməyən hissəsi **bağlı enerji**, tam enerjinin qalan hissəsi, yəni mexaniki işə çevrilə bilən hissəsi **sərbəst enerji** adlanır.

Sistem həmişə elə vəziyyət almağa çalışır ki, onun sərbəst enerjisi minimum olsun. Ona görə də maye öz səthini azaltmağa çalışır. Kənar qüvvələr təsir etməyən maye həcmi həmişə kürə formasında olur. Məsələn, çəkisizlik halında damcı kürə şəklini alır.

Mayeyə başqa maddələr qatdıqda səthi gərilmə əmsalı dəyişir. Sabunlu suyun səthi gərilmə əmsalı təmiz suyunkundan az, duzlu suyunku isə çox olur. Əgər mayenin öz molekulları arasındakı ilişmə qüvvəsi maye molekulu ilə orada həll olmuş maddə molekulları arasındakı ilişmə qüvvəsindən çox olarsa, həmin maddənin molekulları mayenin səthinə çıxırlar; onların səthdə konsentrasiyası mayenin daxilindəki konsentrasiyadan çox olur. Bu hadisə **adsorbsiya** adlanır. Deməli adsorbsiya hadisəsi də sərbəst enerjinin minimum olması ilə izah olunur. Səthdə müxtəlif molekulların konsentrasiyası onların mayenin həcmindəki konsentrasiyasından fərqlənir.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsaslarından məlumdur ki, ixtiyari molekullar arasında qarşılıqlı təsir mövcuddur. Odur ki, qabda olan mayenin öz molekulları və maye molekulları ilə qabın molekulları arasında qarşılıqlı təsir olacaqdır.



Mayenin öz molekulları arasındakı cəzbətmə qüvvəsi maye molekulu ilə qabın molekulu arasındakı cəzbətmə qüvvəsindən kiçik olarsa belə maye **isladan**, əksinə olarsa – **islatmayan** maye adlanır. Belə mayelərin sərbəst səthləri əyilir. Əyilmiş maye səthi **menisk** adlanır. İsladan mayenin səthi çökük, islatmayan mayenin səthi qabarıq menisk olur.

2.4.3. Mayenin əyri səth altında təzyiqi

Şəkil 1-də maye səthinin üç xarakterik növü təsvir olunmuşdur. Maye səthi müstəvi formada olduqda səthə yaxın maye daxilində yalnız xarici P_0 təzyiq, məsələn atmosfer təzyiqi olacaqdır. Maye səthi əyri formaya malik olduqda isə, ətraf mühitlə sərhəd səthinin minimumlaşdırmağa cəhd göstərməsi əlavə ΔP təzyiqin yaranmasına gətirir. Qabarıq səth halında əlavə təzyiq xarici təzyiqlə toplanılır ($P_0 + \Delta P$), çökük səthdə isə əlavə təzyiq xarici təzyiqdən çıxılır.

Əlavə təzyiqin yaranması maye səthi təbəqəsinin, səthi gərilmə effekti nəticəsində yaranan, özünəməxsus xüsusiyyətləri ilə əlaqədardır. Sferik şəkildə olan maye damcısını iki simmetrik yarımsferaya ayırmaqla əyri səth altında yaranan əlavə təzyiqi asanlıqla hesablamaq olur (Şəkil 2).

Səthi gərilmə qüvvəsinin təsiri nəticəsində yarımsferalar bir birlərini

$$F = \sigma l$$

qüvvəsi ilə cəzb edəcəklər. Burada σ –səthi gərilmə əmsalı, $l = 2\pi R$ –toxunan konturların uzunluğudur. Baxılan modeldə səthi gərilmə qüvvəsi dairənin $S = \pi R^2$ sahəsində paylanır. Bu qüvvənin yaratdığı əlavə təzyiq

$$\Delta P = \frac{F}{S} = \frac{\sigma 2\pi R}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R} \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin olacaqdır.

Həndəsədə səthin əyriliyi xüsusi kəmiyyətlə, H –səth əyriliyi adlanan kəmiyyətlə xarakterizə etmək qəbul olunmuşdur. Xüsusi halda, sfera üçün bu kəmiyyət sabitdir,

$$H = \frac{1}{R}.$$

Bu halda səthin əyriliyi nəticəsində yaranan əlavə təzyiq

$$\Delta P = 2H\sigma \quad (2)$$

olur.

Şəkil 3-də təsvir olunmuş yəhərvari formada səthin əyriliyi

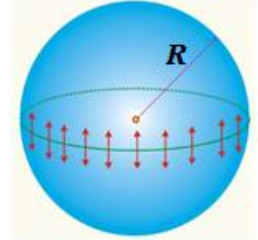
$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3)$$

düsturu ilə təyin olunur. Göstərmək olar ki, ixtiyari formaya

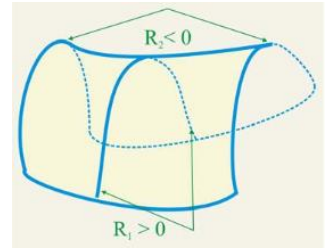
malik səthin əyriliyi (1) ifadəsi ilə hesablanır. Burada R_1 və R_2 əyri səthin ixtiyari iki perpendikulyar kəsiklərinin əyrilik radiuslarıdır.

Laplas ixtiyari səth altında yaranan əlavə təzyiq (2) düsturunun doğru olduğunu sübut etmişdir. Əgər maye səthinin əyriliyinin xarakteristikası olan H –in (3) ifadəsini nəzərə alsaq əyri səth altında yaranan əlavə təzyiq üçün

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4)$$



Şəkil 2



Şəkil 3

ifadəsini alırıq. Bu düstur *Lanlas düsturu* adlanır və ixtiyari əyri formalı səthin altında yaranan əlavə təzyiqi ifadə edir. Qabarıq səth üçün əyrilik mərkəzi mayenin daxilində olur və radius müsbət, çökük səth üçün əyrilik radiusu mənfi qəbul olunur. Laplas düsturundan görüldüyü kimi səth müstəvi olduqda $R_1 = R_2 = \infty, H = 0, \Delta P = 0$ olur və bu halda əlavə təzyiq yaranmır.

Əgər mayenin sərbəst səthi sferik seqment formasında olarsa $R_1 = R_2 = R$ olduğundan ($H = \frac{1}{R}$) Laplas düsturundan (2) ifadəsi xüsusi hal kimi alınır. Sferik sabun qabarcığı həm daxilə, həm də xaricə sabun pərdəsi ilə örtülür (adsorbsiya hadisəsinə görə sabun molekulaları suyun səthinə çıxır), bu pərdələrin arasında isə su təbəqəsi olur. Ona görə də onun daxilindəki təzyiq bir sferik səth altındakı təzyiqdən iki dəfə çox, yəni

$$\Delta P = \frac{4\sigma}{R}$$

olur.

Silindirik formalı əyri səthlər üçün $R_1 = R, R_2 = \infty$ olduğundan, səthin əyriliyi $H = \frac{1}{2R}$ olur və bu halda yaranan əlavə təzyiq

$$\Delta P = \frac{\sigma}{R}$$

düsturu ilə təyin olunur.

Əyri səth altında yaranan təzyiq mayelərdə faza çevrilmələrinə, qaynamaya baxılarkən xüsusi əhəmiyyət daşıyır. Qaynama zamanı hava buxar boşluqlarının əmələ gəlməsi və kondensasiya zamanı damlalar bir qayda olaraq metastabil vəziyyətdə olan maye və qazlarda baş verir.

2.4.4. Kapilyarlıq hadisəsi

Mayelər üçün xarakterik olan səthi gərilmə effekti bir sıra maraqlı səth hadisələrinin yaranmasına səbəb olur. İslatma, əyri səth altında əlavə təzyiqin yaranması, kapilyarlıq və s. belə hadisələrdəndir.



Mayenin səthi qabın divarına yaxın yerdə əyilir. Divarları bir-birinə yaxın yerləşən qabda mayenin əyilmiş səthi müşahidə olunur. Mayenin əyri formaya malik sərbəst səthi *menisk* adlanır. Kiçik radiuslu borularda menisk sfera, bir-birinə çox yaxın yerləşdirilmiş paralel müstəvilərdə isə silindrik formada olur. Belə borular *kapilliyar borular* adlanır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsaslarından məlumdur ki, ixtiyari molekulalar arasında qarşılıqlı təsir mövcuddur. Molekulyar qarşılıqlı təsir qüvvələri həm maye molekulaları arasında, həm də ki maye molekulaları ilə bərk cisim

molekulları arasında mövcud ola bilər. Qabda olan mayenin öz molekulları və maye molekulları ilə qabın molekulları arasında qarşılıqlı təsir olacaqdır.

Maye bərk cismə toxunduqda onun sərbəst səthi, maye molekullarının öz arasında və maye molekulları ilə bərk cisim molekulları arasındakı qarşılıqlı təsirin xarakterindən asılı olaraq əyilir. Mayenin öz molekulları arasındakı cəzətmə qüvvəsi maye molekulu ilə qabın molekulu arasındakı cəzətmə qüvvəsindən kiçik olarsa belə maye **isladan**, əksinə olarsa – **islatmayan** maye adlanır.

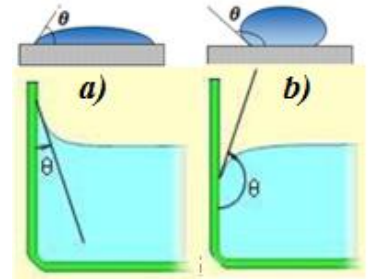


İslatma hadisəsinin ölçüsü kimi kənar bucaq anlayışından istifadə olunur.

İsladılan səth ilə maye səthinə çəkilən toxunan arasında qalan bucağa kənar bucağı və ya islatma bucağı deyilir. İsladan maye üçün kənar bucağı itidir bucaq olur $0 < \theta < 90^\circ$ (Şəkil 1, a). θ nə qədər kiçik olsa bir o qədər güclü islatma yaranır. Kənar bucağın sıfıra bərabər olduğu hal **tam islatma** və ya **ideal islatma** adlanır. İdeal islatmada maye damcısı bərk cisim səthini tam örtənə kimi və ya monomolekulyar təbəqə yaranana kimi yayılır.

Kənar bucağı $180^\circ > \theta > 90^\circ$ şərtini ödədikdə maye bərk cisim səthini islatmır (Şəkil 1, b). θ bucağı qədər böyük olarsa islatmama bir o qədər güclü olar, $\theta = 180^\circ$ halı **tam islatmama** adlanır.

Qaba isladan maye töküldükdə mayenin səthi çökük (şəkil 1, a), islatmayan maye töküldükdə isə səthi qabarıq (şəkil 1, b) menisk olur. Kənar bucaq sıfır olduqda maye cismi tam isladan, açıq bucaq olduqda isə maye cismi tam islatmayan adlanır.

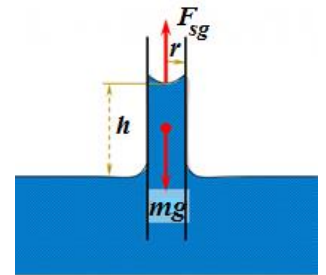


Şəkil 1

İslatma və islatmama nisbi anlayışlardır, bir bərk səthi isladan maye başqa bir səth üçün islatmaya bilir. Belə ki, şüşəni isladan su parafini islatmır, cıvə şüşəni islatmadığı halda təmiz metal səthləri isladır.

Geniş qabdan və kapilliar borudan ibarət birləşmiş qablara baxaq.

Təcrübələr göstərir ki, kapilliar boruda maye səviyyəsi geniş qabdakı səviyyədən fərqli olur. İsladan maye kapilliar boruda yuxarı qalxır, islatmayan mayədə isə əksinə ümumi səviyyədən aşağı olur. Buna səbəb səthi gərilmə qüvvəsinin təsiri nəticəsində əyri səth altında əlavə təzyiqin yaranmasıdır. İsladan mayenin çökük səth altında bu təzyiq müstəvi səth altındakı təzyiqi azaldır. Təzyiqlər fərqlərinin hesabına isladan maye kapilliar boruda müəyyən h



Şəkil 2

hündürlüyü qədər yuxarı qalxır (şəkil 2). Bu qalxma hidrostatik təzyiq Laplas təzyiqinə bərabərləşənə kimi davam edir. Bu təzyiqlərin bərabərliyi şərtindən

$$\Delta P = \rho gh \quad (1)$$

kapilliyar boruda mayenin qalxma hündürlüyünü təyin etmək olar. Radiusu r olan silindrik formalı kapilliyar boruda menisk sfera olduğundan əyri səth altında yaranan əlavə təzyiq

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{r}$$

olur. Bu əlavə təzyiqi (1) nəzərə alsaq kapilliyar boruda mayenin qalxma hündürlüyü üçün

$$h = \frac{2\sigma}{\rho gr}$$

alırıq. Bu düstur **Jüren düsturu** adlanır. Mayenin kapilliyar boruda qalxma hündürlüyü mayenin səthi gərilmə əmsalı ilə düz, onun sıxlığı və kapilliyarın radiusu ilə tərs mütənəsibdir. Bu asılılıqdan istifadə edərək təcrübi üsulla mayenin səthi gərilmə əmsalını təyin etmək olar. Bunun üçün kapilliyar borunun radiusunu və mayenin boruda qalxma hündürlüyünü ölçmək lazımdır.

Əgər maye kapilliyar borunu islatmırsa, onda ayrilik mərkəzi mayenin içərisinə düşən qabarıq menisk yaranar. Bu halda əlavə Laplas təzyiqi yuxarıya doğru yönəlir. Kapilyar boruda mayenin səviyyəsi geniş qabdakı səviyyədən aşağı düşür.

Kapilliyarlığın təbiətdə rolu böyükdür. Torpaq qatlarında rütubətin ötürülməsi, bitkilərdə torpaqdakı qida maddələrinin mənimsənilməsi, gövdə və budaqlara ötürülməsi, orqanizmdə qanın kapilliyar damarlarla verilməsi kapilliyarlıq hadisəsi ilə bağlıdır.

2.4.5. Bərk cisimlər. Kristal cisimlərin növləri

Maddənin mövcud olduğu qaz, maye və bərk halların mikroquruluşu və istilik hərəkəti fərqli xarakterlərə malikdir. Bərk hal daha aşağı temperaturda termodinamik tarazılıqda olur. Ona görə də bərk cisimlər ən aşağı daxili enerjiyə malik olur. Onlarda quruluş elementləri arasında elə güclü qarşılıqlı təsir meydana gəlir ki, artıq atomların, molekulaların və ionların istilik hərəkəti rol oynaya bilmir. Başqa sözlə, bu zərrəciklərin rabitə enerjisi onların istilik hərəkətinin kinetik enerjisindən xeyli böyük olur. Zərrəciklərin bir-birinə nəzərən dayanıqlı tarazılıqda yerləşməsi onlar minimal daxili enerji əldə etdikdə mümkün olur. Belə sistemdə tarazılıq şərti müəyyən fəza oblastında ödənilirsə, onda digər fəza oblastında da onlar ödəniləcəkdir və atomların yerdəyişməsində müəyyən periodiklik özünü göstərəcəkdir. Beləliklə, atom və ya molekulaların qarşılıqlı yerdəyişməsində belə periodikliyin meydana gəlməsi kristal qəfəs şəklində reallaşacaq və kristallik quruluş əmələ gətirəcəkdir.

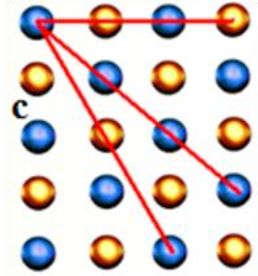


Bərk cisimlər (kristallar) güclü molekullarası qarşılıqlı təsir qüvvələrinin olması ilə xarakterizə olunurlar. Kristalları təşkil edən hissəciklərin (atom, molekul, ion) nizamlı düzülüşü nəticəsində onlar düzgün həndəsi quruluşa malik olur. Fəzada hissəciklərin müntəzəm periodik təkrarlanması müşahidə olunan struktur **kristal qəfəs** adlanır.

Kristal qəfəsdə hissəciklər istilik hərəkəti nəticəsində müəyyən tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkət icra etdir. Bu tarazlıq vəziyyətinə uyğun nöqtələr **kristal qəfəsin düyünləri** adlanır. Kristal cisimlər **monokristal** və **polikristal** olmaqla iki qrupa bölünür. Monokristallarda bütün hissəciklər vahid kristal qəfəs əmələ gətirir (Şəkil 1a).

Mineralların böyük əksəriyyəti monokristallardır. Böyük monokristalların yetişmə şəraiti əksər hallarda ödənilmir və bərk cisimlərin əksəriyyəti nizamsız oriyentasiyaya malik kiçik kristal dənələrindən ibarət olur. Bu cür bərk cisimlər **polikristallar** adlanır (Şəkil 1 b).

Anizotropluq (fiziki xassələrin istiqamətdən asılı olması) monokristalların xarakterik xüsusiyyətidir. Kristalların anizotropluğu kristal qəfəsdə müxtəlif istiqamətlərdə bərabər məsafədə müxtəlif sayda atomların yerləşməsi ilə izah olunur. Başqa sözlə müxtəlif istiqamətlərdə



Şəkil 1

atomların yerləşmə sıxlığı dəyişir (Şəkil 1.c). Buna görə də həmin istiqamətlərdə kristalın elastiki, istilik, optik, maqnit və s. xassələri fərqlənir. Polikristallarda anizotropluq ancaq kristal dənəsinin həddləri müşahidə olunur. Kristal dənələrinin nizamsız oriyentasiyası nəticəsində bütün istiqamətlərdə fiziki xassələr eyni olur. Ona görə də polikristal bərk cisimlər izotropluq xassəsi nümayiş etdirir. Adətən kristalları **kristalloqrafik** və **fiziki** adlandırılan iki əlamətinə görə təsnifata ayırırlar.

Kristalların kristalloqrafik əlamətləri. Bu halda hissəciklərin daxili strukturu əhəmiyyət daşıyır və onlara maddi nöqtələr kimi baxaraq hissəciklərin fəzada yerləşmə periodikliyi araşdırılır. Kristalların simmetriyası öyrənilərkən hər bir real kristalın sonlu ölçülərə malik olması faktını nəzərə almadan onun bütün fəzanı doldurduğunu fərz etmək olar. Kristal qəfəs müxtəlif növ simmetriyaya malik ola bilər.

Kristal qəfəsin simmetriyası dedikdə kristalın müəyyən fəza yerdəyişməsindən sonra ilkin vəziyyətinə qayıtması xassəsi başa düşülür. Bu fəza yerdəyişməsi paralel köçürmə, dönmə, güzgü əksi, onların müəyyən

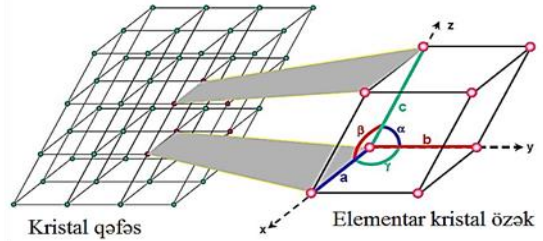


kombinasiyası və s. ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, adətən kristal qəfəs bir neçə simmetriya elementinə malik olur. Rus alimi E.S.Fyodorov göstərmişdir ki, kristal qəfəsdə simmetriya elementlərinin ixtiyari kombinasiyası mümkün deyil.

Simmetriya elementlərinin mümkün kombinasiyalarının sayı 230-dur və onlara *fəza qrupları* deyilir. Kristal qəfəsin strukturunun fəza periodikliyi ona gətirir ki, bütün kristal qəfəsi *elementar kristallik özək* adlanan hər hansı *elementar paralelepipedin* üç müxtəlif istiqamətdə çoxsaylı translyasiyası nəticəsində qurmaq olar.

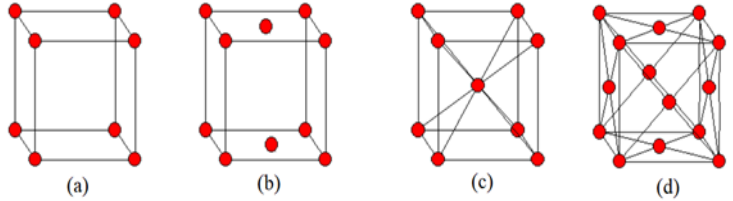
Paralelepipedin tillərinin uzunluqları a, b, c və onlar arasındakı bucaqlar α, β, γ paralelepipedin birqiymətli təyin edir və *elementar özəyin parametrləri* adlanır (Şəkil 2).

Fransız alimi O.Brave 1848-ci ildə göstərmişdir ki, təbiətdəki bütün kristallik strukturlar elementar kristal özəyin tillərinin ölçülərindən və oriyentasiyasından asılı olaraq 14 tip kristal qəfəslə təsvir oluna bilər. Elementar qəfəsin görünüşünə görə bu kristallar yeddi sistemdə (onlar sinqoniya adlandırılır) qruplaşır: kubik, tetroqonal, ortorombik, monoklin, triklin, heksaqonal, triqonal (cədvəl 1).



Şəkil 2

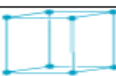
Əgər kristal qəfəsin düyünləri elementar özəyi təşkil edən paralelepipedin təpələrində yerləşirsə belə qəfəs sadə və ya primitiv adlanır (Şəkil 3.a). Təpələrindən



Şəkil 3

əlavə düyünlər həm də paralelepipedin oturacağının mərkəzində olduqda qəfəs *bazaya mərkəzləşmiş* (Şəkil 3.b), diaqonallarının kəsişmə nöqtəsində olduqda *həcmə mərkəzləşmiş* (Şəkil 3.c), bütün yan səthlərin mərkəzlərində olduqda *səthə mərkəzləşmiş* (Şəkil 3. d) adlanır.

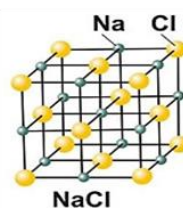
Cədvəl 1

<i>Brave qəfəsləri</i>	<i>Elementar özək xarakteristikası</i>
 <i>Kubik P Kubik I Kubik F</i>	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
 <i>Tetragonal P Tetragonal I</i>	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
 <i>P C I F</i> <i>Ortorombik</i>	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
 <i>Monoklin P Monoklin C</i>	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
 <i>Triklin P</i>	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$
 <i>Trigonal R</i>	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma$ $\gamma < 120^\circ \neq 90^\circ$
 <i>Heksoqonal C</i>	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$

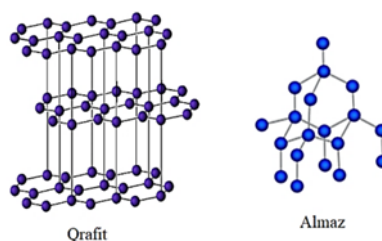
Kristalların fiziki əlamətləri. Hissəcikləri kristal qəfəsdə saxlayan qüvvələr təbiətə molekulun yaranmasına səbəb olan atomlararası qüvvələrlə eynidir. Bu qüvvələr əsasən elektrostatik təbiətlidir və qarşılıqlı təsirdə olan atomların valent elektronlarının elektron konfigurasiyasında baş verən dəyişikliklər nəticəsində meydana çıxır. Kristal qəfəsin düyünlərində yerləşən hissəciklərin və onlar arasında təsir göstərən qüvvələrin təbiətindən asılı olaraq kristallar dörd qrupa bölünür: *ion, atomar, metallik və molekulyar kristallar*.

İon kristallarının düyünlərində növbəli şəkildə əks işarəli ionlar yerləşir. Qələvi metalların halloid birləşmələri (NaCl , CsCl , KBr və s.) ion kristallara misal ola bilər (Şəkil 4). Əks işarəli yüklər arasında Kulon cazibə qüvvəsi nəticəsində yaranan rabitə *ion*, yaxud *heteropolyar rabitə* adlanır.

İon qəfəsdən bir molekulun ayrılması mümkün deyil: kristal özünü nəhəng molekul kimi aparır. Qeyri-üzvi birləşmələrin əksəriyyəti ion kristallar əmələ gətirir. İonlar



Şəkil 4

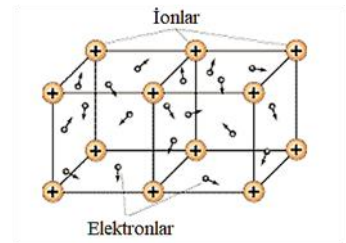


Şəkil 5

arasındakı rabitə möhkəm olduğu üçün ion kristallar yüksək ərimə və qaynama temperaturuna malik olur.

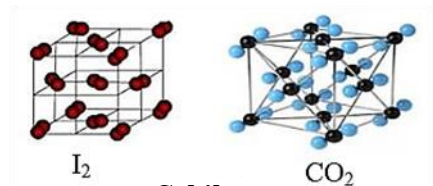
Atomar kristallarda kristal qəfəsin düyünlərində neytral atomlar yerləşir. Onlar düyün nöqtələrində qonşu atomlar arasındakı kovalent rabitə hesabına qərarlaşırlar. Atomar kristallara misal almaz, qrafit (Şəkil 5), ZnS , BeO , eləcə də yarımkəçirici Ge və Si kristalları ola bilər. Kovalent rabitə molekullarası qarşılıqlı təsirə nisbətən daha güclü olduğundan atomar qəfəsli maddələrin bərkliyi, ərimə və qaynama temperaturu nisbətən yüksək olur.

Metallik kristalların düyünlərində müsbət metal ionları yerləşir. Kristal qəfəsin yaranması zamanı atomlarla zəif əlaqəli valent elektronlar atomlardan qoparaq kollektivləşir: elektronlar ion rabitədə olduğu kimi bir atoma, homopolyar kovalent rabitədə olduğu kimi iki atoma yox, bütün kristal qəfəsə məxsus olurlar (Şəkil 6). Beləliklə, metallarda müsbət ionlar arasında "sərbəst" elektron qazı mövcud olur. Bu səbəbdən də metallar yüksək elektrik keçiriciliyinə malik olur. Adətən metallar polikristallardan ibarət olur və fiziki xassələrinə görə izotropdur.



Şəkil 6

Molekulyar kristalları düyünlərində maddənin neytral molekulları yerləşir. Molekullar arasında təsir göstərən qüvvələr Van-der-Vaals qüvvələri adlanır. Bu qüvvələr qaz molekulları arasında mövcud olan və ideal qaz modelindən



Şəkil 7

kənara çıxmaları şərtləndirən qüvvələrlə eyni təbiətə malikdir. Üzvi birləşmələrin böyük əksəriyyətinin kristalları (parafin, rezin və s.), təsirsiz qazlar (Ne , Ar , Kr) və eləcə də CO_2 , O_2 , N_2 kimi qazlar bərk halda molekulyar kristal şəklində mövcud olurlar. Buz, brom Br_2 və yod I_2 kristalları molekulyar kristallara misal ola bilər (Şəkil 7). Van-der-Vaals rabitəsi digər üç rabitə ilə müqayisədə xeyli zəifdir və bu səbəbdən də molekulyar kristallar asanlıqla deformasiyaya uğrayır.

2.4.6. Bərk cisimlərin istilik tutumu

Kristallardakı zərrəciklərin istilik hərəkəti qazlardakı molekulların hərəkətindən kəskin fərqlidir. Kristallarda hər bir zərrəciyin hərəkəti ona məxsus düyün nöqtəsi ətrafındakı kiçik fəza hissəsində məhdudlaşır. Düyün nöqtəsində tarazlıqda olan zərrəciklərə bu nöqtədən uzaqlaşdıqda qaytarıcı qüvvə təsir edir. Tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişmənin kiçik qiymətlərində qaytarıcı qüvvə kvazielastiki xarakter daşıyır və zərrəcik tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkət icra

edir. Kristalın daxili enerjisi bu rəqsi hərəkətin enerjisindən ibarətdir və onun orta qiyməti kristalın temperaturunu təyin edir.



Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin yaranmasından xeyli əvvəl fransız alimləri P.Dülonq və L.Pti müəyyən etmişlər ki, metalların böyük əksəriyyətinin istilik tutumu adi temperaturalarda eyni olub $25 \frac{C}{mol \cdot K}$ təşkil edir. Bu nəticə **Dülonq və Pti qanunu** adlanır. Bu qanuna uyğunluq klassik molekulyar-kinetik nəzəriyyə baxımından asanlıqla izah olunur.

Kristal qəfəsin düyünlərindəki hər bir zərrəcik üç qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətdə rəqsi hərəkət icra edə bilər, başqa sözlə üç sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması qanununa görə rəqsi hərəkətə uyğun hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji kT -yə bərabərdir. Onda ki, hər bir zərrəciyin enerjisi $3kT$ – dir. Onda bir mol kristal maddənin daxili enerjisi üçün

$$U_m = N_A \cdot 3kT = 3RT$$

alırıq ($R = N_A k$ – universal qaz sabitidir). Bu ifadəyə əsasən kimyəvi cəhətdən bəsit kristal bərk cisimlərin istilik tutumu üçün

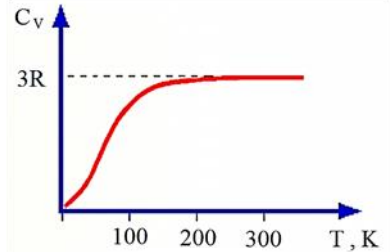
$$C_V = \frac{dU_m}{dT} = 3R \approx 25 \frac{C}{mol \cdot K}$$

alınır. Aldığımız nəticə Dülonq və Pti qanununa uyğundur.

Qeyd edək ki, bərk cisimlər üçün sabit təzyiqdəki və sabit həcmdəki istilik tutumları çox cüzi fərqlənir. Ona görə də bərk cisimlərdə əksər hallarda istilik tutumunun hansı şəraitə aid olduğu qeyd edilmir.

Əgər bərk cisim kimyəvi birləşmədən ibarətdirsə onda bir mol maddədəki zərrəciklərin sayı N_A yox, nN_A -ya bərabər olur. Burada n kimyəvi birləşmədəki atomların sayıdır. Məsələn, $1molNaCl$ kristalında zərrəciklərin sayı $2N_A$ -ya bərabərdir ($1molNaCl$ –da N_A sayda Na atomu və N_A sayda da Cl atomu vardır). Beləliklə, kimyəvi birləşmədən ibarət kristal cismin molyar istilik tutumu

$$C_V = 3R \cdot n \approx n \cdot 25 \frac{C}{mol \cdot K} \quad (1)$$



Şəkil 1

olub birləşməni əmələ gətirən element atomlarının istilik tutumlarının cəminə bərabərdir və temperaturdan asılı deyil.

Təcrübələr göstərir ki, qazlarda olduğu kimi bərk cisimlərdə də istilik tutumu aşağı temperaturalarda temperaturdan asılıdır (Şəkil 1).

Mütləq sıfıra yaxın temperaturlarda istilik tutumu T^3 ilə mütənasib olaraq artır və yalnız kifayət qədər yüksək temperaturlarda (1) münasibəti ödənilir.

Təcrübi və klassik fizika qanunları əsasında alınan nəzəri nəticələr arasındakı uyğunsuzluq kvant fizikasında öz izahını tapır.

III HİSSƏ ELEKTROMAQNİZM

FƏSİL 3.1. ELEKTROSTATİKA

3.1.1. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu

Elektrostatika sükunətdə olan ətalət hesablama sistemlərində yüklü cisimlərin və zərrəciklərin xassələrini və qarşılıqlı təsirini öyrənir.



Yun parçaya sürtülmüş kəhrəbanın və yaxud ipək parçaya sürtülmüş şüşə çubuğunun yüngül cisimləri cəzb etməsi qədim yunan natural filosoflarına məlum idi. Bu hadisə elektriklənmə adlanır. *Elektriklənmə* cisimlərdə komdensə olunmamış elektrik yüklərinin yığılmasıdır. Təbiətdə elektrik yükünün iki növü vardır. Bu yükləri şərti olaraq müsbət və mənfi yüklər adlandırmışlar. Cisimlərin elektriklənmə dərəcəsi onlarda olan elektrik yüklərinin miqdarı ilə müəyyən olunur.

Elektrik yükü cisimlərin elektromagnit qarşılıqlı təsirdə olma qabiliyyətini xarakterizə edən fiziki kəmiyyətdir. BS-də elektrik yükü vahidi olaraq *Kulon* götürülür: $1Kl = 1A \cdot 1san$.

Cisimlərin elektriklənməsi onların daxili atomar quruluşu ilə əlaqədardır. Təşkil olduğu atom və molekullar, adi şəraitdə, elektrik cəhətdən neytral olduğundan cisim elektrik yükünə malik olmur. Yüklənməmiş cisimlərdə müsbət və mənfi işarəli elektrik yüklərinin miqdarı eyni olduğundan bir-birini tarazlaşdırır. Neytral cismi başqa cismə sürtdükdə bir qisim elektronlar öz atomlarını tərk edir və digər cismə keçir. Sürtünən cisimləri bir birindən araladıqda hər iki cisim yüklənmiş olur, elektron verən cisim müsbət işarəli, elektron alan isə mənfi işarəli yükə malik olur. Elektriklənmə zamanı elektrik yükləri yenidən paylanır.



Amerikan alimi R. Milliken təcrübi yolla müəyyən etmişdir ki, elektrik yükü diskret kəmiyyətdir. İstənilən yüklənmiş cisimdəki elektrik yüklərin miqdarı elementar yükün tam misillərinə bərabərdir: $q = \pm Ne$ (N –natural ədəddir). Bu yükün *diskretliyi* və yaxud *kvantlanması* adlanır. e –təbiətdə sərbəst şəkildə mövcud olan ən kiçik, elementar yüküdür. Proton və elektron uyğun olaraq müsbət və mənfi elementar yükün daşıyıcılarıdır: $e = \pm 1.6 \cdot 10^{-19} Kl$. Ona görə də elektronun yükü elektrik yükünün kvantı hesab olunur.

Elektrik yükünün ədədi qiymətinin hesablama sisteminin seçilməsindən asılı deyildir.



Yükün qiyməti onun hərəkət edib, etməməsindən asılı olmayıb, müxtəlif hesablama sistemlərinə nəzərən *invariantdır*.



İzolə olunmuş sistem əmələ gətirən cisimlərin və ya zərrəciklərin elektrik

yüklərinin cəbri cəmi bu sistemdə baş verən ixtiyari proseslərdə sabit qalır. Bu *elektrik yüklərin saxlanması* qanunudur. Baxılan halda izolə edilmiş sistem elə sistemdir ki, o, bu sistemə daxil olmayan heç bir cisim və ya hissəciklə elektrik yükü mübadiləsində olmur. Sistemin müxtəlif yerlərində elektrik yükləri yenidən paylana bilər. Xüsusi halda əks işarəli yüklərin miqdarı bərabərdirsə, sistem elektrik baxımından neytral olur. Buradan elektrik yükünün *additivliyi* bir nəticə kimi alınır. Yəni, ixtiyari sistemin tam yükü onu təşkil edən hissələrin yükləri cəminə bərabərdir. Riyazi olaraq yüklərin saxlanması qanunu aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots q_n = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const}$$

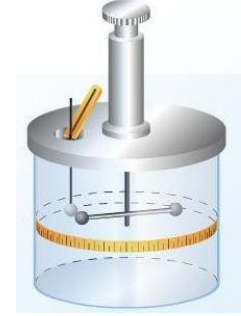
Deməli, yüklər heçdən yaranmır və itmir, o bir cisimdən digərinə keçir və yaxud da cisim daxilində yerini dəyişir. 1787-ci ildə B.Franklin tərəfindən formalaşdırılıb və 1843-cü ildə M.Faradey təcrübələrində təsdiqlənən elektrik yükünün saxlanması qanunu təbiətin fundamental qanunlarından biridir.

Elektrik yükü cüt şəkildə yaranır və cüt şəkildə yox ola bilər. Yaranan müsbət və mənfi yüklərin miqdarı bərabər olur. Bu, təbiətin ən fundamental qanunlarından biridir və təbiətdə gedən bütün proseslərin istiqamətini müəyyən edir. Bu qanun həm mikro, həm də makro sistemlər üçün ödənilir.

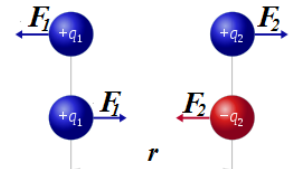
3.1.2. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu

Yüklü cisimlər bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Müxtəlif işarəli yüklər bir-birlərini cəzb, eyni işarəli yüklər isə dəf edirlər (Şəkil 1). Yüklü cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi onlardakı elektrik yükünün miqdarından, aralarındakı məsafədən və yerləşdikləri mühitin elektrik xassələrindən asılıdır. Elektrostatikada baxılan məsələlərin əksəriyyətində yüklü cisimlərin ölçüləri onlar arasındakı məsafə ilə müqayisədə çox kiçik olduğundan forma və ölçüləri nəzərə alınmır. Bu şərti ödəyən yüklərə *nöqtəvi yüklər* deyilir.

Nöqtəvi elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin xarakteri ilk dəfə fransız alimi Ş.O.Kulon tərəfindən aparılmışdır. O, öz təcrübəsində yükü kürəciklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini ölçmək üçün burulma tərəzisiindən istifadə etmişdir. (Şəkil 2). Nazik məftildən asılmış şüşə çubuğun uclarına iki eyni metal kürəcik bərkidilmişdir (kürəciklərdən biri tarazlıq yaratmaq üçündür). Kürəciklərdən birinə yük verilir və



Şəkil 2



Şəkil 1

onun qarşısına yüklənmiş başqa kürəcik gətirilir. Tarazlıq vəziyyətində kürəciklərin mərkəzləri arasındakı məsafə ölçülür, qarşılıqlı təsir qüvvəsi isə asıldığı məftili fırladan şüşə çubuğun dönmə bucağına əsasən (burulma momentinə görə) təyin edilir.



Bu təcrübələr əsasında, Kulon göstərmişdir ki, *vakuumda sükunətdə olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin hər birinin miqdarı ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olub, həmin yükləri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlir.*

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Burada q_1, q_2 – qarşılıqlı təsirdə olan yüklərin miqdarı, r – bu yüklər arasındakı məsafə, k - hesablamə sisteminin seçimindən asılı olan mütənasiblik əmsəlidir. BS-də

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{Kl^2}; \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m},$$

ϵ_0 – elektrik sabitidir. k – mütənasiblik əmsəli hər birinin yükü $q_1 = q_2 = 1 Kl$ aralarındakı məsafə $r = 1 m$ olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini göstərir.

Yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi onları birləşdirən düz xətt üzərində yerləşdiyindən mərkəzi qüvvədir və Nyutonun üçüncü qanununa tabe olur: $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$. Onun istiqaməti yüklərin işarəsindən asılıdır. Əks işarəli yüklərdə cazibə xarakterli olmaqla mənfi ($F < 0$), eyni işarəli yüklərdə isə itələmə xarakterli olmaqla müsbət ($F > 0$) qiymətə malik olur. Bu qüvvə **kulon qüvvəsi** adlanır.

Yüklü cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir aşağıdakı şərtlər daxilində Kulon qanunu ilə düzgün ifadə olunur:

- ❖ yüklər nöqtəvi yük (aralarındakı məsafə ölçülərindən çox böyük) və ya həcm üzrə müntəzəm paylanmış sferik formada olduqda;
- ❖ yüklər tərpənməz olduqda;
- ❖ yüklər vakuumda yerləşdikdə.

Kulon qanunu vektor şəklində aşağıdakı kimi yazılır:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

$\vec{r}$ vektoru yüklərin birindən $\vec{F}$ qüvvəsinin tətbiq olunduğu yükə doğru yönəlmişdir.



Yuxarıda Kulon qanununu boşluqda qarşılıqlı təsirdə olan nöqtəvi yüklər üçün yazmışıq. Təcrübələr göstərir ki, yüklər arasındakı elektrostatik qarşılıqlı təsir qüvvəsi onların yerləşdiyi mühitin xassələrindən də asılı olaraq zəifləyir. Vakuumda nöqtəvi yüklər arasındakı F_0 qarşılıqlı təsir qüvvəsinin modulunun, mühidə həmin yüklər arasındakı F qarşılıqlı təsir

qüvvəsinin moduluna olan nisbəti həmin mühitin *dielektrik nüfuzluğu* adlanır.

$$\varepsilon = \frac{|F_0|}{|F|}$$

İfadədən göründüyü kimi, dielektrik nüfuzluğu adsız kəmiyyətdir. Mühit üçün Kulon qanununu

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}$$

şəklində ifadə olunur.

Təcrübələr göstərir ki, iki yükün yaxınlığına, hər hansı üçüncü yük gətirdikdə onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi dəyişmir.

Əgər yüklü cisimlər sonlu ölçüyə malikdirsə, onda onları elə dq elementar yüklərinə ayırmaq lazımdır ki, onların hər birini nöqtəvi yük kimi qəbul etmək mümkün olsun. Bu zaman cüt-cüt dq nöqtəvi yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri Kulon düsturuna görə hesablanır və sonra həmin qüvvələr vektoru cəmlənir.

Elektrik yükləri nazik tel boyunca, müstəvi səthdə və ya cismin həcmi daxilində paylana bilər. Bu halda elektrik yüklərinin xətti, səthi və həcmi sıxlıqları anlayışlarından istifadə olunur.

Elektrik yüklərinin xətti sıxlığı vahid uzunluğa düşən yükün miqdarıdır $\lambda = \frac{dq}{dl}$.

Burada dq elementar dl uzunluqda yerləşən elektrik yükünün miqdarıdır.

Elektrik yükünün səthi sıxlığı vahid səthə düşən yükün miqdarıdır $\sigma = \frac{dq}{dS}$. Burada

dS - yüklənmiş səthin elementar sahəsi, dq isə elementar səthdə yerləşən elektrik yüküdür.

Elektrik yükünün həcmi sıxlığı isə vahid həcmə düşən yükün miqdarı olub $\rho = \frac{dq}{dV}$

kimi təyin olunur. Burada dV yüklənmiş cismin həcm elementi, dq həmin elementdəki elektrik yüküdür.

3.1.3. Elektrik sahəsinin intensivliyi

Müasir təsəvvürlərə görə, elektrik yükləri bir birlərinə bilavasitə təsir etmirlər.

Elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir elektrik sahəsi vasitəsilə ötürülür.

İstənilən elektrik yükü onu əhatə edən fəzanın xassəsini dəyişərək ətrafında *elektrik sahəsinə* yaradır. Elektrik sahəsi obyektiv reallıq olub,



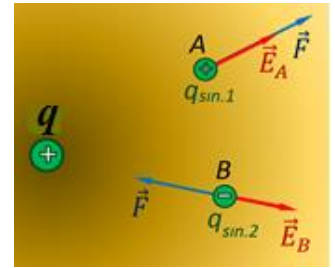
materiyanın xüsusi növüdür. Sükunətdə olan yüklərin yaratdığı sahə *elektrostatik sahə* adlanır.

İxtiyari yükün ətrafında yaranan elektrostatik sahəni tədqiq etmək üçün bu sahəyə başqa bir yük gətirmək lazımdır. Sahəyə gətirilmiş yükə müəyyən qüvvə təsir edəcəkdir. Elektrik sahəsi öz mövcudluğunu, bu sahəyə gətirilmiş yükə təsir etməklə büruzə verir. Deməli fəzanın istənilən nöqtəsində elektrik sahəsinin varlığını aşkar etmək üçün ora başqa bir yüklü hissəcik gətirmək lazımdır. Bu yükə təsir edən qüvvənin qiymətinə görə həmin sahənin intensivliyi barədə fikir söyləmək olar.

Elektrik sahəsinə gətirilən yükün qiyməti elə böyük ola bilər ki, o həmin sahənin elektriclənmə halını dəyişə bilər. Onun üçün də bu təsiri nəzərəcərpacaq dərəcədə azaltmaq üçün çox kiçik yük götürülür ki, buna da *sınaq yükü* deyirlər.

Əgər nöqtəvi q yükünün yartdığı sahənin müəyyən nöqtəsinə ardıcıl olaraq müxtəlif $q_1, q_2, \dots, q_n$ sınaq yükləri gətirilərsə, sahə bu yüklərin hər birinə müxtəlif, uyğun olaraq $F_1 = k \frac{qq_1}{r^2}, F_2 = k \frac{qq_2}{r^2}, \dots, F_n = k \frac{qq_n}{r^2}$, qüvvələri ilə təsir edər. Lakin sahənin verilmiş nöqtəsində bütün sınaq yükləri üçün

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \dots = \frac{F_n}{q_n} = k \frac{q}{r^2} = \text{const}$$



Şəkil .1.

nisbəti eyni olur.

Deməli sahənin verilmiş nöqtəsi üçün $\frac{F}{q_s}$ nisbəti bütün sınaq yükləri üçün eyni olub, yalnız sahəni yaradan q yükündən və ondan olan r məsafəsindən asılıdır. Ona görə də, bu nisbət elektrik sahəsinə xarakterizə edən kəmiyyət kimi qəbul olunur və *elektrik sahəsinin intensivliyi* adlanır.

$$E = \frac{F}{q_s}$$

İntensivliyi E olan sahəyə gətirilmiş hər hansı q yükünə $F = qE$ qüvvəsi təsir edir. **Elektrik sahəsinə intensivliyi vektorial kəmiyyət olub, sahənin qüvvə xarakteristikasıdır.** Sınaq yükü müsbət olduqda elektrik sahəsinin intensivliyi yükə təsir edən qüvvə ilə eyni istiqamətdə, sınaq yükü mənfi olduqda isə yükə təsir edən qüvvənin əksi istiqamətində yönəlir (Şəkil 1).

Təcrübələr göstərir ki, yüklər sisteminin müəyyən sınaq yükünə göstərdiyi təsir qüvvəsi, sistemə daxil olan yüklərin hər birinin ayrılıqda sistemə daxil olmayan həmin sınaq yükünə təsir etdiyi qüvvələrin həndəsi cəminə bərabərdir:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots \vec{F}_n = \sum_1^n \vec{F}_i = const$$

Sonuncu ifadəni sistemə daxil olmayan sınaq yükünün miqdarına bölsək

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_1}{q_s} + \frac{\vec{E}_2}{q_s} + \frac{\vec{E}_3}{q_s} \dots \frac{\vec{E}_n}{q_s} = \frac{\sum_1^n \vec{E}_i}{q_s} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots \vec{E}_n = \sum_1^n \vec{E}_i$$



alırıq.

Deməli yüklər sisteminin fəzanın verilmiş nöqtəsində yaratdığı yekun sahə intensivliyi, ayrı-ayrı yüklərin həmin nöqtədə yaratdıqları sahə intensivliklərinin həndəsi cəminə bərabərdir. Bu elektrik sahələrinin **superpozisiyası prinsipi** adlanır.

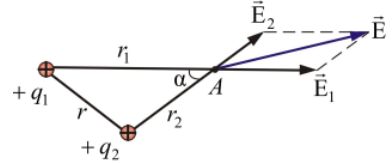
İki nöqtəvi q_1 və q_2 yüklərinin fəzanın hər hansı bir A nöqtəsində (Şəkil 2) yaratdığı yekun sahənin intensivliyini hesablayaq. Paraleloqram qaydasından və kosinuslar teoremindən istifadə edib, yekun sahənin intensivliyinin modulu üçün

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\alpha}$$

alırıq. Burada α – E_1 və E_2 vektorları arasında qalan bucaqdır.

Elektrik sahəsini əyani təsvir etmək üçün qüvvə xətlərindən istifadə olunur. Sahənin qüvvə xətləri elə xətlərə deyilir ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilmiş toxunan həmin nöqtədəki intensivlik vektoru istiqamətində olsun. Qüvvə xətləri aşağıdakı xassələrə malikdir:

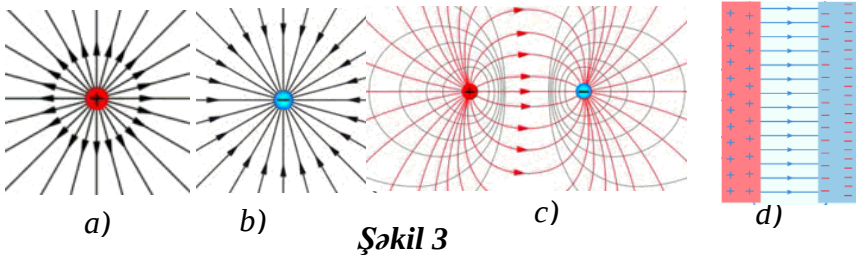
- ❖ Qüvvə xətləri müsbət yükə doğru və ya sonsuzluqdan başlayır, mənfi yükə doğru və ya sonsuzluqda qurtarır (Şəkil 3 a, b).
- ❖ Mənfi yükə doğru müsbət yükə doğru yönəlir (Şəkil 3 c) ;
- ❖ Elektrostatik sahənin qüvvə xətləri heç zaman kəsişmirlər, yəni fəzanın verilmiş nöqtəsindən yalnız bir qüvvə xətti keçə bilər. Elektrik sahəsinin intensivliyi fəzanın ixtiyarı nöqtəsində birqiymətli təyin olunur.



Şəkil 2

Qüvvə xətləri sıx olan yerdə sahə intensivliyi böyük, seyrək olan yerlərdə isə sahə zəif olur. Qüvvə xətlərinin sıxlığı intensivlik vektorunun modulunun kvadratı ilə mütənasib olur.

Bütün nöqtələrində intensivliyi bərabər olan sahəyə bircins sahə deyilir. Bircins elektrik sahəsini əks işarəli yüklərlə müntəzəm yüklənmiş iki paralel müstəvi lövhə arasında almaq olur. Onun qüvvə xətləri aralarındakı məsafə eyni olan paralel (ekvidistat) xətlərdən ibarətdir (Şəkil 3 d).



Şəkil 3

3.1.4. Dipolun elektrik sahəsi



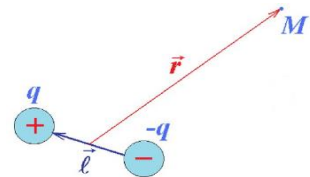
Bir birindən müəyyən l məsafədə yerləşən qiymətə bərabər olan əks işarəli ($+q$ və $-q$) iki nöqtəvi yüklər sisteminə **elektrik dipolu** deyilir.

Yükləri birləşdirən düz xəttə dipolun oxu, mənfi yükədən müsbət yükə istiqamətlənmiş və modulu yüklər arasındakı məsafəyə bərabər olan vektorial kəmiyyətə dipolun qolu deyilir. Dipolun elektrik sahəsi ondan $r \gg l$ məsafələrində təyin oluna bilər (Şəkil 1)



Dipolun əsas xarakteristikası **dipol momentidir**. Dipol momenti ədədi qiymətə dipolu təşkil edən yüklərdən birinin q dipolun qoluna l hasilinə bərabərdir: $\mathbf{P} = q\mathbf{l}$. Dipol momenti onun oxu boyunca müsbət yükə doğru yönəlir. BS-də dipol momenti $Kl \cdot m$ -lə ölçülür. Bir sıra maddələrin molekulları (məsələn, su, amonyak və b.) polyar olub, müəyyən dipol momentinə

malikdirlər. Molekulların dipol momentlərinin tərtibi elektronun yükünün kimyəvi rabitənin uzunluğuna ($10^{-10} m$ tərtibində) hasili ilə təyin olunur. Belə dipolların momentləri çox kiçik



Şəkil 1

olduğundan molekulyar miqyasda dipol momenti üçün xüsusi vahid seçilmiş və bu vahid *debay (D)* adlanır.

$$1 D = 3,335 \cdot 10^{-30} \text{ Kl} \cdot m$$

Superpozisiya prinsipinə əsaslanmaqla dipolun yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyini hesablamaq olar. Hər hansı nöqtədə dipolun yaratdığı sahə intensivliyi onun müsbət və mənfi yüklərinin həmin nöqtədə yaratdığı sahə intensivliklərinin həndəsi cəminə bərabər olacaqdır.

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

Dipolun oxu üzərindəki *B* və oxun orta perpendikulyarı üzərindəki *A* nöqtələrində dipolun yaratdığı sahə intensivliyi hesablayaq (Şəkil 2). *B* nöqtəsində dipolun müsbət və mənfi yüklərinin yaratdığı intensivliklər əks istiqamətdə yönəldiyindən

$$E_{\parallel} = E_+ - E_-$$

yazmaq olar. Şəkil 3-dən

$$E_{\parallel} = k \frac{q}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - k \frac{q}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = kq \frac{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(r - \frac{l}{2}\right)^2}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 \left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

Burada *r* –dipolun mərkəz nöqtəsindən sahə intensivliyinin ölçüldüyü nöqtəyə qədərki məsafədir. Uyğun çevrilmələr apararaq məxrəcdə $\left(\frac{l}{2}\right)^2$ həddinin r^2 –na nəzərən çox kiçik olması nəzərə alınarsa,

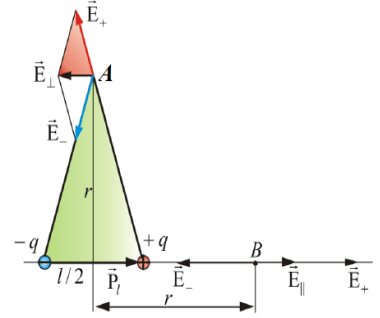
$$E_{\parallel} = k \frac{2ql}{r^3} = k \frac{2P}{r^3} \quad (1)$$

olar. Burada $P = ql$ dipolun elektrik momentidir.

İndi dipolun elektrik sahəsini onun oxuna çəkilmiş orta perpendikulyar üzərindəki hər hansı *A* nöqtəsində hesablayaq Şəkil 2-dən görüldüyü kimi orta perpendikulyar üzərindəki nöqtədə dipolun müsbət və mənfi yüklərinin yaratdıqları sahə intensivliklərinin qiymətləri eyni olacaqdır.

$$E_+ = E_- = k \frac{q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}$$

$l \ll r$ olduğundan $E_+ = E_- \approx k \frac{q}{r^2}$ yazmaq olar. *A* nöqtəsində sahənin yekun intensivliyi E_+ və E_- vektorları üzərində qurulmuş rombun diaqonalı olacaqdır.



Şəkil 2

Rombun diaqonalı $E_{\perp} = 2E_{+}\cos\alpha = 2E_{-}\cos\alpha$ dır. Şəkil 2-də təsvir olunan rənglənmiş üçbucaqların oxşarlığında $\cos\alpha$ –təyin etmək olar:

$$\cos\alpha = \frac{E_{\perp}}{2E_{+}} = \frac{l}{2r}$$

Onda A nöqtəsində dipolun yaratdığı sahənin intensivliyi

$$E_{\perp} = 2E_{+}\cos\alpha = 2k\frac{q}{r^2} \cdot \frac{l}{2r} = k\frac{ql}{r^3} = k\frac{P}{r^3} \quad (2)$$

olur. (3.1.1) və (3.1.2) düsturlarının müqayisəsindən görünür ki, dipolun oxunda yerləşmiş nöqtədə sahənin intensivliyi dipolun oxuna perpendikulyar xətt üzərində yerləşdirilmiş nöqtədəki sahə intensivliyinə nisbətən iki dəfə çoxdur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, dipolun öz ətrafındakı ixtiyari nöqtədə yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi

$$E = k\frac{P}{r^3}\sqrt{1+3\cos\varphi} \quad (3)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada r –dipolun mərkəzindən intensivliyin ölçüləcəyi nöqtəyə qədərki məsafə, φ – isə r radius vektoru ilə dipolun oxu arasında qalan bucaqdır.

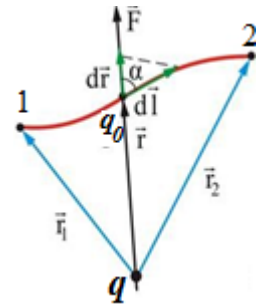
Alınan (1), (2) və (3) ifadələrinin müqayisəsindən göründüyü kimi dipol elektrik sahəsinin intensivliyi bütün hallarda dipol momenti ilə düz, dipolun mərkəzindən intensivliyi ölçüləcək nöqtəyə qədərki məsafənin kubu ilə tərs mütənasibdir. Bu ifadələrdən dipolun elektrik sahəsi nöqtəvi yükə nəzərən məsafədən daha güclü (r^3) asılı olduğu aydın görünür.

3.1.5. Elektrostatik sahədə yükün hərəkəti zamanı görülmə iş.

Elektrostatik sahənin potensialı

Elektrik sahəsinə gətirilmiş ixtiyari yükə sahə tərəfindən müəyyən qüvvə təsir edir. Nöqtəvi yükün yaratdığı sahəyə gətirilmiş digər yükə təsir edən qüvvə mərkəzi qüvvədir. Məlumdur ki, mərkəzi qüvvə sahəsində görülmə iş trayektoriyaının formasından asılı deyildir. Fərz edək ki, nöqtəvi q yükünün yaratdığı elektrik sahəsində q_0 sınaq yükü 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə öz yerini ixtiyari trayektoriya boyunca dəyişir (Şəkil 1). Bu zaman elektrostatik sahənin gördüyü işi hesablayaq. Yolun elementar dl hissəsində elektrostatik qüvvənin gördüyü elementar iş

$$dA = Fdl\cos\alpha = Fdr = k\frac{qq_0}{r^2}dr \quad (1)$$



Şəkil 1

kimi təyin olunur. Şəkil 1-dən göründüyü kimi, $dr = dl\cos\alpha$ q_0 sınaq yükünün 1-2 yolunda hərəkəti zamanı görülmə tam işi (1) ifadəsini integrallamaqla tapmaq olar:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} dA = \int_{r_1}^{r_2} k \frac{qq_0}{r^2} dr = kqq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, elektrostatik sahədə yükün hərəkəti zamanı görülən iş trayektoriyasının formasından asılı olmayıb başlanğıc və son nöqtələrin vəziyyətindən asılıdır. Bu elektrostatik sahə potensiallı sahə və elektrostatik sahə qüvvələri konservativ qüvvələr olduğunu göstərir. Sonuncu düsturundan alınır ki, elektrik yükünün xarici elektrostatik sahədə qapalı kontur boyunca yerdəyişməsi zamanı $r_1 = r_2$ olduğundan, görülən iş sıfıra bərabərdir, yəni

$$\oint_l dA = \oint_l q_0 E dl = q_0 \oint_l E dl = 0$$

Buradan $\oint_l E dl = 0$ alınır. Bu ifadə elektrostatik sahə intensivliyinin qapalı kontur boyunca **sirkulyasiyası** adlanır.



Deməli, elektrostatik sahənin intensivlik vektorunun ixtiyari qapalı kontur boyunca sirkulyasiyası sıfıra bərabərdir. Bu elektrostatik sahənin vacib xüsusiyyətlərindən birini ifadə edir. Bu şərti ödəyən qüvvə sahələrin *potensiallı sahələr* adlanır. Deməli, elektrostatik sahə *potensiallı sahə*dir, bu sahədə təsir göstərən qüvvələr *konservativ qüvvələr*dir. Sonuncu ifadədən aydın olur ki, elektrostatik sahənin qüvvə xətləri qapalı ola bilməz. Bu düstur bərkət edən yüklərin yaratdığı sadə üçün deyil, yalnız elektrostatik sadə üçün ödənilir.

Elektrostatik sadə potensiallı sadə olduğundan, elektrostatik sadədə olan yükün yaratdığı sadənin potensial enerjisi olmalıdır. Potensial enerji haqqında teoremə görə, potensiallı sadədə görülən iş əks işarə ilə götürülməklə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$A = -\Delta W = -(W_2 - W_1) = W_1 - W_2$$

Yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş üçün alınan ifadələrin müqayisəsindən, qyükünün elektrik sahəsində q_0 sınaq yükünün malik olduğu potensial enerjini

$$W = k \frac{qq_0}{r} + const$$

kimi ifadə etmək olar. q_0 yükünün sonsuz böyük məsafədə ($r \rightarrow \infty$) q yükünün elektrik sahəsindəki potensial enerjisinin sıfıra bərabər olduğunu qəbul etsək $const = 0$ yazı bilərik. Onda q və q_0 yüklərinin qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

$$W = k \frac{qq_0}{r}$$

ifadəsini almış oluruq. Bu düsturundan görünür ki, sınaq yükünün potensial enerjisi yalnız onun qiymətindən deyil, həm də sahəni müəyyən edən q və r kəmiyyətlərindən asılıdır. Deməli, bu kəmiyyətlər potensial enerji sahəni bir mənalı xarakterizə etmir.



Sahənin eyni bir nöqtəsinə gətirilmiş müxtəlif $q_{01}, q_{02}, \dots, q_{0n}$ sınaq yüklərinin potensial enerjiləridə $W_1, W_2, \dots, W_n$ müxtəlif olur. Bu enerjilərin qiymətləri müxtəlif sınaq yükləri üçün müxtəlif olsa da, enerjilərin uyğun sınaq yüklərinə nisbəti sahənin verilmiş nöqtəsi üçün sabit kəmiyyətdir.

$$\frac{W_1}{q_{01}} = \frac{W_2}{q_{02}} = \dots = \frac{W_n}{q_{0n}} = k \frac{q}{r} = \text{const}$$

Bu nisbət elektrostatik sahənin xarakteristikası olub onun verilmiş nöqtədəki **potensialı** adlanır.

$$\varphi = \frac{W}{q_0}$$

Potensial elektrostatik sahənin energetik xarakteristikasıdır.

Beləliklə, elektrik sahəsinin potensialı ədədi qiymətcə sahənin verilmiş nöqtəsində vahid müsbət yükün malik olduğu potensial enerjiyə bərabər kəmiyyətdir. Potensialı φ olan Elektrostatik sahəyə gətirilmiş q_0 sınaq yükünün potensial enerjisini sahənin potensialı ilə də ifadə etmək olar:

$$W = q_0 \varphi$$

Nöqtəvi yükün elektrostatik sahəsinin potensialı

$$\varphi = k \frac{q}{r}$$

düsturu ilə təyin olunur. Potensial elektrostatik sahənin skalyar xarakteristikasıdır. Elektrik sahəsinə hesabladığımız skalyar kəmiyyət olan potensialdan istifadə olunması daha əlverişlidir. Potensial anlayışından istifadə edərək yükün sahənin bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə yerini dəyişərkən görülən işi

$$A = W_1 - W_2 = q_0 \varphi_1 - q_0 \varphi_2 = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 \Delta \varphi$$



Burada $\Delta \varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}$ sahənin 1 və 2 nöqtələri arasındakı **potensiallar**

fərqi adlanır. Potensiallar fərqi, vahid müsbət yükün sahənin bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə yerdəyişməsi zamanı görülən işə bərabərdir. Sonsuzluqda sahənin potensialı sıfıra bərabər olduğuna görə

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0}$$

yazmaq olar. Deməli, elektrostatik sahənin potensialı ədədi qiymətə vahid müsbət yükü sahənin verilən nöqtəsindən sonsuzluğa apardıqda sahə qüvvələrinin gördüyü işə bərabərdir.

BS-də potensial və potensiallar fərqi vahidi olaraq *Volt (V)* götürülür . Potensial vahidi *Volt* elə nöqtənin potensialına uyğun gəlir ki, *1 Kl* yükü sonsuzluqdan sahənin həmin nöqtəsinə gətirmək üçün *1C* iş görülsün.

Fəzanın hər hansı bir nöqtəsində nöqtəvi yüklər sisteminin yaratdığı sahənin potensialı ayrı-ayrı yükləri həmin nöqtədə yaratdıqları potensialların cəbri cəminə bərabərdir.

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \varphi_n$$

Bu ifadə elektrik sahəsinin potensialı üçün superpozisiya prinsipini ifadə edir.

Qeyd olunduğu kimi, elektrik sahəsini həm onun intensivliyi, həm də potensialı ilə xarakterizə etmək olar. Elektrostatik sahənin intensivliyi ilə potensialı arasında olan əlaqəni müəyyən edək.

Elektrostatik sahədə yükün elementar yerdəyişməsi zamanı görülən elementar iş potensial enerjinin dəyişməsinə bərabərdir

$$dA = -qd\varphi$$

Digər tərəfdən elektrostatik sahədə elektrik yükünün x oxu boyunca müəyyən elementar dx yerdəyişməsi zamanı görülən iş

$$dA = qE_x dx$$

kimi təyin olunur. Bu ifadələrin müqayisəsindən

$$qE_x dx = -qd\varphi, \quad E_x = -\frac{d\varphi}{dx}$$

alınır.

Analoji ifadəni digər koordinat oxları üzrə proyeksiyalar üçün də yazmaq bilərik. Onda ümumi şəkildə bu kəmiyyətlər arasında əlaqə

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right) = -grad\varphi$$

ifadə oluna bilər. Burada $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ vektorları x, y, z fəza koordinat oxları üzrə vahid orta vektorlardır. Deməli, sahə intensivliyi potensialın qradienti ilə təyin olunur. Mənfi işarəsi sahə intensivliyinin potensialın azalması istiqamətində yönəldiyini göstərir.

Potensialı eyni olan nöqtələrin həndəsi yerinə *ekvipotensial səth* deyilir. Ekvipotensial səthin tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$\varphi(x, y, z) = const$$

Elektrik sahəsinin intensivlik vektoru həmişə ekvipotensial səthlərə perpendikulyar istiqamətdədir. Ona görə də elektrik yükünün ekvipotensial səth boyunca hərəkəti zamanı görülən iş həmişə sıfır bərabərdir.

3.1.6 İntensivlik vektorunun seli. Qauss teoremi

Qüvvə xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş səthdən keçən qüvvə xətlərinin sayına bu səthdən keçən intensivlik vektorunun seli (intensivlik seli) Φ_E deyilir və $\Phi_E = ES$ düsturu ilə ifadə olunur.

Əgər müstəvi səthin normalı qüvvə xətləri ilə müəyyən α bucağı təşkil edərsə:

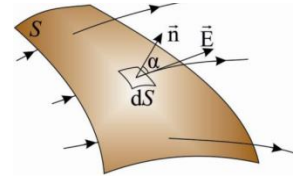
$$\Phi_E = EScos\alpha = EScos(\vec{E}\vec{n}) = E_nS$$

Burada $E_n = Ecos(\vec{E}\vec{n})$. Vektorun seli skalyar kəmiyyətdir və işarəsi nüfuz etdiyi səthin normalı ilə əmələ gətirdiyi bucağın dərəcə ölçüsü ilə təyin olunur (şəkil 1). Səthin normalı ilə vektor arasında bucaq iti olduqda ($\alpha < 90^\circ$) sel müsbət, kor bucaq olduqda isə ($\alpha > 90^\circ$) mənfi olur. $\vec{E}$ intensivlik vektoru səthin normalına perpendikulyar olarsa, həmin səthdən keçən sel sıfır olur.

Sahə bircinsli olmadıqda ($\vec{E} \neq const$) səthi çox kiçik elementar götürməklə, bu səthin əhatə etdiyi kontur daxilində sahəni bircinsli hesab edərək intensivlik selini belə şəkildə yazmaq olar:

$$d\Phi_E = E_ndS$$

Bu halda istənilən S səthindən keçən intensivlik seli belə olacaqdır:



Şəkil 1

$$\Phi_E = \int_S E_ndS = \int_S Ecos\alpha dS$$

Götürülən səth qapalı olanda isə: $\Phi_E = \oint Ecos\alpha dS$ Nöqtəvi q yükünü əhatə edən qapalı sferik S səthindən keçən intensivlik selinin qiymətini hesablayaq. Sferik səthin mərkəzində yerləşmiş q yükünün bu səthdə yaratdığı sahə intensivliyi $E = k \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$ olduğunu, intensivlik vektoru sahəsi $S = 4\pi r^2$ olan sferik səthin normalı istiqamətdə yönəldiyini ($E_n = E$) nəzərə alaraq, intensivlik seli:

$$\Phi_E = ES = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Hesablamalar göstərir, ki nəticə istənilən qapalı səth üçün doğrudur. Qapalı səth daxilində $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri olarsa, həmin səthdən keçən tam intensivlik seli ayrı-ayrı yüklərin yaratdığı sellərin cəbri cəminə bərabər olur.

$$\Phi_E = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_n = \frac{q_1 + q_2 + \dots + q_n}{\epsilon_0}$$

 Beləliklə, *istənilən qapalı səthdən keçən elektrik sahəsi intensivliyinin seli bu səth daxilində yerləşən elektrik yüklərinin cəbri cəminin elektrik sabitinə olan nisbətində bərabərdir.* Bu ifadə **elektrostatik sahə üçün Qaus teoremidir.**

Qeyd edək ki, xüsusi halda qapalı səth yükü əhatə etmədikdə səthdən keçən elektrik sahə intensivliyinin tam seli sıfıra bərabər olur. Qauss teoremi bir sıra hallarda elektrik sahə intensivliyini superpozisiya prinsipindən daha asan yolla təyin etməyə imkan verir.

3.1.7. Təklənmiş naqilin elektrik tutumu. Kondensatorlar



Təklənmiş naqildə yüklənmiş naqilin naqilin səthi boyunca bərabər paylanır və nəticədə naqilin bütün nöqtələri eyni potensiala malik olur. Yükün miqdarı artdıqca naqilin ətraf fəzada yaratdığı sahə intensivliyi və potensial artır. Təcrübələr göstərir ki, naqilin yükü ilə onun potensialı arasında mütənasiblik mövcuddur: $q = C\varphi$.

Burada mütənasiblik əmsalı olan C naqilin **elektrik tutumu** adlanır.

$$C = \frac{q}{\varphi} \text{ və ya } C = \frac{dq}{d\varphi}$$



Elektrik tutumu ədədi qiymətcə potensialın vahid artması üçün lazım olan yükə bərabərdir. Elektrik tutumu naqilə verilən yükün miqdarından, onun potensialından asılı olmayıb və naqilin *elektrik yükü toplama qabiliyyətini* xarakterizə edir. Elektrik tutumu naqilin formasından, həndəsi ölçüsündən, digər naqillərlə qarşılıqlı vəziyyətindən və yerləşdiyi mühitin elektrik xassələrindən asılıdır.

BS-də tutum vahidi olaraq *farad (F)* qəbul olunmuşdur $1F = \frac{1Kl}{1V}$.

Radiusu R – ə bərabər olan təklənmiş keçirici kürəyə verilən elektrik yükü q olarsa, onun səthində potensial

$$\varphi = k \frac{q}{R} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R}$$

olduğunu nəzərə alsaq elektrik tutumunu təyin edə bilərik.

$$C = \frac{q}{\varphi} = 4\pi\epsilon_0 R$$

Təklənmiş naqillər çox kiçik elektrik tutumuna malik olur. Yüklənmiş naqilə digər yüksüz naqilə yaxınlaşdırılırsa, onda induksiyanlanmış əks işarəli yüklər əmələ gələr və aralıqda potensialın qiyməti xeyli azalar. Praktikada elektrik yükünü toplamaq üçün böyük tutuma malik olan kiçik həcmli qurğulardan istifadə olunması daha əlverişlidir. Bu məqsədlə *kondensator* adlanan qurğulardan istifadə olunur.



Kondensator bir-birindən dielektrik təbəqə ilə təcrid olunmuş iki naqildən ibarət sistemdir.

Kondensatoru təşkil edən naqillər kondensatorun *lövhələri* və ya *köynəkləri* adlanır. Kondensatorun köynəklərindən birinə $+q$ yükü verdikdə, digərində $-q$ yükü induksiyanılır və köynəklər arasında $U = \varphi_1 - \varphi_2$ gərginliyi yaranır. Onun yükü dedikdə bir köynəyindəki yükün modulu başa düşülür.

Kondensatorlar elə hazırlanır ki, köynəklərdəki elektrik yüklərinin sahəsi onların aralığında lokallaşsın. Kondensatorun elektrik tutumu

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}$$

Kondensatorlar tutumuna, dielektrikin növünə və həndəsi formasına görə təsnifata ayrılır. Həndəsi formasına görə *müstəvi*, *sferik* və *silindrik* kondensator növləri vardır.

Müstəvi kondensator bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil 1). Lövhənin sahəsini S , arasındakı məsafə d , lövhələr arasındakı mühitin dielektrik nüfuzluğu ϵ olan müstəvi kondensatorun tutumu

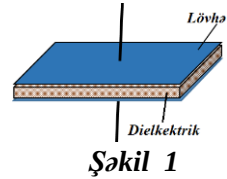
$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$$

düsturu ilə təyin olunur.

Sferik kondensator radiusları r_1 və r_2 olan iki konsentrik kürə səthdən ibarətdir. Sferaların arasındakı mühitin dielektrik nüfuzluğunun ϵ olan sferik kondensatorun tutumu aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 r_2}{r_2 - r_1}$$

Silindrik kondensator radiusları r_1 və r_2 olan iki eyni oxlu silindrdən ibarətdir. Silindrlərin hündürlüyü L , aralarındakı mühitin dielektrik nüfuzluğu ϵ olan silindrik kondensatorun elektrik tutumu



$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 L}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

düsturu ilə hesablanır.

Elektrotexnikada müxtəlif tutumlar əldə etmək üçün ardıcıl və paralel birləşdirilmiş kondensatorlar batareyasından istifadə olunur.

Ardıcıl birləşdirilmiş kondensatorlar batareyasının tutumunun tərs qiyməti, ayrı-ayrı kondensatorların tutumunun tərs qiymətləri cəminə bərabər olur.

$$\frac{1}{C_{ar}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

Paralel birləşdirilmiş kondensatorlar batareyasının ümumi tutumu, ayrı-ayrı kondensatorların tutumları cəminə bərabər olur.

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i$$

3.1.8. Yüklər sisteminin və elektrostatik sahənin enerjisi

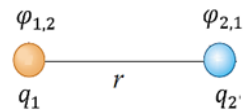
Yüklər arasındakı elektrostatik qarşılıqlı təsir qüvvələri konservativ qüvvələr olduğundan yüklər sistemi müəyyən potensial enerjiyə malikdir. Bir-birindən müəyyən r məsafədə A və B nöqtələrində yerləşən iki q_1 və q_2 nöqtəvi yüklərdən ibarət sistemin qarşılıqlı təsir enerjisini hesablayaq (Şəkil 1).

Yüklərdən hər biri digərinin elektrik sahəsində müəyyən potensial enerjiyə malik olacaqdır. Fəzanın B nöqtəsində q_1 yükünün yaratdığı sahənin potensialı $\varphi = k \frac{q_1}{r}$ olduğundan, q_2 yükü sonsuzluqdan B nöqtəsinə gətirmək üçün sahə qüvvələrinə qarşı $A = q_2 \varphi_1 = k \frac{q_1 q_2}{r}$ işini görmək lazımdır.

Bu iş iki yükün qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Həmin enerjini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$W = A = k \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} q_1 k \frac{q_2}{r} + \frac{1}{2} q_2 k \frac{q_1}{r} = \frac{1}{2} (q_1 \varphi_1 + q_2 \varphi_2)$$

Burada φ_1 q_2 yükünün elektrik sahəsinin q_1 yükü yerləşən A nöqtəsindəki potensialı, φ_2 isə q_1 yükünün elektrik sahəsinin q_2 yükü yerləşən B nöqtədəki potensialıdır.



Şəkil 1

Eyni qayda ilə n sayda nöqtəvi yükədən ibarət sistemin qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2 + \dots + q_n\varphi_n) = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^n q_i\varphi_i$$

yaza bilərik. Burada $\varphi_i q_i$ yükünün yerləşdiyi nöqtədə digər yüklərin yaratdıqları yekun sahənin potensialıdır. Yüklər sisteminin enerjisi potensial xarakterli olduğundan yüklərin yerdəyişməsindən asılıdır. Eyni sayda yüklərin müxtəlif konfigurasiyasına fərqli potensial enerji uyğun gəlir.

Təklənmiş naqilin enerjisinə baxaq. Fərz edək ki, q yüklü naqıl müəyyən φ potensialına malikdir. Bu naqilin yükünü dq qədər artırmaq üçün sahə qüvvələrinə qarşı $dA = \varphi dq = C\varphi d\varphi$ elementar işi görülməlidir. Görülən bu iş naqilin potensial enerjisinə çevrilir. Bu ifadəni integrallamaqla təklənmiş naqilin potensial enerjisini təyin edə bilərik:

$$W = \int dA = \int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

Yüklü kondensatorun enerjisi. Köynəkləri arasındakı gərginlik U olan kondensatorun boşalma prosesində bir köynəkdən o birinə dq qədər yük keçən zaman

$$dA = U dq = CU dU$$

elementar iş görülür. Kondensatorun enerjisini tapmaq üçün bu ifadəni 0-dan U -ya qədər integrallamaq lazımdır

$$W = A = \int_0^U CU dU = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

Bu ifadələr istənilən kondensator üçün doğrudur. Kondensatorun enerjisi onun lövhələri arasında yaranan elektrik sahəsində cəmləndiyindən bu enerji elektrik sahəsinin enerjisi də adlanır. Həmin enerjiyi elektrik sahəsinin intensivliyi ilə ifadə etmək olar.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 S d E^2 = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 V E^2$$

Burada d – kondensatorun köynəkləri arasındakı məsafə, S – köynəklərin sahəsi, E – köynəklər arasında yaranan elektrik sahəsinin intensivliyidir. Kondensatorun

enerjisini köynəklər arasındakı fəzanın $V = Sd$ həcminə bölməklə *enerji sıxlığını* yəni, elektrik sahəsinin vahid həcmə düşən enerjisini təyin etmək olar.

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2$$

Göründüyü kimi, enerji sıxlığı elektrik sahəsinin intensivliyi ilə təyin olunur. Kondensatorun enerjisi düsturundan istifadə edərək, onun lövhələri arasındakı cazibə qüvvəsini təyin etmək olar. Bunun üçün fərz edək ki, kondensatorun lövhələri arasındakı x məsafəsi dx qədər dəyişmişdir. Bu zaman sistemin potensial enerjisinin dəyişməsi hesabına $dA = Fdx = -dW$ işi görülür. Buradan

$$F = -\frac{dW}{dx} = -\frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S}$$

alırıq. Burada mənfi F sahə qüvvəsinin kondensatorun lövhələri arasındakı x məsafəsini azaltmağa çalışdığını, yəni bu qüvvənin cazibə xarakterli olduğunu göstərir.

FƏSİL 3.2. SABİT CƏRƏYAN QANUNLARI

3.2.1. Elektrik cərəyanı



Yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkəti **elektrik cərəyanı** adlanır. Elektrik cərəyanı aşağıdakı ilk şərti ödənildikdə yaranır:

- ❖ sərbəst hərəkət edə bilən yüklü zərrəciklər olmalıdır;
- ❖ sərbəst yüklü zərrəcikləri nizamlı hərəkətə gətirən sabit elektrik sahəsi və ya potensiallar fərqi olmalıdır.

Bir çox maddələrdə sərbəst hərəkət edə bilən yüklü zərrəciklərin olmadığına görə elektrik cərəyanını keçirmir. Belə maddələr dielektrik adlanır. Elektrik cərəyanını keçirə bilən maddələr naqıl adlanır.

Elektrik cərəyanı əməli fəaliyyətimizin bütün sahələrinə elə nüfuz etmişdir ki, müasir həyatı onsuz təsəvvür etmək çətindir. Gündəlik həyatımızda elektrik cərəyanından belə geniş istifadə olunmasının əsasında onun yaratdığı aşağıdakı 3 müxtəlif təsir dayanır.

1. İstilik təsiri. Bu təsire əsasən elektrik cərəyanı keçən naqıl qızır. Cərəyanın istilik təsirindən istilik və işıq almaq məqsədi ilə istifadə edirlər.

2. Kimyəvi təsir. Bəzi naqillərdən (elektrolitlərdən) elektrik cərəyanı keçərkən molekulları tərkib hissələrinə ayırmaqla, kimyəvi təsir yaradır.

3. Maqnit təsiri. İxtiyarı cərəyan ətrafında maqnit sahəsi yaranır. Cərəyanın maqnit təsiri universal təsirdir.

Elektrik cərəyanının bu təsirlərini xarakterizə etmək üçün cərəyan şiddəti adlanan kəmiyyətdən istifadə olunur. Vahid zamanda naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarına **cərəyan şiddəti** deyilir:

$$i = \frac{dq}{dt}$$

Cərəyan şiddətinin vahidi olaraq BS –də **Amper (A)** götürülür. Əsas vahid olan Amper cərəyanlı naqillərin maqnit qarşılıqlı təsirinə əsasən təyin edilir.

Cərəyanın axın istiqaməti kimi potensialın azalması, müsbət yüklü zərrəciklərin hərəkət istiqaməti götürülür (Şəkil 1). Mənfi yüklü zərrəciklərin (metallarda) nizamlı hərəkəti zamanı cərəyan yüklərin hərəkət istiqamətinin əksinə axır.

Cərəyan şiddətinin qiyməti və cərəyanın istiqaməti zaman keçdikcə dəyişmirsə ($I = \text{const}$), belə cərəyan sabit cərəyan adlanır. Sabit cərəyan olan hal üçün



$$I = \frac{q}{t}$$

Naqildə cərəyan qeyri-bərabər paylandıqda cərəyanın sıxlığı ilə xarakterizə edilir. Cərəyanın xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən vahid zamanda keçən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə cərəyan sıxlığı deyilir:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}$$

Cərəyan axan mühitin verilmiş nöqtəsində cərəyan sıxlığı, bütün en kəsiyində isə cərəyan şiddəti təyin olunur. Cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyətdir, onunda istiqaməti (+) yüklərin nizamlı hərəkəti ilə eynidir və ölçü vahidi $\frac{A}{m^2}$ –dir.

Cərəyan şiddəti və cərəyan sıxlığının hərəkət edən sərbəst yükdaşıyıcıların xarakteristikalarından asılılığını müəyyənəndirək. Tutaq ki, silindrik formalı naqildəki (**Şəkil 1**) yükdaşıyıcıların konsentrasiyası n , bir zərrəciyin yükü q_0 , yüklərin istiqamətlənmiş hərəkətinin sürətinin orta qiyməti $\bar{v}$, naqilin en kəsiyinin sahəsi $S_{\perp}$ –dir. Onda dt müddətində naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarı

$$dq = q_0 n S_{\perp} \bar{v} dt$$

olacaqdır. Bunu nəzərə alaraq cərəyan şiddəti və cərəyan sıxlığı üçün uyğun olaraq aşağıdakı düsturu

alırıq:

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 n S_{\perp} \bar{v}; \quad j = q_0 n \bar{v}$$

Metallarda yükdaşıyıcılar sərbəst elektronların olduğundan ($q_0 = e$) bu düsturları

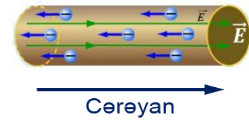
$$I = en S_{\perp} \bar{v}; \quad j = en \bar{v}$$

şəkilində yazmaq olar.

İxtiyari S səthindən axan cərəyanın şiddətini həmin səthdən keçən cərəyan sıxlığı vektorunun seli kimi də

$$I = \int_S (\vec{j} \cdot d\vec{S})$$

ifadə etmək olar.



Şəkil 1

3.2.2. Dövrə hissəsi üçün Om qanunu. Müqavimət

Məlumdur ki, yüklərin tarazlığı zamanı, yəni cərəyan olmadıqda naqilin bütün nöqtələrində potensial eyni olur. Ancaq cərəyanlı naqildə potensial onun uzunluğu boyunca dəyişir. Naqil daxilində yük elektrik sahəsinin gördüyü işin hesabına daşır.

Naqildən axan cərəyan şiddəti ilə onun uclarındakı potensiallar fərqi (gərginlik) arasındakı qanunauyğunluq təcrübi olaraq Alman alimi G.Om tərəfindən müəyyənəşdirilmişdir. Bircins naqildən keçən cərəyan şiddəti naqilin uclarındakı gərginliklə düz mütənasibdir:

$$I = \Lambda(\varphi_1 - \varphi_2) = \Lambda U$$

Cərəyan şiddəti ilə gərginlik arasındakı Λ mütənasiblik əmsalı naqilin keçiriciliyi, onun tərs qiyməti $R = \frac{1}{\Lambda}$ isə **naqilin müqaviməti** adlanır.

$$I = \frac{U}{R}$$

Bu düstur dövrə hissəsi üçün **Om qanununu** ifadə edir. *Bircins naqildən axan cərəyan şiddəti naqilin uclarındakı gərginliklə düz, onun müqaviməti ilə tərs mütənasibdir.*

Cərəyan yaratmaqda iştirak edən yüklü hissəciklərin nizamlı hərəkətinə kristal qəfəsin ionları tərəfindən müəyyən maneçilik törədilir. Naqilin müqaviməti kristal qəfəsin ionlarının yüklü hissəciklərin nizamlı hərəkətinə göstərdiyi maneçilikdir.

Naqilin müqavimətini Om qanunundan təyin etmək olar:

$$R = \frac{U}{I}$$

Müqavimət vahidi bu düsturdan verilir. BS-də müqavimətin vahidi olaraq **Om** götürülür. Bir Om elə naqilin müqavimətidir ki, uclarındakı gərginlik $1V$ olduqda, ondan keçən cərəyan şiddəti $1A$ olsun $1 Om = \frac{1V}{1A}$.

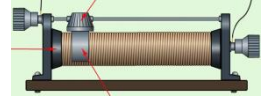
Naqilin müqaviməti onun hazırlandığı materialın xassələrindən, forma və həndəsi ölçülərindən asılıdır.

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

Burada l – naqilin uzunluğu, S – en kəsiyinin sahəsi, $\rho = \frac{RS}{l}$ – onun hazırlandığı materialın növünü xarakterizə edən kəmiyyət **xüsusi müqavimətdir**. Xüsusi müqavimətin tərs qiyməti $\sigma = \frac{1}{\rho}$ **xüsusi elektrikkeçiriciliyi** adlanır.

Xüsusi müqavimət – uzunluğul $= 1m$, en kəsiyinin sahəsi $S = 1m^2$ olan naqilin müqavimətinə deyilir. BS -də xüsusi müqavimətin vahidi olaraq **Om · m** götürülür.

İş prinsipi müqavimətinin naqilin uzunluğundan asılılığına əsaslanan xüsusi cihaz **reostat** düzəldilir (Şəkil 1). Reostatlarda sürüşən kontaktın yerini dəyişməklə naqilin dövrəyə qoşulan hissəsinin uzunluğunu artırıb-azaltmaq və nəticədə müqavimətini dəyişmək mümkün olur. Müqavimətin dəyişməsi dövrədə cərəyan şiddətini dəyişməsinə səbəb olduğundan, reostat vasitəsilə cərəyan şiddətini tənzimləmək olur.



Şəkil 1

Naqilin müqaviməti onun növündən, uzunluğundan və en kəsik sahəsindən asılı olduğu kimi, həm də naqilin temperaturundan asılı olur. Temperatur dəyişməsi müqavimətin dəyişməsinə səbəb olur. Fərz edək ki, $t = 0^\circ\text{C}$ temperaturda naqilin müqaviməti R_0 , müəyyən t temperaturda isə R -dir. Bu halda müqavimətin mütləq artımı $\Delta R = R - R_0$, nisbi artımı isə $\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R - R_0}{R_0}$ olacaq. Müəyyənləşdirmək mümkün olmuşdur ki, müqavimətin nisbi artımı temperatur dəyişməsi ilə düz mütənasibdir: $\frac{R - R_0}{R_0} = \alpha t$. Burada, mütənasiblik əmsalı α – **müqavimətin temperatur əmsalı** adlanır və ədədi qiymətcə, vahid temperatur dəyişməsi zamanı müqavimətin nisbi dəyişməsinə bərabər olan kəmiyyətdir. Müqavimətin temperatur əmsalının BS-də vahidi $[\alpha] = \frac{1}{K}$ –dir. Müqavimətin temperatur asılılığını

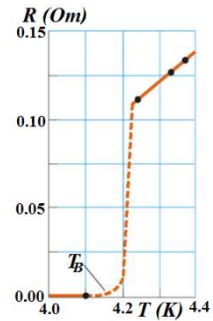
$$R = R_0(1 + \alpha t)$$

şəklində yazmaq olar. Göründüyü kimi, metalların müqaviməti temperaturdan xətti asılılığa malikdir.

Naqilin müqaviməti temperatur asılılığı, temperaturun dəyişməsi onun xüsusi müqavimətinin dəyişməsi hesablanır. Temperaturun artımı ilə kristal qəfəsin ionlarının rəqsi hərəkətinin amplitudu artır və nəticədə elektronların hərəkətinə maneçilik, yəni müqavimət artır. Ona görə də temperaturun dəyişməsi ilə naqilin həndəsi ölçülərinin cüzi dəyişməsinə nəzərə almasaq, xüsusi müqavimətin temperatur asılılığını $\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$ kimi ifadə etmək olar.

Aşağı temperaturlarda metalların müqavimətin temperatur asılılığında xəttilik pozulur və mütləq sıfıra yarı temperaturlarda qalıq müqavimət yaranır. Təcrübələr göstərir ki, qalıq müqavimətin qiyməti materialın təmizliyi və onda qalıq mexaniki gərginliklərin olması ilə əlaqədardır. Bəzi metallar və ərintilərin

$T < 20\text{ K}$ temperatur intervalında xüsusi müqaviməti sıçrayışla azalaraq sıfıra düşür. *İlk dəfə Hollandiya fiziki H.Kamerling-Onnes 1911-ci ildə təmiz civəni (aşqarsız) maye heliumda soyudan zaman onun xüsusi müqavimətinin əvvəlcə tədricən azaldığını, lakin 4,1 K temperaturunda isə sıçrayışla sıfıra qədər endiyini müşahidə etdi (Şəkil 2). Müşahidə olunan bu hadisə ifrat keçiricilik adlanır.* Metalın normal keçiricilikdən ifrat keçirici hala keçid temperaturu T_B **böhran temperaturu** adlanır. XX əsrin 80-cı illərində keramika tərkibli mürəkkəb quruluşlu materiallarda ifrat keçiricilik nisbətən yüksək temperaturlarda ($T > 100\text{ K}$) müşahidə olunmuşdur. İfrat keçiricidən cərəyanın axan zaman istilik ayrılır. Bu hadisə texnikada geniş tətbiq imkanlarına malikdir.



Şəkil 2

Metalların elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığına əsaslanaraq, müqavimət termometrləri hazırlanır. Müqavimət termometrləri temperaturu 0,003 K dəqiqliyi ilə ölçməyə imkan verir. Yarımkəçiricilərdən istifadə olunmaqla hazırlanmış müqavimət termometrləri termistor adlanır. Bu cür termometrlər temperaturun 10^{-6} K dəyişməsinə qeyd etməyə imkan verir. Termistorların köməyi ilə çox kiçik həcmli temperaturunu da ölçmək mümkündür.

3.2.3. Kənar qüvvələr. Mənbənin elektrik hərəkət qüvvəsi

Elektrostatik sahə potensiallı sahə olduğundan yalnız elektrik təbiətli qüvvələrin təsiri ilə yükü qapalı dövrə üzrə hərəkət etdirmək mümkün deyildir. Qapalı dövrdə elektrik cərəyanı almaq üçün hökmən, dövrənin müəyyən hissəsində yük elektrik təbiətli olmayan qüvvələrin təsiri ilə hərəkət etdirilməlidir. Dövrdə davamlı elektrik cərəyanının yaranması üçün mütləq qeyri-elektrostatik qüvvələr hesabına potensiallar fərqi yaradan və onu sabit saxlayan xüsusi qurğu, cərəyan mənbəyi olmalıdır.

Elektrostatik sahənin təsiri ilə naqildəki sərbəst elektronları yalnız potensialı az olan hissədən çox olan hissəyə hərəkət etdirilir, cərəyan mənbəyinin vəzifəsi isə bu elektronları yenidən mənbənin mənfə qütbünə, potensialı az olan hissəyə qaytarmaqdır. Cərəyan mənbəyi daxilində sərbəst yükdaşıyıcılar elektrik sahəsinin təsirinin əksi istiqamətində hərəkət etdirilir. Bu yalnız, cərəyan mənbəyində yüklərə elektrostatik təbiətə malik olmayan qüvvələr təsirlə mümkündür.

Bütün cərəyan mənbələrinin daxilində yükdaşıyıcılar mənbənin bir qütbündən digərinə qeyri-elektrostatik təbiətli qüvvələrin təsiri ilə hərəkət etdirilir. Mənbə daxilində yüklərə təsir edən qeyri-elektrostatik təbiətli qüvvələr **kənar qüvvələr** adlanır.

Mənbəyin daxilində kənar qüvvələrin təsiri altında yüklər sahənin Kulon qüvvələrinin təsirinin əksinə (mənfi yüklər müsbətdən mənfiyə doğru), qalan digər dövrə hissəsində isə yükləri elektrik sahəsi hərəkətə gətirir. Kənar qüvvələrin gördüyü iş hesabına yüklü zərrəciklər cərəyan mənbəyinin daxilində enerji əldə edir.

Elektrostatik qüvvələrdən fərqli olaraq, kənar qüvvələrin qapalı yolda gördüyü işi sifirə bərabər deyil, və onları dövrəyə qalvanik element (batariya), akkumulyator, elektrik generatoru və s. qoşmaqla əldə etmək olar. Kənar qüvvələr mexaniki, maqnit, istilik, işıq, kimyəvi və s. təbiətli ola bilər. Məsələn, sabit cərəyan generatorlarında maqnit sahəsinin və rotorun mexaniki enerjisinin hesabına elektrik yükləri cərəyan mənbəyinin daxilində elektrostatik sahə qüvvələrinə qarşı hərəkət edirlər, qalvanik elementlərdə bu qüvvələr elektrodlarla elektrolitlər arasında meydana çıxan kimyəvi reaksiyaların enerjisi, termoelementdə istilik enerjisi, təbiətli, fotoelementdə işıq enerjisi hesabına yaranır.

 Kənar qüvvələr elektrik yüklərini hərəkət etdirərkən müəyyən iş görülür. Sabit cərəyan mənbələrində də kənar qüvvələrin təsiri **elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q)** adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Cərəyan mənbəyinin elektrik hərəkət qüvvəsi - elektrik yükünü qapalı dövrə boyunca hərəkət etdirən zaman kənar qüvvələrin gördüyü işin həmin yükün miqdarına olan nisbətində bərabər olan kəmiyyətdir.

$$\mathcal{E} = \frac{A_k}{q}$$

Elektrik hərəkət qüvvəsi, ədədi qiymətə müsbət vahid yükün qapalı dövrə boyunca hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işə bərabər olan kəmiyyətdir. Potensiallar fərqi kimi, E.h.q. də Bs-də Voltlarla ölçülür. Bu səbəbdən də kənar qüvvələri də sahə intensivliyi ilə xarakterizə etmək mümkündür.

q yükünə təsir edən kənar qüvvəni $F_k = qE_k^*$ kimi ifadə etmək olar. Burada E_k^* – kənar qüvvələrin sahə intensivliyidir. Qapalı dövrdə kənar qüvvələrin gördüyü işi aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$A_k = \oint F dl = \oint qE_k^* dl = q \oint E_k^* dl = q\mathcal{E}$$

Onda kənar qüvvələrin sahə intensivliyinin sirkulyasiyası üçün $\mathcal{E} = \oint E_k^* dl$ alırıq. Deməli, kənar qüvvələrin intensivlik vektorunun sirkulyasiyası qapalı dövrdə təsir edən mənbənin e.h.q.-nə bərabərdir.

Cərəyan axan naqildə yükə kənar qüvvələrdən başqa elektrostatik qüvvələr də təsir edir. Ona görə də, qapalı dövrdə yükə təsir edən əvəzləyicisi kənar qüvvələrə və elektrostatik qüvvələr cəminə bərabər olur:

$$F = F_k + F_{es} = qE_k^* + qE = q(E_k^* + E)$$

3.2.4. Sabit cərəyanın işi və gücü. Coul-Lens qanunu

Naqildən cərəyan keçərkən, naqildə yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkəti zamanı onlara təsir edən elektrik sahəsi iş görür. Bu işi elektrik cərəyanının işi adlanır. Yükün potensiallar fərqi U iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı elektrik sahəsinin gördüyü iş $A = qU$ ifadəsi ilə təyin olunur. Uclarına gərginlik U olan ixtiyari dövrə hissəsini nəzərdən keçirək. Həmin hissədən keçən cərəyan şiddəti I olarsa dt zaman müddətinə en kəsiyindən keçən yükün miqdarı $dq = Idt$ olar. Bu zaman elektrik sahəsinin gördüyü elementar iş

$$dA = Udq = IUdt$$

ifadəsi ilə hesablamaq olar. Naqilin müqaviməti R – olarsa, Om qanununa görə $U = IR$ olduğunu nəzərə alsaq

$$dA = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt$$

yaza bilərik.

Sabit cərəyanda t müddətində naqilin en kəsiyindən $q = It$ yükü keçdiyindən cərəyanın həmin müddətdə gördüyü iş

$$A = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t$$

düsturları ilə təyin olunur.

Güc vahid zamanda görülən iş olduğundan cərəyanın gücü üçün aşağıdakı düsturları alırıq:

$$P = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}$$

Elektrik cərəyanının enerjisi naqildə arası kəsilmədən sərf olunur və digər enerji növünə çevrilir. Elektrik cərəyanı iş görərək lampanın közərmə telini qızdırır, elektrik mühərrikinin rotorunu fırladır, kimyəvi çevrilmə yaradır və s. Bütün hallarda cərəyanın işi nəticəsində elektrik enerjisi digər enerji formalarına-daxili enerjiyə, mexaniki enerjiyə və s. çevrilir.

Təcrübələr göstərir ki, naqildən cərəyan keçən zaman ondan müəyyən Q istiliyi ayrılır. Əgər kənar enerji itkisi yoxdursa, onda cərəyanın işi tamamilə istiliyə çevrilir, yəni ayrılan istilik miqdarı cərəyanın işinə bərabər olur.

$$Q = A = I^2 R t = I U t = \frac{U^2}{R} t$$



Coul və Lens təcrübi olaraq, biri-birindən asılı olmadan *naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istiliyin cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənəsib olduğunu* müəyyənləşdirmişlər.

$$Q = I^2 R t$$

Bu Coul-Lens qanunu, ayrılan istilik isə Coul-Lens istiliyi adlanır. Coul-Lens qanunu bu ifadəsi integral xarakterli olub, I cərəyanı axan R müqavimətli ixtiyari naqıl üçün *ödənilir*. Cərəyanın axdığı yerlərdə ayrılan istiliyi təyin etmək üçün İxtiyari nöqtədə istilik ayrılmasını xarakterizə edən Coul-Lens qanunu lokal diferensial formada da ifadə etmək olar.

Naqildə silindrik formada elementar $dV = dS dl$ həcm ayırısaq onun müqaviməti $R = \rho \frac{dl}{dS}$ olar. Bu həcmdə dt zaman müddətində ayrılan istilik miqdarı

$$dQ = I^2 R dt = (j \cdot dS)^2 \rho \frac{dl}{dS} dt = \rho j^2 dV dt = \frac{1}{\sigma} j^2 dV dt$$

ifadəsi ilə hesablanı bilər.

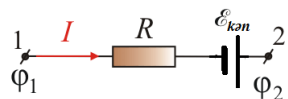
Cərəyan axan naqilin vahid həcmindən vahid zamanda ayrılan istilik cərəyanın *xüsusi istilik gücü* adlanır.

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2 = \rho \sigma^2 E^2 = \sigma E^2$$

Bu düstur *Coul-Lens qanununun diferensial şəklində* ifadəsidir.

3.2.5. Qeyri bircins dövrə hissəsi üçün Om qanunu

Bircins dövrə hissəsindən fərqli olaraq qeyri bircins dövrə hissəsində cərəyan mənbəyi də olur. Belə dövrə hissəsində sərbəst yüklərə elektrik sahəsindən əlavə kənar qüvvələr də təsir edir. Deməli, qeyri bircins dövrə hissəsində həm elektrik sahəsi, həm də cərəyan mənbəyi iş görür.



Şəkil 1

Dövrənin qeyri-bircins 1-2 hissəsinə baxaq (Şəkil 1):

R — bu hissədəki aktiv müqavimət, $\mathcal{E}$ — cərəyan mənbəyinin e.h.q., r — mənbənin daxili müqaviməti, φ_1 və φ_2 uyğun olaraq 1 və 2 nöqtələrindəki potensiallar, I — dövrə hissəsindəki cərəyan şiddəti olsun.

Coul-Lens qanununa uyğun olaraq dt zaman müddətində 1-2 dövrə hissəsində ayrılan istilik miqdarı

$$dQ = I^2 R_{12} dt = IR_{12} I dt = IR_{12} dq$$

olacaqdır. $R_{12} = R + r$ dövrə hissəsindəki tam müqavimətdir.

Enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununa uyğun olaraq qeyri bircins dövrə hissəsində cərəyan axması nəticəsində ayrılan istilik, elektrostatik və kənar qüvvələrin işləri cəmi kimi təyin olunur:

$$dQ = dA_{12} = dA_k + dA_{el}$$

$$IR_{12} dq = dq\mathcal{E} + dq(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$IR_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} = U_{12}$$



Elektrostatik və kənar qüvvələr mövcud olduqda vahid yükün iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı görülməli iş **gərginlik düşküsi** adlanır və U_{12} –ilə işarə olunur.

$$IR_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} = U_{12}$$

alınır.

Bu ifadədən görünür ki, *dövrə hissəsindəki gərginlik düşküsi bu hissədəki potensial düşküsi ilə dövrədəki bütün cərəyan mənbələrinin e.h.q.-nin cəminə bərabərdir.*



$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}$$

Beləliklə, qeyri bircins dövrə hissəsindən axan cərəyan şiddəti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}}{R_{12}} \quad (1)$$

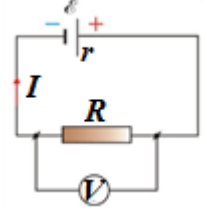
Bu ifadə qeyri-bircins dövrə hissəsi üçün *Om qanunu* adlanır.

Qeyd edək ki, gərginlik düşküsi potensiallar fərqi anlayışının ümumiləşməsidir. Bircins dövrə hissəsində kənar qüvvələr təsir göstərmədiyindən ($\mathcal{E} = 0$ olduğuna görə) gərginlik düşküsi potensiallar fərqinə bərabər olur $U = \varphi_1 - \varphi_2$. Bircins dövrə hissəsi üçün “gərginlik” və “potensiallar fərqi” anlayışları, elektrostatikada olduğu kimi, eyni məna daşıyır. Bu halda qeyri bircins dövrə hissəsi üçün aldığımız (1) ifadəsi dövrə hissəsi üçün Om qanununun ifadəsinə çevrilir:



$$I = \frac{U}{R}$$

Xüsusi halda, qapalı dövrə halında 1 və 2 nöqtələri üst-üstə düşdüündən $\varphi_1 = \varphi_2$ və $U_{12} = IR_{12} = \mathcal{E}$ olur. Bu halda R_{12} –qapalı dövrənin tam müqavimətidir. Tam müqavimət dövrənin xarici R müqavimətilə mənbənin daxili r müqavimətinin cəmində ibarətdir: $R_{12} = R_{tam} = R + r$. Qapalı dövrə üçün Om qanunu aşağıdakı şəkllə düşür:



Şəkil 2

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$$

Qapalı dövrədəki cərəyan şiddəti mənbənin EMF-si ilə düz mütənasib olub, dövrənin tam müqavimətinə tərs mütənasibdir.

Qapalı dövrə üçün Om qanununu aşağıdakı şəkildə də ifadə etmək olar:

$$\mathcal{E} = Ir + Ir = U + Ir$$

Burada U — dövrə qapalı olduqda mənbənin qütblərindəki gərginlikdir. Dövrə açıq olduğu halda $I = 0$ olduğuna görə $\mathcal{E} = U$ olur, yəni açıq dövrəyə tətbiq olunmuş e.h.q. onun uçlarındakı potensiallar fərqi ilə bərabərdir. Cərəyan mənbəsinin e.h.q.-ni tapmaq üçün xarici dövrə açıq olduqda onun sıxaclarındakı potensiallar fərqi ölçmək lazımdır.



Əgər cərəyan mənbəsinin qütbləri qısa qapanarsa ($R = 0$), dövrədəki cərəyan şiddəti yalnız cərəyan mənbəsinin daxili müqaviməti ilə təyin olunur. Ona görə də bu cərəyan şiddəti **qısaqapanma cərəyan şiddəti** adlanır:

$$I_{qq} = \frac{\mathcal{E}}{r}$$

Cərəyan mənbəsinin daxili müqaviməti kiçik olduğundan qısaqapanma cərəyan şiddəti çox böyük qiymət alır və bu zaman cərəyan mənbəyi yanib sıradan çıxa bilər.

Yükün qapalı dövrə üzrə hərəkəti zamanı cərəyan mənbəyi iş görür. Xarici dövrə hissəsində yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş faydalı işə çevrilir $A_{fay} = A_{xar} = I^2 R t = U I t$, tam iş isə yükün qapalı dövrə üzrə hərəkəti zamanı həm xarici, həm də daxili dövrə hissələrində görülən işlərin cəminə bərabər olur.

$$A_{tam} = A_{xar} + A_{dax} = I^2 R t + I^2 r t = \mathcal{E} I t$$

Faydalı iş əmsalı görülən faydalı işin tam işə olan nisbəti ilə təyin olunduğundan cərəyan mənbəsinin faydalı iş əmsalını aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\eta = \frac{A_{fay}}{A_{tam}} = \frac{A_{xar}}{A_{xar} + A_{dax}} = \frac{U}{\mathcal{E}} = \frac{R}{R + r}$$

3.2.6. Budaqlanmış dövrələr. Kirxhof qaydaları

Budaqlanmayan, sadə dövrələrin bütün hissələrində cərəyanın istiqaməti və qiyməti eyni olur. Belə dövrələrin öyrənilməsində Om qanunu yaxşı tətbiq oluna bilər.

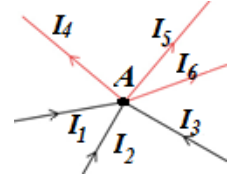
Budaqlanmış elektrik dövrələrində isə ayrı-ayrı budaqlarda cərəyanın həm qiyməti və həm də istiqaməti müxtəlif ola bilər. Elektrik dövrəsində hər hansı nöqtəyə 2-dən artıq (3 və daha çox) naqıl birləşdirilərsə, belə dövrələr **budaqlanmış dövrə**, birləşmə nöqtəsi isə **düyün nöqtəsi** adlanır.



Belə dövrlərdə cərəyan şiddəti və gərginliyi hesablamaq üçün Kirxhofun 1847- ci ildə təklif etdiyi iki qaydadan istifadə olunur.

Kirxofun 1 qaydası dövrənin düyününə aid olub, yüklərin saxlanması qanunundan alınır. Budaqlanmış dövrədə **düyün** elə nöqtəyə deyilir ki, oradan ən azı üç naqıl çıxsın.

Şəkil 1-də budaqlanmış dövrənin Adüyün nöqtəsi təsvir olunmuşdur. Kirxhofun 1-ci qaydası düyün nöqtələrində axan cərəyanın paylanma qanununu əks etdirir. Dövrədə cərəyan şiddətinin qiymətinin sabit qalması üçün düyün nöqtəsinin potensialı müəyyən sabit qiymətə malik olmalıdır. Əgər düyün nöqtələrinə gələn yükdaşıyıcıların sayı onu tərk edən yükdaşıyıcıların sayından fərqlənersə, həmin nöqtədə potensialın dəyişməsi baş verər və sabit cərəyan şərti pozular. Qərarlaşmış sabit cərəyan halında naqilin heç bir nöqtəsində və heç bir hissəsində elektrik yükləri toplanmır. Bu səbəbdən sabit cərəyan dövrəsində düyün nöqtələrində cərəyanların cəbri cəmi «0»-a bərabər olmalıdır.



Şəkil 1

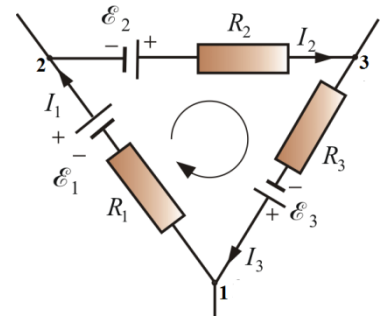
$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 \quad (1)$$

Düyün nöqtəsinə gələn cərəyan müsbət işarəli, ondan çıxan cərəyan isə mənfi işarəli götürülsə, şəkil 1-ə görə A düyün nöqtəsi üçün (1) şərti

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 - I_6 = 0$$

kimi yazılır. Kirxhofun I qaydasına görə *budaqlanmış dövrənin düyün nöqtələrinə gələn cərəyan şiddətlərinin cəmi ondan axan cərəyan şiddətləri cəminə bərabərdir*. Yəni vahid zamanda verilmiş düyünə gələn yükün miqdarı həmin müddətdə ondan çıxan yükün miqdarına bərabərdir.

Om qanununun ümumiləşmiş ifadəsi olan Kirxhofun ikinci qaydası budaqlanmış dövrədə qapalı konturlara aiddir. Bu qaydanı almaq üçün ixtiyari qapalı dövrə götürərək və hər budağına qeyri bircins dövrə hissəsi üçün Om qanununu tətbiq edək. Şəkil 2-də təsvir olunan qapalı 1-2-3-1 konturuna nəzər yetirək.



Şəkil 2

$$I_1 R_1 = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_1$$

$$I_2 R_2 = \varphi_2 - \varphi_3 + \mathcal{E}_2$$

$$I_3 R_3 = \varphi_3 - \varphi_1 + \mathcal{E}_3$$

Bu ifadələri toplasaq,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$$

alırıq. Bu ifadəni ümumi şəkildə

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{k=1}^m \mathcal{E}_k$$



Budaqlanmış dövrənin ixtiyari qapalı konturunda gərginlik düşmələrinin cəmi burada təsir göstərən e.h.q.-lərin cəbri cəminə bərabərdir. Bu

Kirxhofun II qaydasıdır.

Bu qaydanı tətbiq edərkən aşağıdakıları nəzərə almaq lazımdır:

- ❖ Kontur üzrə hərəkət sərbəst seçilir.
- ❖ Bütün budaqlarda cərəyanın istiqaməti sərbəst seçilir.
- ❖ Əgər seçilmiş istiqamət cərəyanın istiqamətilə üst-üstə düşərsə $\dot{I}R$ hasil müsbət, düşməzsə mənfi işarəli götürülür.
- ❖ Kontur boyu hərəkət mənbəyin daxilində mənfi qütbədən müsbət qütbə doğru düşərsə, bu mənbəyin e.h.q.-si müsbət işarəli, müsbət qütbədən mənfi qütbə doğru yönəldikdə mənfi işarəli qəbul edilir.

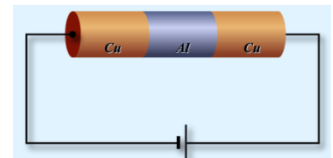
3.2.7. Metallarda elektrik cərəyanı.

Metalların klassik elektron nəzəriyyəsi və onun çətinlikləri

Metallarda elektrik keçiriciliyini təmin edən yükdaşıyıcıların təbiətini araşdırmaq üçün bir sıra təcrübələr qoyulmuşdur. Onlardan biri 1901-ci ildə Rikkenin qoyduğu təcrübədir. O, mis və alüminiumdan düzəldilmiş üç silindr götürmüş, onların oturacaqlarını cilalayaraq tərəzidə çəkmiş sonra mis-alüminium-mis ardıcılığı ilə sıx kontakta gətirmişdir (Şəkil 1). Bir il ərzində silindrlərdən



bir istiqamətdə cərəyan buraxmış, həmin müddətdə keçən yükün miqdarı $3,5 \cdot 10^6 \text{ Kl}$ olmuşdur. Silindrlərin kontakta gətirilən oturacaqlarını dəqiq tədqiq edərək o, metalların bir-birinə nüfuz etmədiyini, silindrləri yenidən tərəzidə çəkərək ($\pm 0,03 \text{ mq}$ dəqiqliklə) çəkirlərinin dəyişmədiyini müəyyən etmişdir.



Şəkil 1

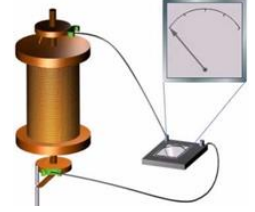
Doğrudan da metallarda yükdaşıyıcılar ionlar olsaydı təcrübədə istifadə olunan silindrlərin çəkirləri dəyişərdi. Mikroskop altında toxunan səthləri tədqiq edərək nə misin Al -a, nə də alüminiumun Cu -a nüfuz etməsi müəyyən olunmamışdır. Metal ionları yük daşınmasında iştirak etmir, cərəyan elektronların nizamlı hərəkəti nəticəsində yaranır. Bu təcrübə vasitəsi ilə *metallarda elektrik cərəyanı axması ilə*

maddə daşınmaması və cərəyan daşıyan zərrəciklərin bütün metallar üçün eyni olması isbat olunmuşdur.



Metallarda cərəyanın elektron təbiətinin ən inandırıcı sübutu elektronların ətaləti ilə aparılan təcrübələrdə əldə edilmişdir. 1913-cü ildə *Mandelştam* və *Papaleksi* apardıqları təcrübədə çoxlu dolaqlara malik keçirici sarğac sürəti ilə fırladılaraq tormozlandıqda çıxışa qoşulan telefonda uğultu şəklində səs yarandığını müşahidə edirlər (Şəkil 2).

Telefonun işə düşməsinin səbəbi tormozlanma zamanı dövrədə cərəyan impulsunun əmələ gəlməsidir. Bu təcrübə *metallarda cərəyan daşıyıcılarının ətalətə (kütləyə) malik olmasını* sübuta yetirmişdir. Təcrübəni təkmilləşdirən *Tolmen* və *Stüart* telefonu ballistik qalvanometrlə əvəz edərək tormozlanma zamanı keçən yükün miqdarını təyin etmiş və metallarda cərəyan daşıyıcıların xüsusi yükünü hesablamışlar.



Şəkil 2

Təcrübələrinin nəticələrinə əsasən metallarda sərbəst yük daşıyıcılarının mənfi işarəli olduğu və daşıyıcının təyin olunan xüsusi yükünün, digər təcrübələrdən alınan elektronun xüsusi yükünə yaxın olduğu aşkar edildi. Beləliklə, metallarda sərbəst yükdaşıyıcılarının elektronlar olduğu aşkar edildi. Elektronların çox kiçik potensiallar fərqiində hərəkətə gəlməsi onların metal daxilində sərbəst olmasını nümayiş etdirir.

Metallarda sərbəst elektronların varlığı faktına əsaslanaraq *Drude* metalların klassik elektron nəzəriyyəsini vermiş, sonralar isə bu nəzəriyyə *Lorens* tərəfindən inkişaf etdirilmişdir.

Klassik nəzəriyyə metallardakı sərbəst elektronlara elektron qazı, ideal atomar qaz kimi baxır və onların hərəkətinə klassik mexanika qanunlarını tətbiq edir. İdeal qazdan fərqli olaraq elektron qazında sərbəst elektronlar öz aralarında deyil, kristal qəfəsinin düyünlərində yerləşən ionlarla toqquşurlar. Bunun hesabına elektron qazı ilə kristal qəfəsi arasında istilik tarazlığı yaranır.

Metalda elektronların hərəkəti ilə elektrik yükünün daşınması əsasında **Drüde** və **Lorents** keçiriciliyin klassik nəzəriyyəsini yaratmışdır. Sabit cərəyan qanunlarının klassik Drude-Lorens nəzəriyyəsindən alınması bu nəzəriyyəsinin mühüm nailiyyətlərindəndir.

1853-cü ildə *Videman* və *Frans* təcrübə olaraq σ –elektrikkeçirmə əmsalı ilə χ – istilikkeçirmə əmsalının nisbətinin bütün metallar üçün eyni qiymətə malik olsa da, temperaturun xətti funksiyası olmasını göstərmişlər:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T = L \cdot T.$$

Burada $L = 3 \left(\frac{k}{e}\right)^2$ əmsalı metalın təbiətindən asılı olmayan sabit kəmiyyət olub, Lorens ədədi adlanır. Lorens elektronların sürətlərə görə paylanmasını nəzərə alaraq bu əmsal üçün bir qədər fərqli $L = 2 \left(\frac{k}{e}\right)^2$ ifadəsini almışdır.

Beləliklə, klassik elektron nəzəriyyəsi metalların elektrik müqavimətinin mövcudluğunu, Om və Coul-Lents qanunlarını tam, Videman-Frans qanununu isə keyfiyyətcə izah etdi. Lakin bu nəzəriyyənin qeyd etdiyimiz uğurları ilə yanaşı bir sıra çətinlikləri də vardır. Onlardan bəziləri qeyd edək.

- Elektron nəzəriyyəsinə görə metalların müqavimətinin temperatur asılılığı $R \sim T^{1/2}$ qanunu ilə ifadə olunur. Lakin, belə ki, təcrübə göstərir metalların müqaviməti temperaturdan xətti asılılığa malikdir: $R \sim T$.
- Klassik nəzəriyyənin ikinci çətinliyi Videman-Frans qanununda kəmiyyət uyğunsuzluğudur.
- Dülonq-Pti qanununa görə bərk cismin molyar istilik tutumu $3R$ –əbərabərdir. Metallarda sərbəst elektronlar istilikkeçirmə hadisəsində iştirak etdiklərindən, onlar həm də istilik tutumuna malik olmalıdırlar. Hər elektron 3 sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan və 1 mol miqdarda zərrəciyin hər sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{3}{2}R$ istilik tutumu uyğun gəldiyindən, demək olar ki, metalların molyar istilik tutumu kristal qəfəsin istilik tutumu ilə sərbəst elektronların istilik tutumunun cəminə bərabər

$$C_{met} = C_q + C_{el} = 3R + \frac{3}{2}R = \frac{9}{2}R$$

olmalıdır. Lakin təcrübələr, metalların istilik tutumunun $3R$ olmasını nümayiş etdirir. Yəni, keçirici elektronların olması praktiki olaraq istilik tutumunun qiymətinə təsir göstərmir.

Klassik elektron nəzəriyyənin təcrübi nəticələrə uyğun gəlməməsinin səbəbi metallarda elektronların klassik mexanika qanunlarına tabe olmamasıdır. Metallarda elektronların hərəkəti kvant mexanikası qanunlarına tabe olur. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi klassik elektron nəzəriyyəsinin təsvir olunan bütün çətinlikləri tamamilə aradan qaldırır.

FƏSİL 3.3. MAQNİTOSTATİKA

3.3.1. Maqnit sahəsi və onun xarakteristikaları

Bəzi maqnit hadisələri bəşəriyyətə qədim zamanlardan məlum olub. 4500 il bundan əvvəl icad olunan kompas, avropada yeni dövrün XII əsrində peyda olub. XIX əsrdə elektrik və maqnit hadisələri arasında əlaqənin mövcudluğu aşkar olundu və maqnit sahəsi haqqında təsəvvür formalaşdı.



Məlumdur ki, elektrik cərəyanı istilik, kimyəvi və maqnit təsirləri yaradır. Cərəyanın maqnit təsiri universal təsirdir. İxtiyari cərəyanlı naqilin ətrafında maqnit əqrəbinə təsir edə bilən və elektrik sahəsindən fərqlənən başqa bir sahə yaranır. Bu sahə **maqnit sahəsi** adlanır. 1820-ci ildə Ersted elektrik cərəyanının maqnit əqrəbinə istiqamətləndirici təsir göstərməsini müşahidə edir. Cərəyanlı naqil cərəyan axan çərçivəyə yönəldici təsir göstərərək onları fırladır. Bu tip qarşılıqlı təsirlər **maqnit qarşılıqlı təsiri** adlanır.

Elektrik cərəyanının sərbəst yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkəti olduğundan, maqnit sahəsinin nizamlı hərəkətdə olan elektrik yükləri tərəfindən yaradıldığını deyə bilərik. Deməli, sükunətdə olan elektrik yükü öz ətrafında yalnız elektrik sahəsi yaradır, nizamlı hərəkətdə olduqda elektrik sahəsi ilə yanaşı, həm də maqnit sahəsi yaradır.

Cərəyanlı naqillər arasında maqnit qarşılıqlı təsiri yaranır. Sonradan elektrik cərəyanları arasında qarşılıqlı təsirin, iki paralel naqildən eyni istiqamətdə elektrik cərəyanı axdıqda onlar arasında cazibə, əks istiqamətdə cərəyan axdıqda isə dəfətmə qüvvəsinin yarandığı aşkara çıxarıldı (Şəkil 1).

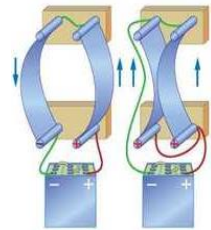
Təcrübi faktlar əsasında göstərildi ki, naqillərin vahid uzunluqları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiyməti

$$F = k \frac{2I_1 I_2}{R}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada I_1 və I_2 – naqillərdən axan

cərəyan şiddəti, R – naqillər arasında məsafə, mütənəsiblik əmsalı $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$, $\mu_0 =$

$4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Hn}}{\text{m}}$ – maqnit sabitidir.



Şəkil .1

Müasir təsəvvürlərə görə, cərəyanlı naqillərin bir-birinə təsiri birbaşa deyil, onları əhatə edən maqnit sahəsi vasitəsi ilə həyata keçirilir. Maqnit sahəsi cərəyanlı naqilləri əhatə edən fəzada yaranır və mənbəyi bu naqillərdə hərəkət edən elektrik yükləridir (cərəyanlardır). Amper fərziyyəsinə görə,



sabit maqnitlərin maqnit sahəsi də maddədəki molekulların daxilində sirkulyasiya edən mikro cərəyanlar tərəfindən yaranır.

Elektrik sahəsini öyrənərkən sınaq yükündən istifadə edildi ki, maqnit sahəsini öyrənmək üçün kiçik ölçülü müstəvi qapalı konturda dövr edən sınaq cərəyanından istifadə edilir. Bu cür kontur *sınaq konturu* adlanır.

Sınaq konturunu maqnit sahəsində yerləşdirərkən aşkar edirik ki, sahə konturu (onun normalını) müəyyən istiqamətdə döndərməyə çalışır. Kontura təsir edən fırladıcı moment həm verilmiş nöqtədə maqnit sahəsinin xassəsindən, həm də konturun xassəsindən asılıdır.

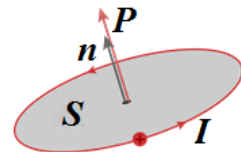
Sınaq konturunu maqnit sahəsinə gətirilərkən sahə konturu (onun normalını) müəyyən istiqamətdə döndərməyə çalışır. Kontura təsir edən fırladıcı moment həm nöqtədə maqnit sahəsindən, həm də konturun parametrlərindən asılıdır.

 Fırladıcı momentin M_{max} maksimal konturdakı I – cərəyan şiddətilə, cərəyanlı konturun S – sahəsinin hasili ilə mütənasibdir: $M_{max} \sim IS$. $\vec{P}_m = IS$ kəmiyyəti konturun **maqnit momenti** adlanır (Şəkil 2).

Maqnit sahəsinin verilmiş nöqtəsində növbə ilə müxtəlif sınaq konturlarına yerləşdirdikdə, onlara fərqli maksimal fırladıcı momentlər təsir edəcəkdir. Lakin, sahəsinin verilmiş nöqtəsində bütün konturlar üçün $\frac{M_{max}}{IS}$ nisbəti eyni olur. Bu kəmiyyət maqnit sahəsinin qüvvə xarakteristikası qəbul olunur və **maqnit induksiya** adlanır:

$$B = \frac{M_{max}}{IS}.$$

BS-də maqnit induksiya vahidi olaraq *tesla (Tl)* götürülür. $Tl = \frac{N \cdot m}{A \cdot m^2} = \frac{N}{A \cdot m}.$

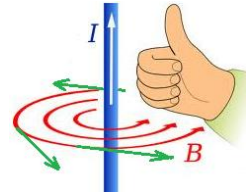


Şəkil 2

 Maqnit sahəsini əyani təsvir etmək üçün **maqnit induksiya xətləri** anlayışından istifadə olunur. Maqnit induksiya xətləri elə xətlərə deyilir ki, hər bir nöqtədə ona çəkilən toxunan həmin nöqtədəki maqnit induksiya vektoru istiqamətində olsun. Maqnit sahəsini yaradan xüsusi “maqnit yükləri” olmadığında maqnit qüvvə xətlərinin başlanğıcı və sonu olmur. Maqnit qüvvə xətləri qapalı olub, heç bir yerdə kəsişmir. Qüvvə xətləri qapalı olan sahələr **burulğanlı sahə** adlanır.

Sabit maqnitlər üçün induksiya vektorunun istiqaməti maqnitin cənub qütbündən şimal qütbünə tərəf yönəlmiş olur. Cərəyanlı naqillərin yaratdığı maqnit sahəsinin qüvvə xətləri onları əhatə edir. Düz cərəyanlı naqilin maqnit sahəsinin qüvvə xətləri mərkəzləri naqil üzərində yerləşən konsentrik çevrələrdən ibarət olur və onların dolanma istiqaməti **sağ əl qaydası** ilə təyin olunur:

sağ əli elə tutulur ki, baş barmaq cərəyanın istiqamətində olsun, onda bükülmüş dörd barmaqlar maqnit sahəsinin qüvvə xətlərinin istiqamətini göstərir (Şəkil 3).



Şəkil 3

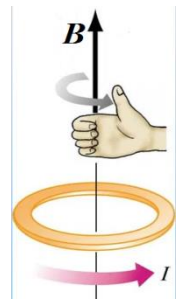
Dairəvi cərəyanın və yaxud cərəyanlı sarğacın daxilində maqnit induksiyanın istiqamətini də sağ əl, yaxud sağ yivli burğu qaydası ilə təyin edilir. Sağ əl elə tutulur ki, bükülmüş dörd barmaq dairəvi cərəyanın dolanma istiqamətində olsun, açılmış baş barmaq sarğac daxilində maqnit induksiyanın istiqamətini göstərəcək (Şəkil 4)

Dairəvi cərəyan müstəvisindən maqnit induksiya xətlərinin çıxdığı hissə onun maqnit sahəsinin N şimal qütbü, induksiya xətlərinin daxil olduğu hissə isə S cənub qütbüdür.

Bütün nöqtələrdə $\vec{B}$ –induksiya vektoru qiymət və istiqamətcə eyni olarsa, belə sahə *bircins sahə* adlanır. Belə sahənin qüvvə xətləri bir-birinə paralel olur.



Kontur ilə hüdudlanmış sahədən keçən maqnit induksiyanın xətlərini ifadə edən kəmiyyət – maqnit selidir. Maqnit qüvvə xətlərinin sayı artdıqda maqnit seli artır, qüvvə xətlərinin sayı azaldıqda maqnit seli azalır. Bircins maqnit sahəsində qapalı kontur (çərçivə) yerləşdirilərsə, bu konturun hüdudlandığı səthin S sahəsindən müəyyən sayda maqnit induksiya xətləri keçər. Həmin induksiya xətlərinin sayı ilə mütənasib olan kəmiyyət **maqnit induksiya seli** və ya **maqnit seli** adlanır.



Şəkil 4

Fərz edək ki, sahəsi S olan kontur induksiya B olan bircins maqnit sahəsində yerləşdirilib (Şəkil 5). İnduksiya vektoru ilə səthə qaldırılmış normal arasındakı bucaq α olarsa bu konturdan keçən maqnit induksiya seli aşağıdakı düsturla təyin olunur

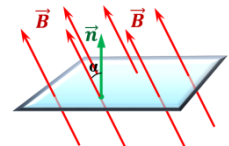
$$\Phi = BS \cos \alpha.$$

Maqnit seli vahidi olaraq BS-də Veber (Vb) götürülür:

$$1Vb = 1Tl \cdot m^2$$

Elektrik sahəsində olduğu kimi, maqnit sahəsi üçün də superpozisiya prinsipi ödənilir. Əgər maqnit sahəsi bir neçə mənbə tərəfindən yaradılsa, onda fəzanın hər hansı bir nöqtəsində yekun maqnit sahəsinin induksiya *ayrı-ayrı mənbələrin həmin nöqtədə yaratdığı maqnit sahələrinin induksiyalarının həndəsi cəminə bərabərdir*:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n$$



Şəkil 5

Mühitdə maqnit sahəsinin B indukiyası onun boşluqdakı B_0 qiymətindən fərli olur. $\mu = \frac{B}{B_0}$ nisbəti mühitin maqnit nüfuzluğu adlanır. Mühitin maqnit nüfuzluğunun - mühit daxilində maqnit induksiya vektorunun vakuumba maqnit induksiya vektorundan neçə dəfə fərqləndiyini göstərir. Maqnit nüfuzluğu adsız kəmiyyətdir. Mühitlər maqnit nüfuzluğunun qiymətinə görə üç qrupa bölünür:

- diamagnetiklər, $\mu < 1$;
- paramagnetiklər, $\mu > 1$;
- ferromagnetiklər, $\mu \gg 1$;

Ferromagnetiklər sabit maqnitlər olub, xarici maqnit sahəsi olmadıqda da maqnit xassələrini saxlamaq qabiliyyətinə malikdir. Elektrotexnikada güclü maqnit sahəsi almaq üçün ferromagnet içliklərdən istifadə olunur.

3.3.2. Bio-Savar-Laplas qanunu və onun tətbiqləri

Müxtəlif formalı cərəyanlı naqillərin maqnit sahəsi fransız alimləri J.Bio və F.Savar tərəfindən öyrənilmişdir. Maqnit induksiya cərəyan şiddətindən və cərəyan elementindən sahə təyin olunan nöqtəyə qədər olan məsafədən asılı olduğu aşkar edilmişdir. Fransız riyaziyyatçısı P. Laplas bu təcrübə nəticələri təhlil edərək istənilən cərəyanlı naqilin maqnit sahəsini, ayrı-ayrı cərəyan elementlərinin maqnit sahəsinin vektoru cəmi kimi tapmaq olar nəticəsinə gəlmiş və maqnit induksiya vektoru üçün empirik düstur vermişdir.

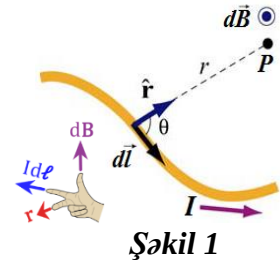
I cərəyanı axan nazik naqil nəzərdən keçirək. Bu naqili çox kiçik dl uzunluqlu hissələrə ayıraraq. $I dl$ hasilinin xətti cərəyan elementi adlandırılması üçün, aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir: dl uzunluğu naqilin əyrilik radiusundan, naqilin eninə ölçüləri dl uzunluğundan, dl uzunluğu müşahidə nöqtəsindən olan məsafəyə nəzərən çox kiçik olmalıdır.

Bio-Savar-Laplas qanununa görə elementar $I dl$ cərəyan elementindən r məsafədə yerləşən P nöqtəsində cərəyanın yaratdığı maqnit induksiya (Şəkil 1) aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}.$$

İfadədən göründüyü kimi $d\vec{B}$ vektoru $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ vektorlarına perpendikulyar olmaqla, onların yerləşdiyi müstəviyə də perpendikulyar olur. İstiqaməti isə *səğ əl qaydası* ilə təyin olunur.

Bio-Savar-Laplas qanununu skalyar şəkildə də yazmaq olar



Şəkil 1

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$

Burada θ – dl elementi ilə $\vec{r}$ radius-vektoru arasında qalan bucaqdır.

Elektrik cərəyanı yüklü hissəciklərin nizamlı hərəkəti olduğundan, Bio-Savar-Laplas qanunundan hərəkət edən yükün yaratdığı maqnit sahəsini təyin etmək olar. Yükdaşıyıcıların en kəsiyinin sahəsi S olan naqildə, yükü q_0 , konsentrasiyası n , yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkət sürəti $\vec{v}$ olduqda naqidən axan cərəyan $I = q_0 n v S$ kimi təyin olunduğunu nəzərə almaqla, hər bir hərəkət edən yüklü zərrəciyə uyğun gələn maqnit sahəsini

$$B = \frac{dB}{N} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_0 n v S dl \sin \theta}{N r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_0 v \sin \theta}{r^2}$$

kimi yazı bilərik.

Kulon qanununun elektrostatikada oynadığı rolu, maqnitostatikada Bio-Savar-Laplas qanunu oynayır. Maqnitostatikanın digər nəticələri də bu qanunundan alındığına görə, onun əsas qanunu hesab olunur.

Ümumi halda bu düsturlardan istifadə edərək maqnit sahəsinin hesablanması kifayət qədər mürəkkəb riyazi məsələdir. Lakin cərəyanın paylanması müəyyən simmetriya olan halda superpozisiya prinsipindən istifadə edərək maqnit sahəsinin xarakteristikalarının hesablanması xeyli sadələşir. Bəzi nümunələrə baxaq.

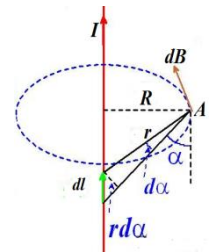
1. Düz cərəyanın maqnit sahəsi.

Sonsuz uzun düz naqilin axan cərəyan şiddəti I olduqda onun oxundan ixtiyari R məsafədə yerləşən A nöqtəsində yaranan maqnit sahəsinin induksiyanı hesablayaq (Şəkil 2). Naqili xəyalən dl cərəyan elementlərinə ayıraraq. Bütün cərəyan elementlərinin A nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiya vektorları şəkil müstəvisinə perpendikulyar olmaqla öz aralarında paraleldirlər. Paralel vektorların cəmi onların modulları cəminə bərabər olduğundan, superpozisiya prinsipində vektorial cəmi hesabi cəmlə əvəz edərək yekun sahəni inteqrallama vasitəsi ilə təyin edə bilərik.

Dəyişən olaraq α bucağını götürək və bütün qalan kəmiyyətləri onunla ifadə edək. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi $dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha}$; $r = \frac{R}{\sin \alpha}$ olduğunu nəzərə alsaq $I dl$ cərəyan elementinin A nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyanı

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\alpha}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \sin \alpha d\alpha}{R}$$

kimi yazmaq olar. Bu ifadəni α bucağına görə inteqrallamaqla yekun maqnit induksiyanı hesablamaq olar. Sonsuz uzun düz naqil üçün α 0-la π arasında dəyişdiyindən



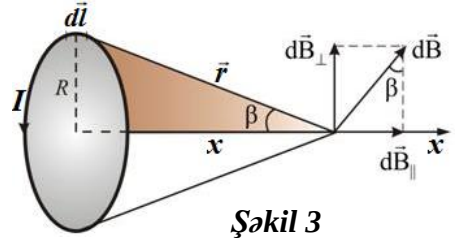
Şəkil 2

$$B = \int dB = \int_0^{\pi} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \sin \alpha d\alpha}{R} d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Deməli, mərkəzi naqilin oxunda olan R radiuslu çevrə üzərindəki bütün nöqtələrdə maqnit induksiya vektorunun modulu (*ədədi qiyməti*) eynidir. Deməli, *düz cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin qüvvə xətləri mərkəzi naqilin oxunda olan konsentrik çevrələr kimi təsvir oluna bilər.*

2. Cərəyanlı dairəvi naqilin mərkəzində maqnit sahəsi.

R radiuslu çevrə formalı nazik naqildən axan I dairəvi cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsinə baxaq. Cərəyanlı naqilin oxu üzərində, cərəyan müstəvisindən x məsafədə maqnit induksiyasını təyin edək. Çevrə formasında olan naqili elementar dl hissələrinə ayıraraq. Hər bir dl elementi çevrənin O mərkəzindən keçən ox üzərindəki nöqtədə $d\vec{B}$ maqnit induksiyası yaradır (Şəkil 3). $d\vec{B}$ vektorları uyğun $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ keçən müstəviyə perpendikulyar yönəlir və simmetrik konik yelpik əmələ gətirirlər. $d\vec{B}$ vektorlarını oxa paralel $dB_{\parallel}$ və perpendikulyar $dB_{\perp}$ olan toplananlarına ayıraraq. Diametral əks mövqelərdə yerləşən cərəyan elementlərinin yaratdıqları maqnit sahəsinin induksiya vektorunun $dB_{\perp}$ toplananları bir birlərini kompensasiya edir. Ona görə də ox istiqamətində yönələn $dB_{\parallel}$ toplananlarının cəmləməklə yekun sahənin induksiyasını tapmaq olar.



Şəkil 3

Şəkil 3-dən göründüyü kimi, cərəyanın $d\vec{l}$ elementinin yaratdığı maqnit induksiyası Bio-Savar-Laplas qanununa əsasən aşağıdakı kimi yazılır

$$dB_{\parallel} = dB \sin \beta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2} \sin \beta.$$

Burada $\alpha = 90^\circ$, $\sin \beta = \frac{R}{r}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$dB_{\parallel} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR dl}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR dl}{\sqrt{R^2 + x^2}^3}$$

şəklinə düşər. Sonuncu ifadə cərəyanlı konturun bütün $l = 2\pi R$ uzunluğu boyunca integrallayaq

$$B = \int_0^{2\pi R} dB_{\parallel} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{r^3} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{2} \frac{IR^2}{\sqrt{R^2 + x^2}^3}$$

Xüsusi halda, dairəvi cərəyanın mərkəzində, $x = 0$ götürüldükdə maqnit induksiyasının ifadəsini alırıq

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{I}{R}.$$

N sayda dolaqdan ibarət müstəvi sarğacın oxunda maqnit induksiya

$$B = N \frac{\mu_0}{2} \frac{I}{R}.$$

olur. Bu ifadə cərəyanlı sarğacın mərkəzindəki maqnit sahəsinə təyin etməyə imkan verir.

3.3.3.Cərəyanlı naqıl maqnit sahəsinə. Amper qüvvəsi

Cərəyanlı naqıl özü maqnit sahəsi mənbəyidir. Maqnit sahəsinə gətirilmiş cərəyanlı naqillər sahə arasında maqnit təbiətli qarşılıqlı təsir yaranır. Cərəyanlı naqıl maqnit sahəsi tərəfindən müəyyən qüvvə təsir göstərir. A.Amper cərəyan elementinə təsir edən qüvvə üçün ifadəni müəyyənləşdirdiyindən, **bu qüvvə Amper qüvvəsi adlanır.**

Təcrübələr vasitəsi ilə müəyyən edilmişdir ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqıl təsir qüvvəsi, maqnit sahəsinin B induksiya, naqıldən axan I cərəyan şiddəti, naqilin aktiv (sahədə yerləşən) hissəsinin dl uzunluğu ilə düz mütənasibdir. Amper bu qüvvə həm də naqilin vəziyyətindən, yəni, maqnit induksiya vektoru ilə cərəyanlı naqıl arasında qalan bucağın sinusundan asılı olduğunu müəyyən etmişdir.

Deyilənləri nəzərə alaraq, Amper qüvvəsi üçün

$$F_A = B I d l \sin \alpha \text{ və ya } \vec{F}_A = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}]$$

ifadəsini alırıq. Burada α –maqnitinduksiya vektoru ilə cərəyan elementi arasında qalan bucaqdır. Alınmış ifadədən görünür ki, Amper qüvvəsinin maksimal olması üçün bu bucaq $\alpha = 90^\circ$ olmalıdır $F_{Amax} = B I d l$.

İnduksiya vektoruna perpendikulyar yerləşmiş naqıl maqnit sahəsinin təsir qüvvəsi maksimumdur. Cərəyanlı naqıl induksiya vektoru istiqamətində yönəldikdə ona qüvvə təsir etmir.

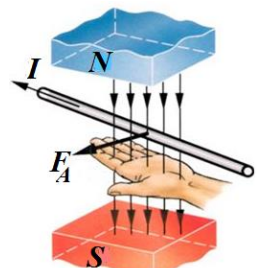
Amper qüvvəsini vektor şəkilində aşağıdakı kimi yazmaq olar

$$\vec{F}_A = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}].$$

Bu ifadədən aydın olur ki, Amper qüvvəsi $d\vec{l}$ və $\vec{B}$ vektorlarının vektorial hasili kimi təyin olunur. Vektorial hasildən alınan $\vec{F}_A$ vektoru bu vektorlardan hər ikisinə perpendikulyar olmalıdır. Amper qüvvəsinin istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur (Şəkil 1).



Sol əl elə tutulur ki, maqnit induksiya xətləri ovuca perpendikulyar daxil olsun, açılmış dörd barmaq cərəyanın istiqamətində yönəldikdə, 90° açılmış baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini göstərir.



Şəkil 1

Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə göstərdiyi təsiri nəzərə alaraq aralarındakı məsafə b olan paralel cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsirinə baxa bilərik (Şəkil 2). I_1 cərəyanı axan birinci düz naqıl öz ətrafında induksiya $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi b}$ ifadəsi ilə təyin olunan və şəkil müstəvisinə perpendikulyar maqnit sahəsi yaradır. Bu maqnit sahəsi I_2 cərəyanı axan ikinci naqilin hər bir dl elementinə

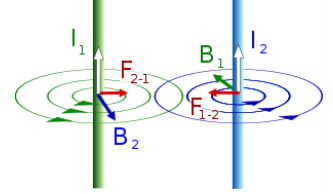
$$F_{1-2} = I_2 B_1 dl = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi b} dl$$

qüvvəsi ilə təsir edir. Eyni qayda ilə I_2 cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsini və onun I_1 cərəyanının göstərdiyi təsir qüvvəsini təyin edə bilərik:

$$F_{1-2} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi b} dl$$

İkinci naqildə birinciyə həmin qüvvə ilə təsir edir.

I_1 və I_2 cərəyanları eyni istiqamətdə olduqda, sol əl qaydası ilə F_{1-2} qüvvəsinin istiqamətini təyin etsək, şəkil 2-də göstərilirdiyi kimi I_1 cərəyanına doğru yönəldiyinə əmin olaraq. Paralel naqillərdə cərəyanlar eyni istiqamətdə axdıqda onlar arasında qarşılıqlı təsir cazibə xarakterli, əks istiqamətlərdə axdıqda isə itələmə xarakterli olur.



Şəkil 2

Vahid uzunluğa düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsi

$$\frac{F_{1-2}}{dl} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi b}$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Cərəyan şiddətinin BS -də əsas vahidi olan *Amper* bu düstur əsasında təyin olunur. Aralarındakı məsafə $b = 1$ m sonsuz uzun düz, paralel naqillərin hər birindən keçən cərəyan şiddəti 1 A olduqda onların hər 1 metr uzunluqları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi $2 \cdot 10^{-7}$ N-a bərabər olur.

3.3.4. Yüklü zərrəciyin maqnit sahəsində hərəkəti. Lorens qüvvəsi

Maqnit sahəsində hərəkət edən yüklü zərrəciyə sahə tərəfindən müəyyən qüvvə təsir edir. Bu qüvvənin hansı kəmiyyətlərdən asılı olması Lorens tərəfindən müəyyənləşdirildiyinə görə Lorens qüvvəsi adlanır. Lorens qüvvəsinin ifadəsini sadə mülahizələrlə Amper qüvvəsinin ifadəsindən almaq olur.

Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsir göstərdiyi Amper qüvvəsinə, sahədə nizamlı hərəkət edən yüklü zərrəciklərə təsirin məcmuyu kimi baxmaq olar. Amper qüvvəsini nizamlı hərəkət edən yüklü zərrəciklərin sayına bölməklə, Lorens qüvvəsini tapmaq olar.

$$F_L = \frac{F_A}{N} = \frac{IBdlsina}{N}$$

Bu ifadədə naqildən axan sabit cərəyanın $I = q_0 n v S$, sərbəst yükdaşıyıcıların sayının $N = nV = nSdl$ olduğunu nəzərə alsaq Lorens qüvvəsini aşağıdakı kimi ifadə edə bilərik:

$$F_L = \frac{IBdlsina}{N} = \frac{q_0 n v S B d l s i n \alpha}{n S d l} = q_0 v B s i n \alpha$$

Burada α – maqnit induksiya vektoru ilə zərrəciyin v hərəkət sürəti arasındakı bucaqdır. Lorens qüvvəsini vektor şəklində, $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorlarının vektorial hasili kimi də ifadə etmək olar

$$\vec{F}_L = q_0 [\vec{v} \times \vec{B}]$$

Lorens qüvvəsi $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorlarına perpendikulyardır və onun istiqaməti *sol əl qaydası* ilə təyin olunur (Şəkil 1).



*Sol əli elə tutulur ki, maqnit induksiya vektoru ovuca perpendikulyar daxil olsun, açılan dörd barmaq müsbət yükün hərəkəti istiqamətində 90° bucaq altında açılmış baş barmaq yükə təsir edən Lorens qüvvəsinin istiqamətini göstərir. Əgər baxılan yüklü zərrəcik mənfi yükə malik olarsa, məsələn hərəkət edən elektrona təsir edən Lorens qüvvəsi, bütün şərtlər dəyişilmədən Lorens qüvvəsi *sağ əl qaydası* ilə təyin oluna bilər.*

Əgər yüklü zərrəcik hərəkət etdiyi fəzada eyni zamanda elektrik və maqnit sahələri olarsa ona təsir edən ümumiləşmiş Lorens qüvvəsi

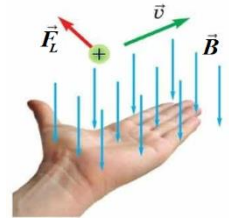
$$\vec{F}_L = q_0 \vec{E} + q_0 [\vec{v} \times \vec{B}]$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada $\vec{E}$ – yükün olduğu nöqtədə elektrik sahəsinin intensivliyidir. Ümumiləşmiş Lorens qüvvəsinin $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ elektrik və $\vec{F} = q_0 [\vec{v} \times \vec{B}]$ maqnit toplananlarından ibarətdir.

Qeyd edək ki, yüklü zərrəcik maqnit sahəsində induksiya xətlərinə paralel istiqamətdə daxil olarsa ($\alpha = 0^\circ$ və ya $\alpha = 180^\circ$), Lorens qüvvəsi sıfıra bərabər olur: $\vec{F}_L = 0$. Bu halda zərrəcik maqnit sahəsində düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olur.

Yüklü zərrəcik maqnit sahəsinə induksiya xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə daxil olduğu halda, $\alpha = 90^\circ$ olduğundan Lorens qüvvəsi maksimal qiymət alır:

$$F_{L_{max}} = q_0 v B$$



Şəkil 1

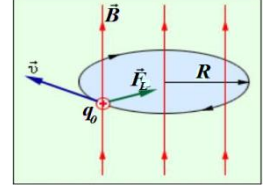
Maqnit sahəsinə perpendikulyar hərəkət edən yüklü zərrəcik Lorens qüvvəsinin təsiri ilə müəyyən radiuslu çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkətdə olur (Şəkil 2). Bu zaman mərkəzdənqaçma qüvvəsini Lorens qüvvəsi tarazlaşdırır: $F_L = F_{mq}$. Bu qüvvələrin bərabərliyi şərtindən yüklü zərrəciyin orbitinin radiusunu tapmaq olar

$$q_0 v B = \frac{m v^2}{R}; \quad R = \frac{m v}{q_0 B}.$$

Göründüyü kimi, çevrənin radiusu sahənin B maqnit induksiyaşından, yüklü zərrəciyin v sürətindən və $\frac{q_0}{m}$ xüsusi yükündən asılıdır. Çevrə üzrə hərəkətin periodik hərəkət olduğundan yüklü zərrəciyin maqnit sahəsində fırlanma periodu təyin etmək olar

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{q_0 B}.$$

İfadələrdən göründüyü kimi, maqnit sahəsində yükün çevrə üzrə hərəkətində period yükün sürətindən asılı olmur.



Şəkil 2

Yüklü zərrəcik maqnit sahəsinə induksiya vektoru ilə müəyyən α bucağı əmələ gətirərək daxil olarsa, onun sürətini maqnit qüvvə xətlərinə perpendikulyar $v_{\perp} = v \sin \alpha$ və paralel $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ olan iki toplanana ayırmaq olar. Bu halada zərrəcik eyni zamanda iki müxtəlif hərəkətdə iştirak edir (Şəkil 3). Sürətin yalnız perpendikulyar toplananına təsir edərək onu B vektorunun başına fırladar, paralel toplanan hesabına isə, zərrəcik maqnit sahəsi boyunca və ya onun əksinə $v_{\parallel}$ sürəti ilə bərabərsürətli hərəkət edir.

Bu iki hərəkət birlikdə icra olunduğundan zərrəcik vintvari trayektoriya üzrə hərəkət edir. Trayektoriyanın əyrilik radiusu

$$R = \frac{m v_{\perp}}{q_0 B} = \frac{m v \sin \alpha}{q_0 B}$$

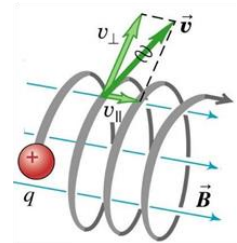
vintin addımı isə

$$h = v_{\parallel} T = \frac{2\pi m v \cos \alpha}{q_0 B}$$

düsturu ilə təyin olunur.

Əgər yüklü zərrəciyin sürət vektoru qeyri bircins maqnit sahəsinin istiqaməti ilə α -bucağı əmələ gətirirsə və maqnit sahəsinin induksiyaş zərrəciyin hərəkəti istiqamətində artırsa, B -nin artması ilə R və h —in qiyməti azalır. Yüklü zərrəciklər dəstəsinin maqnit sahəsində fokuslanması buna əsaslanır.

Bütün hallarda Lorens qüvvəsi həm sürətə, həm də induksiya vektoruna perpendikulyardır. Lorens qüvvəsi hərəkətə perpendikulyar olduğundan zərrəcik üzərində iş görmür, ancaq sürətin istiqamətini dəyişir, sürətin ədədi qiyməti isə sabit qalır.



Şəkil 3

Paralelopiped formasında olan nümunədən cərəyan keçərkən yükdaşıyıcıların nizamlı hərəkət istiqamətinə perpendikulyar maqnit sahəsi yaradıldıqda, Lorens qüvvəsinin təsiri ilə yükdaşıyıcılar öz hərəkət trayektoriyalarını dəyişərək yan üzlərə yığışaraq, eninə U_H potensiallar fərqi (Holl potensialı) və əlavə E_H elektrik sahəsi yaradır (Şəkil 4). Bu hadisə Holl effekti adlanır. Əlavə yaranan sahədə yükdaşıyıcılara Lorens qüvvəsinin əksinə yönələn $F_{el} = q_0 E_H$ qüvvəsi təsir edir.

Yüklərin səthə yığılması bu qüvvələr bir birini tarazlaşdırana ($F_{el} = F_L$) kimi davam edir:

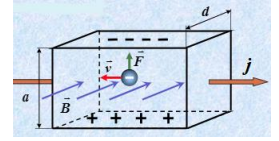
$$q_0 E_H = q_0 \frac{U_H}{a} = q_0 \vartheta B.$$

Burada a nümunənin Holl sahəsi üzrə ölçüsüdür. Nümunədəki cərəyan sıxlığı $j = q_0 n \vartheta$ olduğunu nəzərə alaraq Holl potensialını təyin edə bilərik

$$U_H = \vartheta B a = \frac{j}{q_0 n} B a = R_H j B a$$

Burada $R_H = \frac{1}{q_0 n}$ –Holl sabiti adlanır və onun ölçülməsi

cərəyan daşıyıcılarının konsentrasiyasını təyin etməyə imkan verir. Bu effekt maqnit sahəsinin ölçülməsində istifadə olunan Holl qeydedici cihazlarının hazırlanmasında geniş tətbiq olunur.



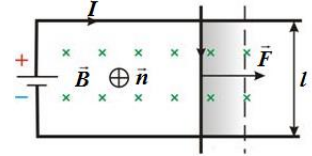
Şəkil 4

3.3.5. Maqnitomexaniki iş

Maqnit sahəsində yerləşən və mütəhərrik hissəsi olan elektrik dövrəsinə baxaq. Şəkil müstəvisində yerləşən uzunluğu l olan cərəyanlı naqıl şəkil müstəvisinə perpendikulyar daxil olan B induksiya maqnit sahəsində yerləşərsə ona $F = IlB$ qüvvəsi təsir edər (Şəkil 1). Uzunluğu l olan naqıl bu qüvvənin təsiri ilə dx yerdəyişməsi icra edərkən $dA = Fdx = IlBdx$ elementar işi görülür. Naqılın elementar yerdəyişməsi zamanı $dS = ldx$ cızılan səthin sahəsi olduğunu nəzərə alaraq görülən işi maqnit selinin dəyişməsi ilə ifadə edə bilərik.

$$dA = Fdx = IBdS = Id\Phi$$

Cərəyanlı konturun yerdəyişməsi və fırlanması zamanı görülən iş də bu ifadə ilə hesablanır. Cərəyanlı naqılın maqnit sahəsində yerdəyişməsi zamanı görülən tam işi hesablamaq üçün bu ifadəni integrallamaq lazımdır.



Şəkil 1

$$A = \int dA = \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi$$

Göründüyü kimi, cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində hərəkəti zamanı onu kəsən maqnit selinin dəyişməsi baş verdiyi halda iş görülür. Maqnit seli dəyişmədiyi halda isə görülən iş sıfıra bərabər olur. Bu müddəə istənilən formalı konturun maqnit sahəsində hərəkəti üçün doğrudur. Deməli maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülən iş naqildən axan cərəyandan və konturu kəsən maqnit selinin dəyişməsindən asılıdır.

Qeyd edək ki, bu iş maqnit sahəsinin hesabına deyil, cərəyan mənbəyinin enerjisi hesabına görülür.

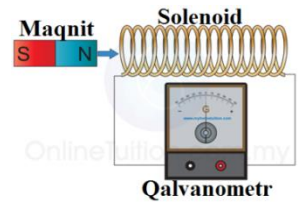
3.3.6. Elektromaqnit induksiya hadisəsi

Məlumdur ki, maqnit sahəsi hərəkətdə olan elektrik yükləri, elektrik cərəyanı tərəfindən yaradılır. Bunun əksi olan hadisə də mövcuddurmu, yəni, maqnit sahəsi elektrik cərəyanı yarada bilərmi? Bir çox alimlər bu suala cavab axtarışında olmuşlar.

 1831-ci ildə M.Faradey apardığı silsilə təcrübələr nəticəsində müəyyən etmişdir ki, keçirici qapalı konturun əhatə etdiyi səthdən keçən maqnit selinin dəyişməsi bu konturda cərəyanın yaranmasına səbəb olur. Bu hadisə **elektromaqnit induksiya hadisəsi**, yaranan cərəyan isə **induksiya cərəyanı** adlanır.

Faradeyin təcrübələrindən məlum oldu ki, sabit maqnit sarğaca daxil etdikdə və ya sarğacdən çıxardıqda qalvanometr onun dolaqlarında elektrik cərəyanı yarandığını göstərir (Şəkil 1). Maqnitin bu və ya digər istiqamətdə hərəkəti zamanı qalvanometrin əqrəbinin əks istiqamətlərə meyil etməsi dolaqlarda yaranan elektrik cərəyanının istiqamətinin dəyişdiyini göstərdi. Sabit maqnitin sarğacın daxilində sürəti artdıqca, dövrədən keçən cərəyanın şiddəti də böyüyür. Maqnit sarğacın daxilində sükunətdə saxladıqda isə dolaqlarda cərəyan yaranmadı.

Maqnit sahəsinin dəyişməsini digər üsullarla da həyata keçirmək olar. Məsələn, əgər sabit maqnit elektromaqnitlə əvəz olunarsa, sarğacdakı maqnit sahəsinin dəyişməsinə elektromaqnitdəki cərəyan şiddətini dəyişməklə də nail olunur. Yaxud qapalı kontur sabit maqnit sahəsində onun induksiya xətlərini kəsib keçməklə hərəkət edərsə, bu konturda induksiya cərəyanı yaranar. Elektromaqnit induksiya hadisəsi maqnit selinin dəyişmə üsulundan asılı deyil.



Şəkil 1

Bildiyimiz kimi, dövrədə cərəyanın mövcud olması üçün kənar qüvvələr iş görməlidir ki, bu da $e.h.q.$ -si ilə xarakterizə olunur. 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. İnduksiya cərəyanının, eləcə də induksiya *e.h.q.*-nin qiyməti ancaq maqnit selinin dəyişmə sürəti ilə təyin olunur:

$$\mathcal{E}_i = \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$$



Bu ifadə elektromaqnit induksiya hadisəsi üçün **Faradey qanunu** adlanır: *konturda yaranan elektromaqnit induksiya e.h.q. modulca konturun hüdudlandığı səthdən keçən maqnit selinin dəyişmə sürətinə bərabərdir.*

İnduksiya cərəyanının istiqamətini – **Lens qaydası** ilə təyin olunur. Bu qaydaya görə, *induksiya cərəyanı elə istiqamətə yönəlir ki, onun yaratdığı maqnit sahəsi bu cərəyanı xarici maqnit sahəsinin dəyişməsinə əks-təsir göstərir.*

Lens qaydasını nəzərə almaqla elektromaqnit induksiya qanununu aşağıdakı kimi yazı bilərik

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Konturda yaranan induksiya cərəyanının *e.h.q.*-nin məlum ifadəsini nəzərə alsaq, müqaviməti R olan kontur üçün induksiya cərəyanı şiddətini

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = - \frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt}$$

və dt zaman müddətində konturun en kəsiyindən keçən elektrik yükü $dq = Idt = - \frac{d\Phi}{R}$ olur. Konturdakı maqnit induksiya seli Φ_1 – dən Φ_2 – dək dəyişərkən keçən elektrik yükü üçün alırıq:

$$q = - \frac{1}{R} \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\Phi = - \frac{1}{R} (\Phi_1 - \Phi_2) = \frac{\Delta\Phi}{R}$$

Deməli, konturda keçən maqnit seli dəyişərkən onun kəsiyindən keçən elektrik yükünün miqdarı maqnit induksiya selinin dəyişməsindən və konturun müqavimətindən asılıdır

Maqnit seli $\Phi = BScos\alpha = (\vec{B}\vec{S})$ kimi təyin olunduğundan elektromaqnit induksiya qanununu

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(\vec{B}\vec{S})}{dt} = - \vec{S} \frac{d\vec{B}}{dt} - \vec{B} \frac{d\vec{S}}{dt}$$

yazmaq olar. Deməli, qapalı konturda induksiya *e.h.q.* həm konturun səthinin sahəsinin, həm də maqnit sahəsinin zamana görə dəyişməsi hesabına yaranı bilər.

1. Fərz edək ki, uzunluqlu tərəfi sərbəst hərəkət edə bilən keçirici naqildən hazırlanan konturu maqnit sahəsində yerləşmişdir. Konturdan keçən maqnit seli onun hissələrinin sabit maqnit sahəsində yerdəyişməsi nəticəsində dəyişir. Əgər konturun hərəkət edən hissəsi ϑ sürətinə malik olarsa, keçirici naqildə mövcud olan sərbəst elektronlar da naqillə birgə həmin sürətlə hərəkət edirlər.

Bunun nəticəsində hərəkətdə olan elektronlara $F_L = eB\vartheta$ Lorens qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvə naqıl boyunca yönəldiyindən, elektronları həmin istiqamətdə hərəkət etməyə məcbur edərək naqilin bir tərəfinə yığıacaq və nəticədə *naqıl boyunca* elektrik sahəsi yaranacaqdır. Yaranan elektrik sahəsi elektronların hərəkətini tormozladığından, tarazılıq halının alınması üçün elektrona təsir edən elektrik və maqnit qüvvələri modulca bərabərləşməlidirlər.

Naqillə birgə sərbəst yükdaşıyıcılar maqnit sahəsində hərəkət edir. E.h.q.-nin yaranması hərəkətdəki yüklərə Lorens qüvvəsinin təsiri ilə izah olunur. Bu halda Lorens qüvvəsi kənar qüvvə rolunu oynayır. E.h.q.-nin tərifinə görə

$$\varepsilon = \frac{A}{q},$$

$$\varepsilon_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -Blv$$

Ümumi halda maqnit sahəsində hərəkət edən naqildə yaranan e.h.q.

$$\varepsilon_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -Blv \sin \alpha$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada α bucağı $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

2. Kontur hərəkətsiz olan halda konturdan axan maqnit selinin dəyişməsinin səbəbi maqnit sahəsinin zamana görə dəyişməsidir. Bu halda e.h.q.-nin yaranmasını Lorens qüvvəsinin təsiri ilə izah edə bilmərik. Hərəkətsiz naqildəki elektronlar yalnız elektrik sahəsinin təsiri ilə hərəkətə gətirilə bilər. Bu elektrik sahəsi isə zamana görə dəyişən maqnit sahəsi tərəfindən yaranır və burulğanlı sahədir. Belə sahə elektronların naqildə qapalı kontur boyunca hərəkət etməsinə səbəb olur və e.h.q.-nin yaranmasını şərtləndirir. Bu halda burulğanlı elektrik sahəsi kənar qüvvə rolunu oynayır.

$$\varepsilon_i = \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, induksiya cərəyanı yalnız xətti naqillərdə deyil, eləcə də dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirilmiş bütöv naqillərdə də yarana bilər. Bu cərəyanlar naqıl daxilində qapanır və buna görə də burulğanlı cərəyanlar adlanır. Bu cərəyanlar onları ilk dəfə tədqiq edən alimin şərəfinə *Fuko cərəyanları* da adlanır.

Fuko cərəyanlarının istiqaməti Lens qaydasına əsasən təyin olunur. Fuko cərəyanları naqillərin qızmasına və enerji itkisinə səbəb olur.

3.3.7. Öz-özünə və qarşılıqlı induksiya hadisələri. İnduktivlik

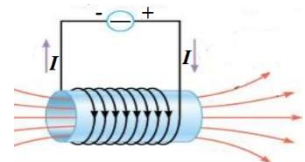
Praktikada maqnit sahəsi almaq üçün əsasən müxtəlif növ sarğaclardan, çoxlu dolaqları olan cərəyanlı konturlardan istifadə olunur. Sarğacdən cərəyan keçərkən həmin sarğacda maqnit sahəsi yaranır.

Ayındır ki, naqıldən axan cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin cərəyan şiddəti ilə düz mütənasibdir $B \sim I$ (Şəkil 1). Qapalı konturdan keçən maqnit selinin induksiya vektoru ilə düz mütənasib olması ($\Phi \sim B$), nəticədə qapalı konturdan keçən maqnit selinin sarğacdən axan cərəyan şiddəti ilə düz mütənasib olduğunu göstərir: $\Phi = LI$. Burada L - mütənasiblik əmsalı, sarğacın induktivliyi adlanır.

Sarğacın induktivliyi onun həndəsi ölçülərindən (dolağın sahəsindən), dolaqların sayından, yerləşdiyi mühitin maqnit xüsusiyyətlərindən asılıdır. Ferromaqnit içliyi olmayan sarğacın induktivliyi sabit olur ($L = \text{const}$).

Sarğacdən keçən cərəyan şiddəti dəyişdikdə onu və yaxud qonşu sarğacı dəlib keçən maqnit seli dəyişir. Elektromaqnit induksiya hadisəsinə görə, hər hansı qapalı konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsi həmin konturda cərəyan induksiya layır.

 *Konturdan keçən cərəyanın dəyişməsi nəticəsində həmin konturun özündə induksiya cərəyanının yaranması öz-özünə induksiya hadisəsi adlanır.*



Səkil 1

Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununa əsasən, öz-özünə induksiya e.h.q-si üçün

$$\mathcal{E}_{is} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right)$$

alırıq.

Sarğacda ferromaqnit içlikdən istifadə olunarsa, maqnit nüfuzluğunun özü maqnit sahəsindən, baxılan halda isə I cərəyan şiddətindən asılı olur. Bu halda konturun induktivliyi də ondan axan cərəyan şiddətindən asılı olur ($L = L(I(t))$).

$$\frac{dL}{dt} = \frac{dL}{dI} \frac{dI}{dt}$$

olduğunu nəzərə alsaq öz-özünə induksiyanın e.h.q.-si aşağıdakı şəkildə yazmaq olar.

$$\mathcal{E}_{is} = - \left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dI} \frac{dI}{dt} \right) = - \left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dI} \right) \frac{dI}{dt} = -L^* \frac{dI}{dt}$$

Burada L^* – induktivliyi xarakterizə edir, adi induktivliklə yanaşı sarğacdaxan cərəyanın həm qiymətindən, həm də dəyişmə sürətindən asılıdır.

Əgər kontur öz formasını dəyişmirsə və yaxınlığında ferromaqnit yoxdursa, onda induktivlik zamandan asılı olmur ($L = const$). Bu halda öz-özünə induksiyanın e.h.q.-si üçün

$$\mathcal{E}_{is} = -L \frac{dI}{dt}$$

yazırıq. *İnduktivlik sabit olduqda öz-özünə induksiya e.h.q.-si cərəyan şiddətinin dəyişmə sürəti ilə mütənasib olur.*

Öz-özünə induksiya hadisəsi ilk dəfə amerikan alimi C.Henri tərəfindən müşahidə olunmuşdur. BS-də induktivlik vahidi olaraq *Henri (Hn)* götürülür. 1Henri ilə sarğacın induktivliyidir ki, ondan keçən cərəyan şiddəti 1 san-də 1 amper dəyişdikdə yaranan induksiya e.h.q.-si 1 Volt olsun

$$1 \text{ Hn} = \frac{1 \text{ V} \cdot 1 \text{ san}}{1 \text{ A}}$$

Özünü induksiya hadisəsi elektro və radiotexnikada mühüm rol oynayır.

Bir birinə yaxın yerləşmiş iki sarğac götürək (Şəkil 2). Birinci sarğacdaxan I_1 cərəyanı keçdikdə maqnit seli yadadır. Bu maqnit seli yaxınlıqda yerləşən ikinci sarğacı sarğılarını dəlib keçir. İkinci sarğacdaxan keçən maqnit seli birinci sarğacdaxan cərəyan şiddəti ilə mütənasib olur: $\Phi_2 = L_{21}I_1$. Birinci sarğacdaxan cərəyan dəyişdikdə ikinci sarğacdaxan maqnit seli də dəyişir və bunun hesabına

$$\mathcal{E}_{i2} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

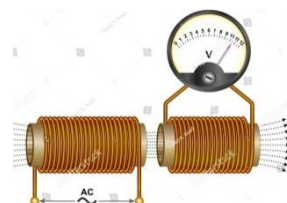
induksiya e.h.q.-si yaranır.

Konturun birindən cərəyan keçərkən yaranan maqnit sahəsi digər kontura nüfuz edərsə, belə sistemlər **induktiv rabitəli konturlar** adlanır.

İkinci konturdaxan I_2 cərəyanı axdıqda isə birinci konturu kəsən $\Phi_1 = L_{12}I_2$ maqnit seli, cərəyanın dəyişməsi zamanı isə

$$\mathcal{E}_{i1} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}$$

induksiya e.h.q.-si yaranır.



Şəkil 2

Bu ifadələrə daxil olan L_{12} və L_{21} kəmiyyətləri *qarşılıqlı induktivlik* və ya *qarşılıqlı induksiya əmsali* adlanır. Konturlar arasında qarşılıqlı induktivlik hər iki kontura aid olub, onların qarşılıqlı vəziyyəti ilə təyin olunur $L_{12} = L_{21}$.



Konturdan keçən cərəyanın dəyişməsi nəticəsində qonşu konturda induksiya cərəyanının yaranması qarşılıqlı induksiya hadisəsi adlanır.

3.3.8. Maqnit sahəsinin enerjisi

Maqnit sahəsi də elektrik sahəsi kimi enerji daşıyıcısıdır. Şəkil 1-də təsvir olunan sxemdə K açarı 1 vəziyyətində olduqda L induktivlikli sarğac cərəyan mənbəyinə qoşulur. Elektrik cərəyanı sarğacda maqnit sahəsi yaradır. Cərəyan şiddətinin hər hansı dəyişməsi, maqnit selinin dəyişməsinə səbəb olur.

Açar 1 vəziyyətindən 2 vəziyyətinə keçirildikdə, sarğac cərəyan mənbəyindən ayrılır və R rezistoruna birləşdirilir. Sarğac mənbədən ayrıldıqda cərəyan kəsilsə də, maqnit sahəsi dərhal yox olmur, onun azalması ilə induksiya cərəyanı yaranır.

Dövrədən keçən induksiya cərəyanının dt zaman müddətində gördüyü iş

$$dA = \mathcal{E}_i I dt = -L \frac{dI}{dt} I dt = -LI dI$$

Azalan induksiya cərəyanı I –dən 0 –a qədər azaldığından, görülmə işi inteqrallama ilə təyin edə bilərik.

$$A = - \int_I^0 LI dI = \frac{LI^2}{2}$$

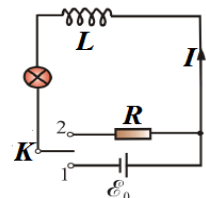
Bu iş naqilin qızmasına sərf olunur. Deməli, induksiya cərəyanı R müqavimətdən axaraq *Coul-Lens* istiliyinin yaranmasına səbəb olduğundan, müəyyən iş görülür. Maqnit sahəsinin yox olmasından başqa, digər dəyişikliklərin baş verməməsi bu işin maqnit sahəsində lokallaşan enerji hesabına görüldüyünü söyləməyə əsas verir. İş görmə qabiliyyətinə malik olan maqnit sahəsi müəyyən enerjiyə malik olmalıdır.

Deməli, L induktivlikli sarğacdən I cərəyanı keçərkən onun maqnit sahəsində

$$W_M = \frac{LI^2}{2}$$

enerjisi lokallaşır. Bu enerji dövrə qapandıqda cərəyanın artması prosesində yaranan induksiya cərəyanına qarşı mənbənin gördüyü işin hesabına formalaşır. Yəni, maqnit sahəsinin enerjisi, cərəyanın bu sahənin yaranmasına sərf etdiyi işə bərabərdir. Maqnit sahəsinin enerjisini maqnit seli ilə də ifadə etmək olar.

$$W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi I}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}$$



Şəkil 1

Enerji üçün alınan bu ifadəni uzun solenoidə tətbiq edək. Uzun solenoidin induktivliyi $L = \mu_0 \mu n^2 V$, solenoidin daxilində maqnit sahəsinin induksiyası isə $B = \mu_0 \mu n I$ ifadələri ilə təyin edildiyini nəzərə alaraq, maqnit sahəsinin enerjisinin bilavasitə sahəni xarakterizə edən parametrlərlə ifadə etmək olar.

$$W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} V$$

Maqnit sahəsinin vahid həcmə düşən enerjisi maqnit sahəsinin enerji sıxlığı adlanır.

$$w_M = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu}$$

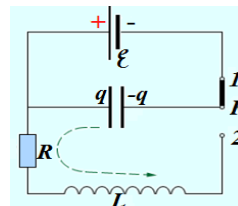
Göründüyü kimi maqnit sahəsinin enerji sıxlığı yalnız maqnit sahəsinin parametri - maqnit induksiyası ilə təyin olunur.

FƏSİL 3.4. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI. DƏYİÇƏN CƏRƏYAN

3.4.1. Rəqs konturunda sərbəst elektromaqnit rəqsləri



Dövrə hissəsində elektrik yükü, gərginlik və cərəyan şiddətinin zamandan asılı olaraq periodik dəyişməsi *elektromaqnit rəqsləri* adlanır. Elektromaqnit rəqsləri almaq üçün ardıcıl birləşdirilmiş R müqavimətli rezistor, C tutumlu kondensator və L induktivlikli sarğacdən ibarət qapalı dövrədən RLC – konturundan istifadə olunur.

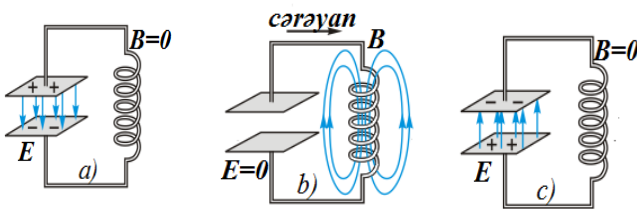


Şəkil 1

Şəkil 1-də təsvir olunmuş sxemdə açar 1 vəziyyətində olduqda kondensator $\mathcal{E}$ gərginliyinə qədər yüklənir, kondensatorun yükü və elektrik sahəsinin enerjisi maksimum olur. Açar 1 vəziyyətinə keçirildikdə başlanğıc anda, kondensatorun yükü, gərginliyi, elektrik sahəsinin enerjisi maksimum olur, cərəyan şiddəti, maqnit seli və maqnit sahəsinin enerjisi sıfıra bərabər olur (Şəkil 2 a). Kondensatorun R müqavimətli rezistor və L induktivlikli sarğac vasitəsilə boşaldılması prosesi başlayır, konturda elektrik cərəyanı, sarğacda maqnit sahəsi yaranır. Boşalma prosesində kondensatorun lövhələri arasındakı gərginlik və elektrik sahəsinin enerjisi azalır. Sarğacdən keçən cərəyan şiddəti, maqnit seli və sarğacda yaranmış maqnit sahəsinin enerjisi artır.

Kondensatorun boşalması bir an ərzində yox, tədricən baş verir, dövrədəki cərəyan şiddəti də tədricən artır. Cərəyan şiddətinin kəskin artmasına, sarğacda yaranmış öz-özünə induksiya $e.h.q.$ -si mane olur. Müəyyən müddətdən sonra kondensator tamamilə

boşalır. Zənn etmək olar ki, kondensatorun boşalmasından sonra cərəyan dərhal kəsilməlidir. Lakin bu baş vermir, cərəyanın ani kəsilməsinə, sarğacda yaranmış öz-özünə induksiya $e.h.q.$ -si mane olur.



Şəkil 2

Kondensator tamamilə boşalan zaman kondensatorun yükü, gərginlik, elektrik sahəsinin enerjisi sıfıra bərabər olur, dövrədəki cərəyan şiddəti, maqnit seli və maqnit sahəsinin enerjisi maksimal qiymət alır (Şəkil 2 b)).

Kondensator tam boşaldığı andan konturda cərəyan şiddəti azalır. Cərəyan şiddətinin bu azalması sarğacda induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb olur.

İnduksiya cərəyanı cərəyanın dəyişməsinə əks təsir göstərir, azalan cərəyanı artırmağa çalışır. İnduksiya cərəyanının hesabına kondensatorun köynəklərinə yenidən yük yığılır.

Kondensatorun yüklənməsi müddətində lövhələri arasındakı gərginlik və elektrik sahəsinin enerjisi artır, sarğıcdan keçən cərəyan şiddəti, maqnit seli və maqnit sahəsinin enerjisi azalır. Müəyyən vaxtdan sonra sarğıcdan keçən cərəyan şiddəti sıfıra bərabər olur, kondensatorun yükü isə maksimal qiymətinə çatır, cərəyan şiddəti, maqnit seli, maqnit sahəsinin enerjisi sıfıra bərabər olur (Şəkil 2 c)).

Sonrakı zaman fasiləsində kondensator yenidən boşalır, konturda cərəyan yaranır, lakin bu dəfə əks istiqamətdə. Müəyyən şəraitdə bu proses rəqsi xarakter daşıyır. Aktiv müqavimətdən cərəyan keçərkən istilik ayrıldığından, *RLC*-konturunda enerji itkisi baş verir, yaranan elektromaqnit rəqsi sönən rəqs olur.

Xarici cərəyan mənbəyi daxil olmayan qapalı *RLC*-konturu üçün Om qanununu aşağıdakı kimi yazmaq olar

$$IR + U = -L \frac{dI}{dt}.$$

Burada, $U = \frac{q}{C}$ – kondensatorun lövhələri arasındakı gərginlik, q – kondensatorun yükü, $I = \frac{dq}{dt}$ – dövrdəki cərəyan şiddətidir. Bərabərliyin sağ tərəfindəki hədd sarğıcda yaranan öz-özünə induksiya *e.h.q.*-dir. Əgər dəyişən kəmiyyət kimi kondensatorun $q(t)$ yükü götürülsə *RLC* –konturundakı sərbəst rəqslərin tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$q'' + \frac{R}{L}q' + \frac{1}{LC}q = 0$$

Konturda elektromaqnit enerjisi itkisi olmadıqda, yəni aktiv müqavimət $R = 0$ olduqda bu tənlik

$$q'' + \frac{1}{LC}q = 0; \quad q'' + \omega_0^2 q = 0$$

şəklini alır. Burada $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ rəqs konturunda yaranan sərbəst rəqslərin məxsusi dövrü tezliyidir. Harmonik elektromaqnit rəqslərinin periodu $T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$ düsturu ilə təyin olunur. Bu düstur Tomson düsturu adlanır.

Göründüyü kimi, mexaniki harmonik rəqslərin hərəkət tənliyinə oxşar tənlik aldıq. Sönmə olmadıqda sadə rəqs konturunda (*LC*-konturunda) harmonik elektromaqnit rəqsləri yaranır. Bu tənliyi həll etməklə kondensatorun yükünün zamandan asılı olaraq dəyişmə qanununu tapmış olarıq. Sadə rəqs konturunda yük, mexaniki rəqslərə oxşar olaraq,

$$q(t) = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

qanunu ilə dəyişir.

Kondensatorun lövhələri arasındakı gərginlik

$$U(t) = \frac{q(t)}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada, $U_m = \frac{q_m}{C}$ gərginliyin amplitud qiymətidir.

Cərəyan şiddəti yükün zamana görə birinci tərtib törəməsi olduğundan

$$I(t) = q'(t) = q_m \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_m \cos(\omega_0 t + \frac{\pi}{2} + \varphi_0)$$

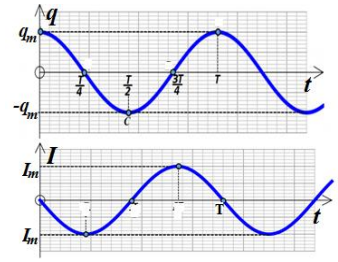
$I_m = q_m \omega_0$ cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir.

Rəqs konturunda elektrik yükü və gərginlik rəqsləri eyni fazada baş verir.

Cərəyan rəqsləri isə yük və gərginlik rəqslərini fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır (Şəkil 3).

Elektromaqnit rəqsləri elektrik və maqnit sahə enerjilərinin qarşılıqlı çevrilməsi ilə müşayiət olunur. Kondensatorun lövhələri arasında yaranan elektrik sahəsinin W_E enerjisi periodik olaraq sarğıacdakı maqnit sahəsinin W_m enerjisinə və əksinə çevrilir. Əgər rəqs konturunda enerji itkisi yaranmazsa, sistemin tam elektromaqnit enerjisi sabit qalır:

$$W_T = W_E + W_m = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = \frac{q_m^2}{2C} = \frac{LI^2}{2} = const$$



Şəkil 3

3.4.2. Sönən elektromaqnit rəqsləri

İdeal rəqs konturu mövcud deyil. Bütün real konturlar müəyyən R müqavimətinə malik olur. Belə konturlarda yaranan sərbəst rəqslər harmonik qanuna tabe olmur. Rəqsin hər periodunda konturun elektromaqnit enerjisinin bir hissəsi coul istiliyinə çevrilir. Konturun R müqavimətinin qiymətindən asılı olaraq, kondensatorun köynəklərindəki yükün növbəti maksimal qiyməti əvvəlki qiymətindən kiçik olur və sönən rəqs alınır.

Zəif sürtünmələrdə mexaniki rəqs sistemlərində sürtünmə qüvvəsi sürətlə mütənasib olduğu kimi, elektrik konturunda da cərəyan şiddəti ilə mütənasib olur. Sönmənin mövcud olduğu halda konturda sərbəst rəqslərin tənliyi

$$q'' + 2\delta q' + \omega_0^2 q = 0 \quad (1)$$

şəklinə düşür. $\delta = \frac{R}{2L}$ –fiziki kəmiyyəti **sönmə əmsali** adlanır. Sönmə sürəti konturun

$\delta = \frac{R}{2L}$ parametrindən, R – elektrik müqavimətindən asılıdır.

Bu diferensial tənliyin həlli aşağıdakı şəkildə olur:

$$q(t) = q_m e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0) = q_m^* \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (2)$$

Burada, $q_m^* = q_m e^{-\delta t}$ –sönən rəqsin amplitududur. Harmonik rəqslərdən fərqli olaraq, sönən rəqslərin amplitudu zamandan asılı olaraq eksponensial qanunla azalır. Şəkil 1-də $q(t)$ asılılığı bütöv xətlə, $q_m^* = q_m e^{-\delta t}$ asılılığı isə sınıq xətlərlə təsvir edilmişdir. Göründüyü kimi, zaman keçdikcə rəqsin amplitudu monoton olaraq azalır.

$q(t)$ –nin zamana görə birinci və ikinci tərtib törəmələrini tapıb, (1) tənliyində yerinə yazıb, sadə çevrilmələr aparsaq alırıq

$$q'' + (\omega_0^2 - \delta^2)q = 0 \quad (3)$$

(3) tənliyinin həlli axtarılan q kəmiyyətinin qarşısındakı əmsalın işarəsindən asılıdır. Bu əmsalın müsbət olduğu hala baxaq: $\omega_0^2 - \delta^2 > 0$. Onda $\omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2$ əvəzləməsi aparmaqla (3) tənliyini

$$q'' + \omega^2 q = 0$$

şəklində yazmaq olar. Burada $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ –sönən rəqsin dövrü tezliyinə uyğundur.

Sönən rəqslərin dövrü tezlik düsturundan aydın olur ki, ($\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$) real rəqs konturunda $\delta < \omega_0$ şərti ödənildikdə sönən rəqslər müşahidə olunur. Bu şərtin ödənilməsi üçün rəqs konturunun aktiv müqaviməti müəyyən böhran qiymətindən kiçik olmalıdır: $R < R_B$.

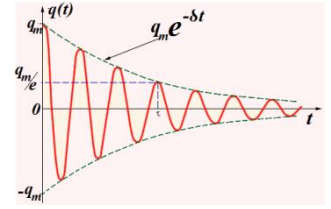
Sönən rəqslərdə periodiklik pozulduğuna görə, ona ciddi şəkildə tezlik və ya period anlayışları tətbiq edilmir. Lakin, zəif sönmə halında ($\delta^2 \ll \omega_0^2$), şərti olaraq rəqs edən fiziki kəmiyyətin iki ardıcıl maksimumları (minimumları) arasındakı zaman müddətini rəqsin periodu hesab etmək olar.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = 2\pi \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$$

Konturun müqaviməti artdıqca δ –sönmə əmsalı artır, sönən rəqsin tezlik azalır, periodu isə artır. Müqavimətin müəyyən böhran qiymətində, $\delta^2 = \omega_0^2$ olduqda period sonsuz böyük ($T \rightarrow \infty$), tezlik isə sıfır ($\omega = 0$) olur. Böhran müqavimətini $\delta = \omega_0$ bərabərliyindən tapmaq olar.

$$\frac{R_B}{2L} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \leftrightarrow R_B = 2 \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Bu halda rəqs edən kəmiyyət asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır. Sönmə əmsalının sonrakı artımında period xəyali, proses isə **aperiodik** olur.



Şəkil 1

Sönən rəqslərin xassələri aşağıdakı kəmiyyətlərlə xarakterizə olunur:

1. Relaksasiya müddəti. Sönən rəqsin amplitudunun $e \approx 2,7$ dəfə azaldığı müddət **relaksasiya müddəti** adlanır.

$$\frac{q_m(t)}{q_m(t + \tau)} = e^{\delta\tau} = e \leftrightarrow \delta\tau = 1; \tau = \frac{1}{\delta}$$

2. Sönmə dekrimenti. Elektromaqnit rəqslərinin sönməsi miqdarı olaraq period qədər fərqlənən zaman anlarına uyğun iki ardıcıl rəqslərə uyğun amplitudların ($q_m(t)$ və $q_m(t + T)$) nisbəti götürülür.

$$\frac{q_m(t)}{q_m(t + T)} = e^{\delta T}$$

Bu nisbət **sönmə dekrimenti** adlanır.

3. Sönmənin loqarifmik dekrimenti. İki ardıcıl amplitudları nisbətinin loqarifmi **sönmənin loqarifmik dekrimenti** adlanır.

$$\theta = \ln \frac{q_m(t)}{q_m(t + T)} = \delta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}$$

N_e –relaksasiya müddətindəki rəqslərin sayıdır. Deməli, sönmənin loqarifmik dekrimenti fiziki olaraq amplitudun e ədədi dəfə azalmasına uyğun müddətdə baş verən rəqslərin sayının göstəricisidir.

4. Keyfiyyət faktoru. Rəqs konturunun keyfiyyət faktoru bir period ərzində enerji itkisi ilə xarakterizə olunur

$$Q = 2\pi \frac{\text{Toplanan enerji}}{\text{Bir Periodda enerji itkisi}} = 2\pi \frac{W(t)}{W(t) - W(t + T)}$$

Enerjinin amplitudun kvadratı ilə düz mütənasib ($W \sim (q_m^*)^2$) olduğunu nəzərə alsaq

$$Q = 2\pi \frac{e^{-2\delta t}}{e^{-2\delta t} - e^{-2\delta(t+T)}} = 2\pi \frac{1}{1 - e^{-2\delta T}}$$

$e^{-2\delta T}$ funksiyasını Teylor sırasına ayıraraq, yuxarı tərtib hədləri nəzərə almasaq:

$$e^{-2\delta T} = 1 - 2\delta T$$

$$Q = 2\pi \frac{1}{2\delta T} = \frac{\pi}{\delta T} = \frac{\pi}{\theta} = \pi N_e$$

Göründüyü kimi, rəqs konturunun keyfiyyət faktoru relaksasiya müddətində icra olunan rəqslərin N_e sayı ilə mütənasibdir. Yəni, keyfiyyət faktoru nə qədər yüksək olsa, rəqs sistemi ideal sistemə bir o qədər yaxın olur, rəqslərin sönməsi zəifləyir.

3.4.3. Məcburi elektromaqnit rəqsləri

İxtiyari real rəqs konturu elektrik müqavimətinə malik olduğundan sərbəst elektromaqnit rəqsləri tədricən sönür. Sönməyən elektromaqnit



rəqsləri almaq üçün itirilən enerjinin əvəzinə kənardan sistemə enerji verilməlidir. Elektrik dövrəsində xarici periodik cərəyan mənbəyinin təsiri ilə yaranan proses **məcburi elektromaqnit rəqsləri** adlanır.

Sərbəst elektromaqnit rəqslərində sistem yalnız bir dəfə enerji alır. Məcburi rəqslərdə sistem daimi xarici mənbədən enerji alır. Bu enerji naqilin qızmasına sərf olan itkiləri kompensasiya edir və ona görə də rəqs sisteminin enerjisi dəyişməz qalır. Elektrik dövrəsində yaranan məcburi rəqslər, sərbəst rəqslərdən fərqli olaraq sönmür. Enerji itkisi olmasına baxmayaraq, xarici mənbənin periodik təsiri sistemə enerji ötürülməsini təmin edir və rəqsin sönməsinə imkan vermir. Məcburi rəqsin alınması üçün periodik dəyişən xarici məcburedici qüvvə tələb olunur. Rəqs konturunda məcburedici qüvvə rolunu periodik dəyişən $e.h.q.$ -nə malik olan cərəyan mənbəyi oynayır.

Gərginliyi ω tezlikli harmonik qanunla dəyişən xarici mənbəyin ω_0 tezlikli sərbəst rəqslər icra edə bilən elektrik dövrəsinə qoşulma halı xüsusi maraq doğurur. Məxsusi rəqslərin ω_0 tezliyi elektrik dövrəsinin parametrləri ilə təyin olunsada, qərarlaşmış məcburi rəqs xarici mənbənin ω tezliyi ilə baş verir.

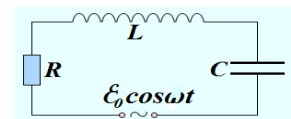
Məcburi elektromaqnit rəqsləri - xarici cərəyan mənbəyinin $e.h.q.$ -sinin dəyişməsi ilə konturda elektrik yükünün, cərəyan şiddətinin və gərginliyin ω dairəvi tezliyinə bərabər tezliklə dəyişməsidir.

RLC –dövrəsinə ardıcıl qoşulmuş, $e.h.q.$ -si harmonik $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$ qanunu ilə dəyişən cərəyan mənbəyindən ibarət qapalı dövrəyə baxaq (Şəkil 1). Burada $\mathcal{E}_0$ – mənbənin $e.h.q.$ -nin amplitud qiyməti, ω dövrü tezliyidir. Şəkil 1-də təsvir olunan elektrik dövrəsi üçün *kvazistasionarlıq* şərtinin ödənildiyini qəbul edək.

Om və Kirxhof qanunları sabit cərəyan üçün müəyyən edilmişdir. Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri c işıq sürətilə ötürülür. Əgər həyəcanlanmanın dövrənin ən uzaq nöqtəsinə ötürülmə müddətində cərəyan şiddəti cüzi dəyişərsə onda dövrənin bütün en kəsiyində cərəyan şiddətinin qiyməti praktiki olaraq eyni götürmək olar. Bu şərti ödəyən cərəyanlar **kvazistasionar cərəyanlar** adlanır. Periodik dəyişən cərəyanlar üçün kvazistasionarlıq şərti aşağıdakı kimi yazılır:

$$\tau = \frac{l}{c} \ll T$$

burada T –dəyişmənin periodudur. K kvazistasionar cərəyanların ani qiyməti üçün Om qanunu və Kirxhof qaydası ödənilir.



Şəkil 1

Lakin, əgər dəyişmə nisbətən sürətlə baş vermirsə, dəyişən cərəyanın və gərginliyin ani qiymətləri üçün də bu qanunlar doğrudur. Onda cərəyanın və gərginliyin ani qiymətləri üçün Om qanununu yazmaq olar:

$$IR + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} + \varepsilon_0 \cos \omega t.$$

Burada $L \frac{dI}{dt}$ – cərəyan dəyişməsi nəticəsində sarğacda yaranan öz-özünə induksiya $e.h.q.$ -si, induktiv sarğacdakı gərginlikdir. Bu tənliyi aşağıdakı şəkildə də yazma bilərik:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \omega t \quad (1)$$

Burada $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ konturun məxsusi tezliyi, ω isə məcburedici qüvvənin dəyişmə tezliyidir. İlk olaraq konturda yaranan məxsusi rəqs R müqaviməti tərəfindən qısa zaman ərzində istiliyə çevrildiyindən ω_0 tezlikli rəqslər sönür və məcburi rəqs ω tezliyinə malik olur.

(1) tənliyi qeyri bircins xətti diferensial tənlikdir, onun sönən rəqslərin diferensial tənliyindən (3.4.1 yarım fəslindəki (1) tənliyi) sağ tərəfinin sıfırdan fərqli olmasıdır. Diferensial tənliklər nəzəriyyəsiindən məlumdur ki, qeyri bircins xətti diferensial tənliyin həlli bircins tənliyin (3.4.1 yarım fəslindəki (1) tənliyi) ümumi həlli ilə qeyri bircins tənliyin xüsusi həllinin cəmindən ibarətdir: $q(t) = q_1(t) + q_2(t)$.

Bircins tənliyin ümumi həllini 3.4.2 yarım fəslində sönən rəqslərin tənliyinin həllindən almışıq. $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ tezliyi ilə baş verən bu rəqslər çox tez sönür, yalnız ilkin anlarda, məcburi rəqslər qərarlaşana kimi qiymətə malik olur. Qərarlaşmış məcburi rəqs $q_2(t)$ xüsusi həll hissəsi ilə təyin olunur.

Məcburi rəqsin tezliyi məcburedici qüvvənin ω tezliyinə bərabər olduğundan və məcburedici qüvvənin amplitudu zaman keçdikcə dəyişmədiyindən, aydındır ki, qərarlaşmış məcburi rəqsin A amplitudu sabit olmalıdır. Bunları nəzərə alaraq, xüsusi həlli $q_2(t) = A \cos(\omega t - \varphi)$ şəkilində axtarmaq olar. φ -fazası məcburi rəqslərin məcburedici qüvvənin təsirindən geri qaldığını ifadə edir. Bu həlli (1) tənliyində yerinə yazaq:

$$A\omega^2 \cos(\omega t - \varphi + \pi) + 2\delta A\omega \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + \omega_0^2 A \cos(\omega t - \varphi) = \frac{\varepsilon_0}{L} \cos \omega t \quad (2)$$

Amplitudun maksimumuna uyğun tezliyi (3) ifadəsinin məxrəcinin minimumluq şərtindən tapmaq olar. Bunun üçün məxrəcdəki kökaltı ifadənin törəməsini sıfıra bərabər edək.

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0$$

Buradan amplitudun maksimum qiymətinə uyğun gələn rezonans tezliyi üçün

$$\omega_{pez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} \quad (4)$$

ifadəsini alırıq.

Sönmə zəif olduqda ($\delta \ll \omega_0$) rezonans tezliyi məxsusi tezliyə yaxın olur. Rezonans tezliyinin (4) ifadəsini (3) ifadəsində yerinə yazsaq **rezonans amplitudunun** qiymətini alırıq.

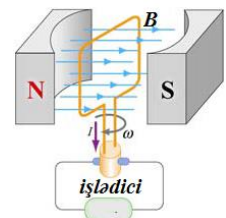
$$A_{pez} = \frac{\varepsilon_0}{2\delta L \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$$

3.4.4. Dəyişən cərəyan

Elektrik cərəyanı generatorlarda - bu və ya digər şəkildə enerjini elektrik enerjisinə çevirən qurğularda yaranır. Qalvanik elementlər, elektrostatik maşınlar, termobatareyalar, günəş panelləri və s generatorlardır. Sadalanan elektrik generatorlarının hər birinin tətbiq sahələri onların xüsusiyyətləri ilə müəyyən edilir. Elektrostatik maşınlar yüksək potensiallar fərqi yaratsa da dövrdə əhəmiyyətli dərəcədə cərəyan yarada bilmir. Qalvanik elementlər yüksək cərəyanı qısa təsir müddətində verə bilər.

Elektrik enerjisinin hasilı üçün dəyişən cərəyanın generatorları daha geniş tətbiq olunur. Bu generatorlarda mexaniki enerji elektrik enerjisinə çevrilir. Onların iş prinsipi elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsaslanır. Nisbətən sadə quruluşa malik bu generatorlar, kifayət qədər yüksək gərginlikdə yüksək cərəyanlar əldə etməyə imkan verir.

Generatorun işləmə prinsipini izah etmək üçün birincins maqnit sahəsində yerləşdirilmiş müstəvi kontur fırladılarkən baş verən prosesə nəzər yetirək. Sahəsi S olan müstəvi kontur maqnit qüvvə xətləri səthə perpendikulyar olan B – induksiya birincins maqnit sahəsində yerləşsin (Şəkil 1). Kontur fırlandıqca induksiya vektoru ilə normal arasındakı bucaq dəyişir, ona görə də çərçivədən keçən maqnit seli zamana görə dəyişir. Konturun fırlanma periodu T



Şəkil 1

olarsa onun normalı ilə maqnit induksiya vektoru arasında qalan bucaq zaman keçdikcə $\alpha = \frac{2\pi}{T}t = \omega t$ qanunu, ondan keçən maqnit seli isə

$$\Phi = BS\cos\alpha = BS\cos\omega t$$

qanunu ilə dəyişər.

Maqnit selinin dəyişməsi konturda induksiya *e.h.q.*-nin yaranmasına səbəb olur. Elektromaqnit induksiya qanununa uyğun olaraq yaranan induksiya *e.h.q.*-si maqnit selinin dəyişmə sürətinə bərabərdir.

$$\mathcal{E} = -\Phi' = BS\omega\sin\omega t = \mathcal{E}_m\sin\omega t$$

Burada, $\mathcal{E}_m = BS\omega$ yaranan induksiya *e.h.q.*-nin maksimal qiymətidir. Əgər kontur N sayda dolaqdan ibarət olarsa, dolağın hər birində bu qədər induksiya *e.h.q.*-si yaranar.

$$\mathcal{E} = -N\Phi' = NBS\omega\sin\omega t = \mathcal{E}_m\sin\omega t$$

Bu halda alınan induksiya *e.h.q.*-nin maksimal qiyməti ($\mathcal{E}_m = NBS\omega$) N dəfə böyük olur.

Bunun nəticəsində konturun qütblərində $u = U_m\sin\omega t$ qanunu ilə dəyişən gərginlik yaranır. Əgər generator modelindəki konturun qütblərinə elektrik işlədici



qoşularsa, ondan harmonik qanunla dəyişən induksiya cərəyanı keçər. *Dəyişən cərəyan – qiyməti və istiqaməti zamana görə periodik dəyişən cərəyandır.*

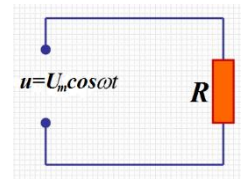
Dəyişən cərəyan dövrəsində aktiv müqavimət. Dəyişən cərəyan enerjisini faydalı işə və ya istilik enerjisinə çevirən müqavimət ***aktiv müqavimət*** adlanır. Elektrik közərmə lampaları, elektrik qızdırıcı qurğuları aktiv müqavimətdir.

Yalnız aktiv R müqaviməti olan dəyişən cərəyan dövrəsinə baxaq (Şəkil 2) Fərz edək ki, dövrədə gərginlik $u = U_m\cos\omega t$ harmonik qanunu ilə dəyişir. Dəyişən gərginliyin təsiri ilə dövrədən dəyişən cərəyan axır. Kvazistasionarlıq şərti ödənildiyindən aktiv müqavimətdən keçən cərəyanın ani qiymətini Om qanununa əsasən təyin etmək olar.

$$i = \frac{u}{R} = \frac{U_m}{R}\cos\omega t = I_m\cos\omega t$$

Burada $I_m = \frac{U_m}{R}$ kimi təyin olunan kəmiyyət ***cərəyanın amplitud qiyməti*** adlanır.

Aktiv müqavimətdə gərginliyin və cərəyan şiddətinin zamandan asılı olaraq dəyişməsi eyni qanunla baş verir, eyni anda öz qiymətlərinin maksimumuna çatır, eyni zamanda sıfıra enirlər. Gərginlik istiqamətini dəyişdikdə cərəyan şiddəti də istiqamətini dəyişir. Yəni, aktiv müqavimətdə gərginlik və cərəyan rəqsləri eyni



Şəkil 2

fazada baş verir. Bunu əyani göstərmək üçün vektor diaqramına müraciət edək. Üfüqi olaraq cərəyan oxu qəbul olunarsa, gərginlik də həmin ox üzrə yönəlir (Şəkil 3).

Yalnız rezistor qoşulan dəyişən cərəyan dövrəsində aktiv müqavimət, gərginlik və cərəyan şiddətinin amplitud qiymətləri dəyişən cərəyanın tezliyindən asılı deyil.

Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum müqaviməti.

Aydındır ki, olan sabit cərəyan kondensator olan dövrə hissəsindən keçə bilmir. Kondensatorun lövhələr arasındakı mühitin dielektrik 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 $u = U_m \cos \omega t$ qanunu ilə dəyişən elektrik sahəsi təsir edir (Şəkil 4). Onda kondensatorun yüklənməsi nəticəsində köynəklər üzərinə yığılan yükün miqdarı

$$q = Cu = CU_m \cos \omega t$$

qanunu ilə dəyişir. Cərəyan şiddəti Yükün zamana görə birinci tərtib törəməsi tapmaqla dövrədəki cərəyan şiddətini təyin etmək olar.

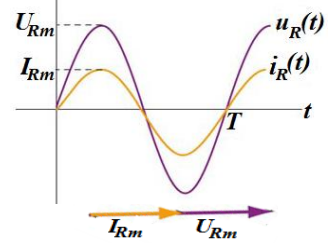
$$i = q' = -CU_m \omega \sin \omega t = I_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

Burada $I_m = \omega CU_m$ dövrədəki cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir. Cərəyan şiddəti və gərginliyin dəyişmə qanunlarının müqayisəsindən görüldüyü kimi, yalnız kondensator iştirak edən dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Bu münasibət şəkil 5-də təsvir olunmuşdur.

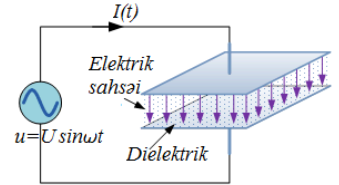
Kondensator dəyişən cərəyana müəyyən müqavimət göstərir. Bu müqavimət **tutum**

müqaviməti adlanır. Cərəyanın kvazistasionarlığını nəzərə alaraq kondensatordakı gərginliyin və dövrədəki cərəyan şiddətinin amplitud qiymətləri arasında Om qanunu formasında əlaqə yaratmaqla tutum müqavimətini təyin etmək olar.

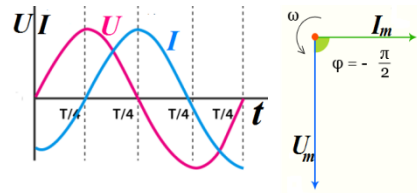
$$X_c = \frac{U_m}{\omega CU_m} = \frac{1}{\omega C}$$



Şəkil 3



Şəkil 4



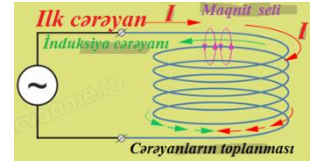
Şəkil 5

Tutum müqaviməti dəyişən cərəyanın tezliyi və kondensatorun tutumu ilə tərs mütənasibdir. Tezlikdən asılı olduğuna görə yalnız kondensatorun deyil, həm də elektrik dövrəsinin xarakteristikası olur. Tutum müqavimətindən cərəyan keçərkən istilik ayrılır, ona görə də, reaktiv müqavimət adlanır.

Sabit cərəyanda tezlik sıfır olduğundan tutum müqaviməti sonsuz böyük olur ($\omega = 0, X_C \rightarrow \infty$). Ona görə də kondensator olan dövrə hissəsindən sabit cərəyan keçmir

Dəyişən cərəyan dövrəsində induktiv sarğac. Dəyişən cərəyan dövrəsinə qoşulmuş kondensator cərəyan şiddətini dəyişməklə müəyyən müqavimət yarada bildiyi kimi, belə dövrdə sarğacın olması da induktiv müqavimət adlanan müqavimət yaradır.

Fərz edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə yalnız *L* induktivlikli sarğac qoşulmuşdur (Şəkil 6). Induktiv sarğacdən dəyişən cərəyan axdıqda, onu dəlib keçən maqnit seli dəyişir və öz – özünə induksiya hadisəsinə əsasən sarğacda induksiya *e.h.q.*-si yaranır.



Şəkil 6

Kirxhof qaydasına uyğun olaraq, sarğacdakı gərginlik düşküsi dəyişən cərəyan mənbədən verilən gərginliklə, sarğacda yaranan öz-özünə *e.h.q.*-nin cəminə bərabər olmalıdır

$$ir = u + \mathcal{E}_{is}$$

İnduktiv sarğacın aktiv müqaviməti nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan ($r = 0$)

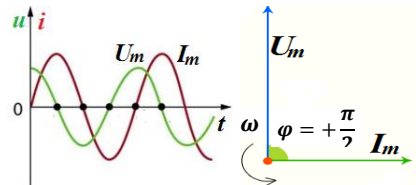
$$u = -\mathcal{E}_{is} = L \frac{di}{dt}$$

yazmaq olar. Əgər dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti $i = I_m \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişərsə, onda sarğacdakı gərginlik

$$u = L \frac{di}{dt} = -\omega L I_m \cos \omega t = U_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

qanunu ilə dəyişir. Burada $U_m = \omega L I_m$ gərginliyin amplitud qiymətidir.

Yalnız induktiv sarğac iştirak edən dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti və gərginliyin dəyişmə qanunlarının müqayisəsindən görüldüyü kimi, cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginlikdən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. Bu münasibət şəkil 7- də vektor diaqramında təsvir olunmuşdur.



Şəkil 7

Öz-özünə induksiya dövrədə cərəyan şiddətinin ixtiyarı dəyişməsinə maneçilik yaratdığından, induktiv sarğac dəyişən cərəyana müəyyən müqavimət göstərir. Bu

müqavimət *induktiv müqavimət* adlanır. Cərəyanın kvazistasionarlıqını nəzərə alaraq sargacdakı gərginliyin və dövrədəki cərəyan şiddətinin amplitud qiymətləri arasında Om qanunu formasında əlaqə yaratmaqla induktiv müqaviməti aşağıdakı kimi təyin edirik.

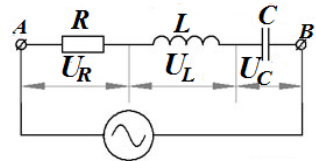
$$X_L = \frac{U_m}{I_m} = \omega L$$

İnduktiv müqavimət də tutum müqaviməti kimi dəyişən cərəyanın tezliyindən asılı olduğuna görə, tək sarğacın deyil, həm də elektrik dövrəsinin xarakteristikasıdır. İnduktiv müqavimətdə də istilik ayrılmağına görə, o da reaktiv müqavimətdir. Sabit cərəyan üçün ($\omega = 0$) sarğacın induktiv müqaviməti sıfıra bərabərdir.

3.4.5. Dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqavimət

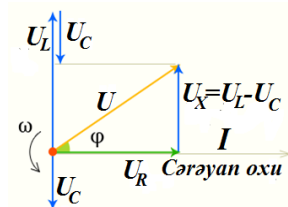
İxtiyari dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqaviməti hesablayarkən reaktiv müqavimətlə yanaşı olaraq, mövcud olan omik (aktiv) müqavimətidə nəzərə almaq lazımdır. Aktiv müqavimət, kondensator və induktiv sarğac dəyişən cərəyan dövrəsinə hər biri ayrılıqda qoşulduğu hallarda alınan nəticələr ixtiyari dövrənin hissələrindəki gərginlik rəqslərini arasında əlaqə yaratmağa imkan verir.

Dəyişən cərəyan dövrəsində eyni zamanda R müqaviməti, L induktivliyi və C kondensatoru iştirak edən hala baxaq (Şəkil 1). Dövrəyə dəyişən gərginlik tətbiq olunduqda yaranan dəyişən cərəyan bütün elementlərdə gərginlik düşküləri vardır. Dövrədə yaranan cərəyanın amplitudu I_m qiyməti ardıcıl birləşdirilmiş R , L , C elementlərində eyni qiymətə malik olsa da, gərginlik dövrə hissələrində paylanır, dövrədəki gərginlik ayrı-ayrı hissələrdəki gərginliklərin cəminə bərabər olur. Baxdığımız dövrədə müşahidə olunan rəqsləri toplamaq üçün gərginliyin vektor diaqramından istifadə edək.



Şəkil 1

Şəkil 2-də rezistorda (U_R), kondensatorda (U_C) və induktiv sargıacdakı (U_L) gərginlik düşkünlərinin amplitud qiymətlərinin vektor diaqramı təsvir olunmuşdur. Tətbiq olunan gərginliyin amplitud qiyməti bu gərginlik düşkünlərinin amplitud qiymətlərinin həndəsi cəminə bərabər olmalıdır.



Şəkil 2

Aktiv müqavimətdə gərginlik rəqsləri cərəyan

rəqsləri ilə eyni fazada baş verdiyindən uzunluğu $\vec{U}_R = I_m R$ olan gərginlik vektoru cərəyan oxu ilə üst-üstə düşəcək. Kondensatordakı gərginlik rəqsləri cərəyan rəqslərindən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır. Ona görə də, kondensatordakı $\vec{U}_C = \frac{I_m}{\omega C}$ gərginlik vektoru cərəyan oxuna perpendikulyar olacaq. İnduktiv sarğacda gərginlik rəqsləri cərəyan rəqslərini fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqladığından, induktiv sarğacdakı $\vec{U}_L = I_m \omega L$ uzunluqlu gərginlik vektoru da cərəyan oxuna perpendikulyar yönələcək. $\vec{U}_C$ və $\vec{U}_L$ vektorları əks istiqamətlərdə yönəldiyindən onları əvəzləyicisi $U_X = U_L - U_C$ olur.

Vektor diaqramındakı gərginlik üçbucağına Pifaqor teoremini tətbiq edərək yaza bilərik

$$U_m^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2 = I_m^2 \left(R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \right).$$

Buradan cərəyan şiddətinin amplitud qiymətini təyin etsək

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} = \frac{U_m}{Z}$$

alırıq. Cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti gərginliyin amplitud qiyməti ilə mütənasib olduğundan bu ifadə Om qanunu müəyyən uyğunluq təşkil edir və dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu adlanır.

$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$ – ifadəsi dəyişən cərəyan dövrəsindəki tam müqavimətdir. Elektrik dövrəsindəki aktiv və reaktiv müqavimətlərin cəmi dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqaviməti adlanır. $X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ dövrənin reaktiv müqaviməti olduğundan $Z = \sqrt{R^2 + X^2}$.

Vektor diaqramından göründüyü kimi, gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı fazalar fərqi olan φ – bucağının tangensi üçün

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_L - U_C}{U_R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

yaza bilərik. Əgər dövrədə gərginlik $u = U_m \cos \omega t$ qanunu ilə dəyişirsə dövrədən axan cərəyan

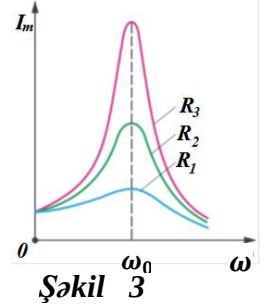
$$i = I_m \cos(\omega t - \varphi)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

İfadələrdən göründüyü kimi, dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqavimət və fazalar fərqi cərəyanın tezliyindən asılıdır. Əgər $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ olarsa, cərəyan fazaca gərginlikdən geri qalır, $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ olduqda isə, cərəyan gərginliyi fazaca qabaqlayır.

Əgər $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ şərti ödənilərsə, fazalar fərqi $\varphi = 0$ olar, cərəyan və gərginlik rəqsləri eyni fazada baş verər. Bu halda dövrənin tam müqaviməti minimum olub, aktiv müqavimətə bərabər olur ($Z_{min} = R$), bu müqavimətlə təyin olunan cərəyan şiddəti özünün maksimal qiymətini alır. Bu zaman kondensator (U_C) və sarğacdakı (U_L) gərginlik düşkünlərinin amplitudları eyni olub fazaca bir birinin əksinə yönəlir, aktiv müqavimətdəki gərginlik düşküsi dövrəyə tətbiq olunan xarici gərginliyə bərabər ($U_R = U$) olur.

Bu hadisə dəyişən cərəyan dövrəsində **rezonans** adlanır. Rezonans induktiv müqavimətin tutum müqavimətinə bərabər olduğu tezlikdə baş verir. Bu tezlik **rezonans tezliyi** adlanır. $X_L = X_C$ şərtindən rezonans tezliyini təyin etsək $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ alırıq. Deməli, xarici dəyişən gərginliyin tezliyi konturun məxsusi rəqs tezliyi ilə üst - üstə düşdükdə rezonans baş verir. Rezonans zamanı məcburi elektrik rəqslərinin cərəyan şiddəti maksimum qiymətə çatır (Şəkil 3). Aydın ki, dəyişən cərəyan dövrəsində aktiv müqavimət nə qədər kiçik olarsa, rezonans əyrisi o qədər dik olar ($R_1 > R_2 > R_3$).



3.4.6. Dəyişən cərəyan dövrəsində güc

Potensial və ya potensiallar fərqi anlayışı elementar dq yükünün yerdəyişməsi zamanı görülən işi təyin etməyə imkan verir $dA = udq$. Cərəyan şiddətinin $i = \frac{dq}{dt}$ olduğunu nəzərə alsaq cərəyanın işini $dA = udq = iudt$, ani gücünü isə

$$P = \frac{dA}{dt} = iu$$

kimi yazmaq olar. Burada i və u cərəyan şiddəti və gərginliyin ani qiymətləridir.

Dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddəti və gərginlik zamandan sinusoidal asılılığa malik olduğundan ani güc zamandan asılı olur və onu qiymətləndirmək üçün period ərzində **orta güc** anlayışından istifadə olunur. Onu bir period ərzində görülən işi period müddətinə bölməklə təyin etmək olar, yəni

$$\langle P \rangle = \frac{A}{T} = \frac{1}{T} \int_0^T iudt$$

Dövrədə gərginlik $u = U_m \sin \omega t$ qanunu, cərəyan şiddəti isə $i = I_m \sin(\omega t + \varphi)$ ilə dəyişərsə

$$\begin{aligned}\langle P \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T i u dt = \frac{1}{T} \int_0^T I_m \sin(\omega t + \varphi) U_m \sin \omega t dt \\ &= \frac{1}{2T} I_m U_m \left(\int_0^T \sin(2\omega t + \varphi) dt + \int_0^T \cos \varphi dt \right)\end{aligned}$$

Bu ifadədəki birinci həddə sinus funksiyanının argumenti zamandan asılı olduğuna görə, bir period ərzində orta qiyməti sıfır olur və buna görə də orta güc yalnız ikinci həddə təyin olunacaqdır:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2T} I_m U_m \cos \varphi \int_0^T dT = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$$

Ümumi halda dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan güc cərəyan şiddətindən və gərginlikdən əlavə onlar arasındakı fazalar fərqiindən də asılıdır. Buradakı $\cos \varphi$ vuruğu **güc əmsalı** olub dövrdəki elektrik enerjisinin hansı hissəsinin daxili və ya mexaniki enerjiyə çevrildiyini göstərir. φ bucağının qiyməti şəkil 3.4.16-ya görə təyin olunur:

$$\cos \varphi = \frac{U_R}{U_m} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} = \frac{R}{Z}$$

Əgər dövrdə aktiv müqavimət olmazsa ($R = 0$), yalnız reaktiv (*tutum və induktiv*) müqavimətlər iştirak edərsə güc əmsalı $\cos \varphi = 0$ və gərginlik və cərəyanın qiymətindən asılı olmayaraq orta güc sıfıra bərabər olur $P = 0$. Bu halda rəqs periodunun bir yarımperiodda ayrılan güc, digər yarımperiodda udulur və nəticədə orta güc sıfır olur. Deməli, reaktiv müqavimətlərdə istilik ayrılır.

Rezonans halında ($X_L = X_C$) dəyişən cərəyan dövrəsində reaktiv müqavimət sıfıra bərabər, güc əmsalı $\cos \varphi = 1$ olur, aktiv müqavimətdə maksimal orta güc ayrılır.

$$\langle P_{max} \rangle = \frac{I_m U_m}{2}$$

Dəyişən cərəyan dövrlərini hesablayarkən, həmçinin elektrik ölçmələrində cərəyanların və gərginliklərin ani və ya amplituda dəyərlərindən istifadə etmək əlverişli deyildir və bir period ərzində onların orta qiyməti sıfıra bərabərdir. Bundan əlavə, periodik olaraq dəyişən cərəyanın elektrik effektivliyi (ayrılan istilik miqdarı, görülən iş və s.) bu cərəyanın amplitud qiyməti ilə dəyərləndirmək olmaz.

Cərəyan və gərginliyin təsiredici qiyməti anlayışından istifadə etmək daha rahatdır. Bu anlayışın əsasında cərəyanın istilik (və ya mexaniki) təsirinin onun istiqamətindən asılı olmaması dayanır.

Dəyişən cərəyanın yaratdığı təsiri qiymətləndirmək üçün onu sabit cərəyanın yaratdığı istilik təsiri ilə müqayisə edirlər. Dəyişən cərəyanın yaratdığı təsir qədər təsir yaradan sabit cərəyanın qiymətinə **dəyişən cərəyanın effektiv qiyməti** deyilir.

Şəkil 3.4.5 yarımfəslində ki, 2-ci şəkildə $U_m \cos \varphi = I_m R$ olduğunu nəzərə alsaq dəyişən cərəyan dövrəsində orta gücü $\langle P \rangle = \frac{I_m^2 R}{2} = \frac{U_m^2}{2R}$ kimi yazmaq olar. Bu gücü R müqavimətli rezistorda cərəyan şiddəti $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ və yaxud gərginliyi $U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$ olan sabit cərəyan da yaradır. Ayrılan orta gücü sabit cərəyanın gücü ilə müqayisə edərək,

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}; \quad U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$

cərəyan və gərginliyi **effektiv (təsiredici) qiymətlərini** kimi təyin edilir. Buna uyğun olaraq dövrdə dəyişən *e.h.q.* -nin effektiv qiyməti ilə amplitud qiyməti arasındakı əlaqəni yazmaq olar:

$$\mathcal{E}_{ef} = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}}$$

Dəyişən cərəyan dövrlərindəki elektrik ölçü cihazlarında onların təsiredici qiymətlərini qeydə alınır.

3.4.7. Transformatorlar

Elektrik enerjisi başqa növ enerjilərlə müqayisədə böyük üstünlüyə malik olduğundan gündəlik həyatımızın bütün sahələrində çox geniş istifadə olunur. Bu enerjini istehsal olunduğu stansiyalarından məftillər vasitəsilə itkisiz, çox uzaq məsafələrə ötürülməsi tələb olunur. Elektrik enerjisi məftillərlə uzaq məsafəyə ötürülərkən naqillərdə Coul-Lens istiliyi ayrılır) və naqıl qızır. Naqilin qızmasına sərf edilən enerji itkisi, cərəyan şiddətinin artması ilə artır.

Dəyişən elektrik cərəyanının sabit cərəyana nisbətən müəyyən üstünlüyə malikdir. Onun vacib xüsusiyyətlərindən biri asanlıqla dəyişdirilməsi- transformasiya olunmasıdır. Onun gərginlik və cərəyan şiddətini çox az enerji itkisi hesabına geniş intervalda çevirmək mümkündür.



Dəyişən cərəyanın cüzi güc itkisi ilə tezliyini sabit saxlamaqla gərginliyi artırıb azaltmaq üçün istifadə olunan qurğu **transformator** adlanır.

Transformatorun iş prinsipi elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsaslanmışdır.

Ən sadə transformator qapalı maqnitötürücüsü (ferromaqnit içlik) üzərinə sarınmış iki dolaq sistemindən ibarətdir (Şəkil 1). Sarğılar bir birindən və içlikdən izolyasiya olunmuşlar. Sarğıların sayı N_1 olan birinci dolaq ferromaqnit içlik vasitəsilə N_2 sarğıdan ibarət olan ikinci dolaqla induktiv əlaqədədir. Dolaqlardan birincisi dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşulduqda sarğıda dəyişən elektrik cərəyanı və onun tezliyidə dəyişən maqnit seli yaranır. Bu maqnit seli tamamilə qapalı maqnitötürücüsündə lokallaşır.

Əgər birinci dolağa $u_1 = U_{m1} \sin \omega t$ dəyişən gərginliyi tətbiq olunarsa, sarğıda rəqslərinin fazası gərginlik rəqslərinin $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalan $i_1 = I_{m1} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$ dəyişən cərəyanı və bu dolağı dəlib keçən $\Phi_1 = \Phi_{m1} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$ dəyişən maqnit seli yaranar. Maqnit selinin dəyişməsi həmin dolaqda

$$\mathcal{E}_1 = -n_1 \frac{d\Phi_1}{dt} = -n_1 \Phi_{m1} \omega \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_{m1} \sin(\omega t - \pi)$$

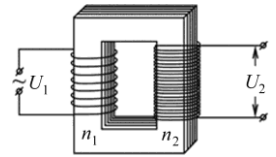
induksiya e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olur. $\mathcal{E}_{m1} = n_1 \omega \Phi_{m1}$ induksiya e.h.q.-nin amplitud qiymətidir. İfadədən görüldüyü kimi induksiya e.h.q.-si gərginliklə əks fazada olur. Birinci dolaq üçün Om qanununu $u_1 + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1$ kimi yazmaq olar. Sarğının aktiv müqaviməti nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan dolaqdakı gərginlik induksiya e.h.q.-nin moduluna bərabər olur: $u_1 = \mathcal{E}_1$.

Birinci sarğıdakı dəyişən maqnit seli ferromaqnit içlik vasitəsilə ikinci sarğına da dəlib keçir. Qapalı ferromaqnit içlik ideal maqnit ötürücüsü olduğundan dolaqlardakı maqnit selləri bərabər olur: $\Phi_1 = \Phi_2$. İkinci dolaqda

$$\mathcal{E}_2 = n_2 \Phi_{m1} \omega \sin(\omega t - \pi) = \mathcal{E}_{m2} \sin(\omega t - \pi)$$

induksiya e.h.q.-si yaranır. Transformator boş boşuna işlədikdə, yəni ikinci dolaq açıq olduqda $\mathcal{E}_2 = u_2$ olur. Transformatorun dolaqlarında yaranan induksiya e.h.q.-ni müqayisə etsək

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{n_2}{n_1} = -\frac{u_2}{u_1} = k$$



Şəkil 1

Mənfi işarəsi birinci və ikinci dolaqlardakı gərginliklərin əks fazalarda olduğunu göstərir. $k = \frac{n_2}{n_1}$ nisbəti transformatorun **transformasiya əmsali**

adlanır. $k > 1$ olduqda transformator yüksəldici, $k < 1$ olduqda isə alçaldıcı olur.

Transformatorun aktiv müqaviməti sıfıra yaxın olduqda birinci və ikinci dolaqlardakı güc təqribən bərabər olur:

$$P_1 \approx P_2; \quad I_1 U_1 \approx I_2 U_2; \quad \frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2} = k = \frac{n_2}{n_1}$$

Transformatorun dolaqlarındakı cərəyan şiddətləri sarğılarının sayı ilə tərs mütənasibdir. Deməli transformatorla gərginlik k dəfə yüksəldikdə cərəyan şiddəti k dəfə alçaldılır. Bu isə elektrik ötürücü xətlərdə enerji itkisini azaldır. Əslində, azda olsa enerji itkisi mövcud olduğundan, *transformatorun faydalı iş əmsalından* danışmaq lazım gəlir. Bu halda transformatorun faydalı iş əmsalı ikinci dolağındakı gücün birinci dolaqdakı gücə olan nisbəti kimi təyin olunur.

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1}$$

Faydalı iş əmsalı transformatorun gərginlik çevirmə effektivliyini xarakterizə edir. Transformatorla enerji itkisi sarğılarının qızmasında, içlikdə burulğanlı cərəyanların yaranmasında, histerezisdə olur. Elektrik maşınlarından fərqli olaraq transformatorlarda hərəkət edən hissə olmadığından mexaniki itki olmadığına görə faydalı iş əmsalı yüksək olur. Müasir transformatorların faydalı iş əmsalı, 95 – 98%-ə çatır.

IV HİSSƏ

OPTİKA

FƏSİL 4.1. FOTOMETRİYA VƏ HƏNDƏSİ OPTİKA

4.1.1. Optikanın inkişaf tarixindən

Ümumi fizikanın bölmələrindən biri olan, **Optika** işıq hadisələrinin qanuna uyğunluqlarını, işığın təbiətini, yaranma mexanizmini, onun yayılma və maddə ilə qarşılıqlı təsir qanunlarını öyrən elm sahəsidir. Işıq bizim həyatımızda çox vacib rol oynayır. İnsan ətraf aləm haqqında əldə etdiyi informasiyanın əksəriyyətini işıq vasitəsilə alır. Fəaliyyətimizin müxtəlif sahələrində getdikcə daha çox optik cihazlardan və optik üsullardan istifadə edirik.

Optikanın inkişaf tarixi qədim dünya mütəfəkkirlərinin təbiətsünaslıq və fəlsəfəyə aid yaradıcılıqları ilə sıx bağlıdır. Optik tədqiqat üçün ilk alətlər qədim Misirdə və Babilistan əyalətlərində cisimlərin kölgələrinin müşahidəsi, qiymətli daşlarda, suda və ya buzda işığın qayıtması və sınması, linza və güzgülərlə aparılan təcrübələr nəticəsində meydana gəldi. Vizual müşahidə ilə əlaqəli düşüncələr, fərziyyələr və nəzəriyyələr qədim Yunan və Hindistan filosofları tərəfindən inkişaf etdirilmişdir. Yunan-Roma antik dünyasında həndəsi optikanın inkişafını xüsusilə vurğulamaq lazımdır.

Hələ işığın təbiəti məlum edilməmişdən əvvəl müxtəlif alimlər müxtəlif təcrübi nəticələri ümumiləşdirərək optikanın əsas qanunlarını müəyyən etmişlər. Eramızdan 450 il qabaq yaşamış Platon məktəbi işığın düz xətt boyunca yayılması güzgü səthdən qayıdarkən düşmə və qayıtma bucaqlarının bərabər olmasını bildirdilər. Bizim eradan 300 il əvvəl yaşamış Evklid həndəsəsinin əsasında işığın düz xətt boyunca yayılması qanunu dayanır.

Eramızın başlanğıcında yaşamış Geosentrik təlimin banisi Ptolemey işığın düşmə və sınma bucaqlarını ölçməklə refraksiya cədvəli arasında qanunauyğunluğu riyazi ifadə edə bilmədən refraksiya cədvəli tərtib etmişdir.

Qərbi Avropada Alqazen adı ilə məşhur olan, indiki İraqın Bəsrə şəhərində anadan olan, ərəb alimi Ibn-Əl-Xaysam (1038-ci il) optika sahəsində ciddi elmi işlər görmüş, ilk dəfə olaraq işığın sonlu sürətlə yayıldığı, düşmə və sınma bucaqlarının bir-biri ilə mütənəsib olmadığı, görmənin cisimlərdən çıxaraq gözümüzdə düşən şüalarla əlaqədar olması və s. maraqlı fikirlər söyləmiş, binokulyar görmə (iki gözle görmə) konsepsiyasını işləmişdir. İlk dəfə olaraq görməni, cisimlərdən gözə daxil olan şüaların bəbək içərisində görüntü yaradan bir proses kimi izahını vermiş,

optikaya dair yazdığı 7 kitabı vasitəsilə indiki nəsillərə müasir foto və videokameraların proobrazını təqdim etmişdir.

XVI əsrdə düşmə və sınma bucaqlarının sinusları nisbətinin iki mühitin sərhədi üçün sabit olması Sinelius tərəfindən göstərilmiş, Dekart isə ona riyazi şəkil vermişdir.

Optika elmi çox qədim olmağına baxmayaraq işığın təbiəti haqqında ardıcıl müşahidə və təcrübələrə əsaslanan ilk elmi nəzəriyyə Nyuton və onun müasiri Hüygens tərəfindən verilmişdir.

Nyuton işığın zərrəciklər selindən (korpuskullar selindən) ibarət axın olduğunu qəbul etmişdir. Buna korpuskulyar nəzəriyyə deyilir. Hüygens isə işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Hüygensə görə işıq efir adlanan elastik mühitin həyəcanlanmasından ibarət dalğa prosesidir. Yarandığı ilk vaxtlardan başlayaraq bu iki nəzəriyyə arasında mübarizə olmuşdur. Hər iki nəzəriyyənin uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də olmuşdur. Bu isə fiziki hadisələrin izahında yeni nəzəriyyələrin yaranması ilə əlaqədardır. Bu nəzəriyyələrdən biri işığın elastik dalğa deyil, elektromaqnit dalğası, digəri isə işığın adi korpuskulalardan prinsipə fərqlənən və “foton” adlanan zərrəciklər seli olduğunu qəbul edir.

Nyutonun həmin dövrdə elm aləmində nüfuzu XVIII əsrin sonuna kimi əksər alimlərin üstünlüyü korpuskulyar nəzəriyyəyə verməsinə səbəb olmuşdu. 1801-ci ildə Yunqun, 1815-ci ildə Frenelin apardığı tədqiqatlar nəticəsində işığın da nəzəriyyəsi təkmilləşdirildi və inkişaf etdirildi. Bu nəzəriyyənin əsasını Hüygüns-Frenel prinsipi təşkil etdi və bu nəzəriyyə o vaxt məlum olan bir sıra hadisələri, o cümlədən işığın interferensiyası, difraksiyası və polyarizəlməsi hadisələri yaxşı izah etdi. Beləliklə Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi rədd edildi.

İşığın dalğa nəzəriyyəsinin zəif yeri “dünya efiri”nin mövcudluğu məsələsində idi ki, bunun da varlığına böyük şübhə var idi. Işıq haqqında təlimin inkişafı yolunda atılan ən ciddi addımlardan biri də XIX əsrin ikinci yarısında Maksvelin yaratdığı klassik elektrodinamika nəzəriyyəsi olmuşdur.

Maksvelin nəzəriyyəsi elektrik və maqnit hadisələrinin əsas qanunlarının ümumiləşdirilməsi kimi məlum eksperimentlərin nəticələrini izah etməklə yanaşı, yeni hadisələri də (elektromaqnit dalğalarının sonlu sürətlə yayılması, dəyişən elektromaqnit sahəsinin varlığını) öncədən söyləmişdir. Maksvelin yaratdığı elektromaqnit sahəsi nəzəriyyəsi “dünya efiri”ni lüzumsuz etdi. 1881-ci ildə Maykelson, 1888-ci ildə Maykelson-Morli təcrübələri nəticəsində “efirin” mövcudluğundan imtina olundu.

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəyə görə işıq dalğaları yüksək tezlikli elektromaqnit dalğalarıdır və onun daşıyıcısı elektromaqnit sahəsidir. Elektromaqnit

dalğalarının xassələrindən digər vacib uyğunluğu onların eninə dalğa olması əmələ gətirdi. Elektromaqnit dalğalarının eninəliyi Maksvel tənliklərindən alınır, işıq dalğalarının eninə olması isə təcrübi olaraq işığın polyarizasiyası hadisəsində öz təsdiqinin tapmışdır. Bu iki fakt Maksveli işığı elektromaqnit dalğaları olması qənaətinə gətirdi. Maksvelin ölümündən 10 il sonra Herts elektromaqnit dalğalarını təcrübədə aldı və onların xassələrini tədqiq etdi.

Elektromaqnit dalğaları şkalası radiodalğalar, infraqırmızı şüalar, görünən işıq, ultrabənövşəyi, rentgen və qamma şüaları olmaqla çox geniş diapazonu əhatə edir. Işıq dedikdə təkcə gözlə görünən işıq yox, həm də onu əhatə edən infraqırmızı və ultrabənövşəyi şüalanmaları kimi spektrin geniş diapazonu nəzərdə tutulur. İnsanlarda görmə təsiri yaradan və dalğa uzunluğu $400\div760$ nm intervalında yerləşən elektromaqnit dalğaları **görünən işıq** adlanır. İntensivliyindən asılı olmayaraq infraqırmızı və ultrabənövşəyi şüalar görmə təsiri yarada bilmir.

Işığın elektromaqnit təbiətini sübut edən təcrübələr 1849-cu ildə Fizo, 1850-ci ildə Fuko, 1881-ci ildə Maykelson tərəfindən aparılmışdır. Onların işığın yayılma sürəti üçün aldıkları təcrübi nəticələr elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti üçün alınan nəzəri qiymətlərlə üst-üstə düşmüşdür. Bundan başqa 1899-cu ildə P.Lebedev təcrübi olaraq işığın bərk cismə təzyiqini ölçmüş və alınan nəticələrin Maksvell nəzəriyyəsi əsasında aparılan ölçmələrə uyğun gəldiyini müəyyən etdi.

XIX əsrin sonunda işığın təbiəti ilə bağlı suala cavab tapıldı və təcrübə yolu ilə sübut edildi - işıq fəzada yayılan elektromaqnit dalğalarıdır. Sırf dalğavari proseslərə xas olan interferensiya, difraksiya, polyarizasiya və dispersiya hadisələri işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq edir.

Ancaq XIX əsrin sonu, XX əsrin əvvəllərində işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirini öyrənərkən kəşf edilən istilik şüalanması, fotoelektrik effekti, tormozlanma və xarakteristik rentgen şüalanmalar, Kompton effekti, fotokimyəvi reaksiyalar və s. kimi optik hadisələr işığın dalğa təbiəti əsasında öz izahını tapa bilmədi. 1900-cü ildə M. Plank tərəfindən irəli sürülən hipotez istilik şüalanmasında enerjinin spektral paylanması problemini həll etdi. Plank hipotezinə görə elektromaqnit şüalanması fasiləsiz deyil, tezliklə düz mütənasib olan müəyyən enerji porsiyaları ilə diskret olaraq baş verir.

Enerji kvantları haqqında Plank hipotezi klassik fizika təsəvvürlərinə zidd olsa da, fizikanın inkişaf tarixində yeni bir dövrün başlanğıcını qoymuş oldu. Bu nəzəriyyə istilik şüalanmasının qanunauyğunluqlarının izahı ilə əlaqədar olan çətinlikləri aradan qaldırmağa və işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin tamamilə yeni tərzdə öyrənilməsinə səbəb oldu. Bir çox optik hadisələrin, xüsusilə fotoeffektin və

ışığın səpilməsi məsələlərinin izahı yalnız ışığın kvant (korpuskulyar) təbiətinə malik olmasını qəbul etməklə izah olundu.

Beləliklə, XX əsrin başlanğıcında ışığın elektromaqnit nəzəriyyəsi ilə yanaşı Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsindən tamamilə fərqli olan yeni mahiyyətli korpuskulyar nəzəriyyə yaradıldı. Plank ışığın porsiyalarla (kvantlarla) şüalandığını qəbul etsə də onun yayılmasını dalğa prosesi kimi təsəvvür edirdi. A.Eynşteyn Plankın kvant ideyasını daha da inkişaf etdirərək belə nəticəyə gəlmişdir: təkcə ışığın şüalanması deyil, onun udulması və yayılması da porsiyalarla baş verir.

Müasir təsəvvürlərə görə işıq mürəkkəb elektromaqnit prosesi olub, həm dalğa və həm də korpuskulyar xassələrə malikdir. Işıq enerjisinin başqa enerji növlərinə çevrilmədiyi proseslərdə işıq özünü elektromaqnit dalğası kimi aparır. Belə proseslərdə ışığın interferensiyası, difraksiyası, polyarlaşması və s. hadisələr misal ola bilər. Işıq enerjisinin başqa enerji növlərinə çevrildiyi digər hadisələrdə isə (fotoeffekt, Kompton effekti, lüminessensiya, atom və molekulların spektri) hissəciklər seli kimi aparır. Bu ikili xassə biri-birini rədd etmir, əksinə tamamlayır. Işığın ikili təbiəti ***dalğa zərrəcik dualizmi*** adlanır. Işığın ikili xassəsi işıq kvanti olan fotonun enerjisi üçün $E = h\nu$ Plank düsturunda əks olunur, belə ki, fotonun E enerjisi onun kvant xarakteristikası, rəqslərin ν tezliyi isə dalğavari prosesin xarakteristikasıdır.

Beləliklə demək olar ki, işıq özlüyündə mürəkkəb quruluşa malik olmaqla, ikili təbiətə – ***dalğa və korpuskulyar*** xüsusiyyətlərin təzahür etməsi kimi təqdim oluna bilər. Bu müddəə kəsilməz və diskret hadisələr arasında daxili əlaqənin mövcud olmasına işarə vurur. Sonuncu fikir müasir fizikanın ən böyük müvəffəqiyyətlərindən biridir.

Onu da qeyd edək ki, ikili təbiət, yəni dualizm təkcə işığa deyil, zərrəciklərə də xas olan xassədir. Lui de Broyl hipotezinə görə maddi zərrəciklər də dalğa xüsusiyyətinə malikdirlər. Elektron və neytronların difraksiyası hadisəsi bunu əyani olaraq sübut edir. Deməli, dalğa zərrəcik dualizmi təbiətin universal qanunauyğunluğudur.

4.1.2. Fotometrik kəmiyyətlər



Müxtəlif işıq mənbələrindən yayılan şüalar özləri ilə müəyyən enerji daşıyır. Işığın istənilən təsiri işıq dalğalarının daşdığı enerji ilə bağlıdır. Optik diapazonlu elektromaqnit dalğalarının enerjisini, habelə onunla əlaqəli kəmiyyətləri öyrənən optika bölməsi ***fotometriya*** adlanır.

Işığın təsirini öyrənmək üçün, ilk növbədə işıq dalğalarının enerjisini təyin etmək lazımdır. Sadəlik üçün fotometriyada nöqtəvi işıq mənbəyi

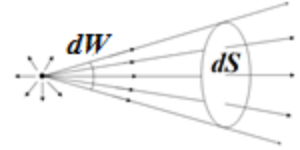
anlayışından istifadə olunur. Bütün istiqamətlərdə işığı bərabər şüalandıra və ölçüləri müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafəyə nəzərən çox-çox kiçik olan mənbələr **nöqtəvi mənbələr** adlanır. Mənbəyin xətti ölçüləri müşahidə nöqtəsinədək olan məsafədən 20 və daha çox dəfə kiçik olarsa, onu nöqtəvi mənbə kimi qəbul etmək olar. Bircins izotrop mühitdə belə mənbələr sferik dalğalar buraxır.

İşıq dəstələrinin enerji və insan gözü tərəfindən qəbul olunma xüsusiyyətlərini kəmiyyətə fərqləndirmək üçün **fotometrik parametrlərdən** istifadə olunur. İşıq dəstəsinin əsas enerji xarakteristikası kimi **intensivlik** qəbul olunmuşdur.



Vahid zamanda işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən daşınan işıq enerjisi **ışığın intensivliyi** və ya **şüa enerjisi seli** adlanır. Nöqtəvi işıq mənbəyi götürək və işıq şüaları qarşısına hər hansı bir dS səthini qoyaq (şəkil 1). dt müddətində bu səthdən keçən enerji miqdarını dW ilə işarə etsək,

$$\Phi = \frac{dW}{dt}$$



Şəkil 1

nisbəti bizə **ışıq enerjisi selini** verəcəkdir. Deməli, vahid zamanda verilmiş səthdən keçən işıq enerjisinin miqdarı ilə ölçülən kəmiyyət işıq enerjisi seli və yaxud da sadəcə olaraq **ışıq seli** adlanır.

Fotometrik kəmiyyətlər həm energetik vahidləri ilə, həm də fotometrik vahidlərlə ölçülür. İşıq seli vahidini onun təyin olunduğu düsturla, $\Phi = \frac{W}{t}$ müəyyən etmək olar.

İşıq seli energetik vahidlərlə güc vahidi ilə ölçülür $1 \text{ Vt} = 1 \frac{\text{C}}{\text{san}}$.

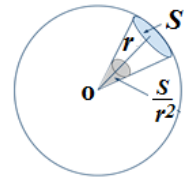
Bircins mühitdə işıq, eləcə də işıq enerjisi düz xətt boyunca yayıldığından dS səthindən keçən işıq enerjisini nöqtəvi mənbədən $d\Omega$ cisim bucağı daxilində yayıldığını qəbul etmək olar (Şəkil 2). *Cisim bucağı dedikdə təpəsi sferanın mərkəzində olan konik səthlə əhatə olunmuş fəza hissəsi başa düşülür. Konik səthin sferadan ayırdığı seqmentin sahəsinin sferanın radiusunun kvadratına olan nisbətinə cisim bucağı deyilir.*

$$\Omega = \frac{S}{r^2}$$

Əgər dS səthinin $\vec{n}$ normalı konusun oxu ilə φ bucağı əmələ gətirərsə, onda

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \cos \varphi$$

yaza bilərik. r –nöqtəvi mənbədən dS səthinə qədər olan



Şəkil 2

məsafədir. Cisim bucağı **steradianla**, fəza radianı ölçülür. 1 ster vahid radiuslu kürə üzərində vahid sahəni ayıran cisim bucağıdır. Aydınır ki, nöqtəvi mənbə ətrafında bütün fəzanı əhatə edən cisim bucağı 4π ster olar:

$$\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi$$

Nöqtəvi mənbənin şüalandırdığı tam enerji selini təyin etmək üçün elementar $d\Omega$ cisim bucaqları daxilində yayılan selləri cəmləmək lazımdır. Onda

$$\Phi = \int d\Phi$$

olar.

 Mənbəni əhatə edən qapalı səthdən vahid zamanda keçən işıq seli **mənbənin işıqlanma gücü** adlanır. Mənbənin tam işıq seli onun xarakteristikasıdır. Verilmiş mənbə üçün onu heç cür artırıb azaltmaq olmaz. Lakin mənbənin tam işıq seli sabit qalmaqla müəyyən istiqamətlərdə işıq selini artırıb azaltmaq olar (məsələn, projektorda olduğu kimi).

Onu da qeyd edək ki, bir sıra optik sistemlərdə, məsələn, göz, fotoaparat, fotoelementlər və b. təsir edici faktor işıq seli olsa da, lakin onların qeyd etmə qabiliyyəti fərqlidir. Məsələn, zəif işıq seli foto lövhəyə uzun müddət təsir göstərməklə onu qaralda bilir. Lakin işıq seli insan gözüünün qavrama həddindən aşağıdırsa, burada təsir müddəti heç bir rol oynaya bilmir.

 Işıq mənbələrini xarakterizə etmək üçün işıq şiddəti adlı fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Nöqtəvi işıq mənbəyinin vahid cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq selinə **ışıq şiddəti** deyilir:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$$

Işıq şiddəti ümumi halda şüalanma istiqamətindən asılıdır. Əgər mənbənin işıq şiddəti şüalanma istiqamətindən asılı deyildirsə, belə mənbə **izotrop mənbə** adlanır. İzotrop mənbə üçün

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}$$

yazmaq olar.

Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS), əsas fotometrik kəmiyyət kimi işıq şiddəti vahidi olaraq kandela qəbul olunmuşdur. Kandela əsas BS-nin yeddi əsas vahidlərindən biridir. **Kandela**– təmiz platinin bərkimə temperaturunda (2046.6 K) və normal atmosfer təzyiqində ($P = 101325 Pa$) götürülmüş etalon şüalandırıcının (mütləq qara cismin) 1 sm^2 səthinin bu səthə perpendikulyar istiqamətdə buraxdığı

şüalanmanın işıq şiddətinin $\frac{1}{60}$ hissəsidir. Kandela 1967-ci ildə ölçü və çəki üzrə 13-cü Beynəlxalq konfransın qərarı ilə qəbul olunmuş etalonla müəyyən olunur. Energetik vahidlərdə işıq şiddəti $\frac{Vt}{srad}$ ölçülür.

 İşıq selinin fotometrik vahidi **1 lümen (lm)**, energetik vahidi isə **1 vatt (vt)**. İşıq şiddəti **1kd** olan nöqtəvi işıq mənbəyinin **1ster** cisim bucağı daxilində buraxdığı işıq seli **1 lm**-ə bərabərdir:

$$1 \text{ lm} = 1 \text{ kd} \cdot \text{srad}$$

 Real işıq mənbələri nöqtəvi deyil, müəyyən sonlu ölçüyə malik olduqda onu xarakterizə etmək üçün işıqlıq adlı fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Işıqlanan cismin səthinin buraxdığı tam işıq selinin həmin səthin sahəsinə nisbəti ilə ölçülən kəmiyyətə **ışıqlıq** deyilir.

$$R = \frac{d\Phi}{dS}$$

Fotometrik vahidlərdə **ışıqlıq** vahidi olaraq **lüks (lk)** $lk = \frac{lm}{m^2}$, energetik vahidlərdə isə $\frac{Vt}{m^2}$ götürülür.

Qeyd etdiyimiz kimi, nöqtəvi mənbəyin verilmiş istiqamətdə şüaburaxması işıq şiddəti ilə xarakterizə olunur. Nöqtəvi deyil, sonlu ölçüyə malik olan mənbələri oxşar qayda ilə xarakterizə etmək üçün mənbəyin vahid görünən səthinin işıq şiddəti - parlaqlıq adlanan fotometrik kəmiyyətdən istifadə olunur. Sonlu ölçülü mənbənin **parlaqlığı**, şüalanan cismin görünən vahid səthinin müşahidə istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə buraxdığı işıq şiddətilə xarakterizə olunur.



Lambertə görə φ bucağından asılı olaraq işıq şiddəti

$$I_{\varphi} = I_0 \cos \varphi$$

qanunu ilə dəyişir. I_{φ} – φ istiqamətində işıq şiddəti, I_0 – normal istiqamətdə işıq seli, φ – işıq dəstəsinin istiqamətilə işıqlanan səthə çəkilən normal arasında qalan bucaqdır. **Mütləq qara cismin və Günəşin parlaqlığı istiqamətdən asılı deyil.** Bu şərti ödəyən şüalandırıcılar **Lambert mənbələri** adlanır. Belə mənbələr üçün parlaqlıq bütün istiqamətlərdə eyni olub, φ istiqamətindəki işıq şiddətinin I_{φ} işıqlanan səthin şüaya perpendikulyar müstəvi üzərindəki proyeksiyasına S_{pr} nisbətinə bərabərdir:

$$B = \frac{I_{\varphi}}{S_{pr}}$$

$S_{pr} = S_0 \cos \varphi$ olduğundan

$$B = \frac{I_{\varphi}}{S_0 \cos \varphi} = \frac{I_0}{S_0}$$

alarıq. Deməli, φ istiqamətində parlaqlıq normal istiqamətdəki parlaqlığa bərabərdir. Parlaqlıq vahidi olaraq fotometrik vahidlərdə **nit** (nt) $nt = \frac{kd}{srad}$, energetik vahidlərdə isə $\frac{Wt}{srad \cdot m^2}$ götürülür.

Lambert mənbələri üçün işıqlıqla parlaqlıq arasında $R = \pi B$ sadə münasibət ödənilir. Sadə hala baxmaqla bu münasibətin doğru olduğunu göstərmək olar. Kürə formasında olan işıq mənbəyinin işıqlığı

$$R = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2},$$

parlaqlığı isə

$$B = \frac{I}{S_{pr}} = \frac{I}{\pi r^2}$$

kimi ifadə edərik. Burada r – kürənin radiusudur. Bu ifadələrin müqayisəsindən $R = \pi B$ alırıq

Özündən işıq buraxmayan səthin işıqlanmasını xarakterizə etmək üçün işıqlanma adlı fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. **İşıqlanma**– verilmiş səthə düşən işıq selinin bu səthin sahəsinə olan nisbətilə ölçülən kəmiyyətdir:

$$E = \frac{d\Phi}{dS}$$

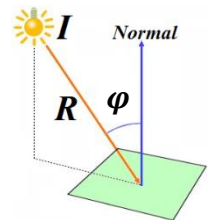
Göründüyü kimi işıqlanma da işıqlıq kimi $\frac{\Phi}{S}$ nisbətilə təyin olunur. Lakin işıqlıq mənbəyə, işıqlanma isə işıqlanan səthə aiddir.

İşıqlanma düsturundan istifadə edib, nöqtəvi mənbənin işıqlandırdığı səthin (Şəkil 3) işıqlanmasını tapaq. Nöqtəvi mənbədən çıxan selin bütün istiqamətlərdə bərabər paylandığını qəbul edək. $d\Phi = Id\Omega$ və $d\Omega = \frac{dS}{r^2} \cos\varphi$ olduğundan,

$$E = \frac{I}{R^2} \cos\varphi$$

olar. Bildiyimiz kimi, φ - səthin xarici normalı ilə işıq selinin yayılma istiqaməti (daxilində işıq yayılan konusun oxu) arasındakı bucaqdır. Son düstur işıqlanma qanununun riyazi ifadəsidir:

- Verilmiş səthin işıqlanması mənbədən bu səthə qədərki məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir (tərs kvadratlar qanunu).
- Səthin işıqlanması işıq şüasının istiqamətilə bu səthin normalı arasında qalan bucağın kosinusu ilə düz mütənasibdir (kosinuslar qanunu).



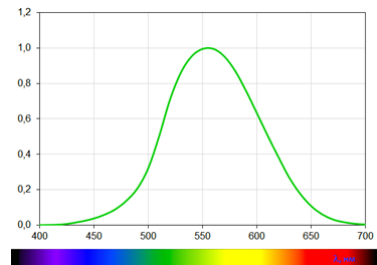
Şəkil 3

Tərs kvadratlar qanununun köməkliyi ilə mənbəyin işıq şiddətini təyin etmək olar. Bunun üçün eyni səthin bir hissəsini şiddəti məlum olan işıq mənbəyi ilə, digər

hissəsini isə şiddətini təyin etmək istədiyimiz işıq mənbəyi ilə işıqlandırmaq lazımdır. Mənbələrdən hər hansı birini hərəkət etdirməklə işıqlanan səthə qədər məsafəsini dəyişdirərək bütün səth boyu eyni işıqlanma ($E_1 = E_2$) əldə etsək, $\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}$ ifadəsində $I_2 = I_1 \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$ alınır. I_1 , r_1 və r_2 məlum kəmiyyətlər olduğundan, I_2 -ni hesablamaq olar.

Qeyd etdiyimiz kimi, işıq seli fotometrik vahidlərdə lümenlə, energetik vahidlərdə isə lümenlərlə ölçülür. Bu səbəbdən lümenlə vatt arasında da əlaqə yaratmaq zərurəti yaranır. Işığın gözə fizioloji təsirinin xüsusiyyətini nəzərə aldıqda belə əlaqənin universal olmadığını görürük. 1 lümen selə müxtəlif dalğa uzunluqlarında müxtəlif güc uyğun gəlir. Bu işığın yaratdığı görmə təsirinin dalğa uzunluğundan asılılığı ilə bağlıdır. Düşən işığın dalğa uzunluğundan asılı olaraq gözümüzün həssaslığı hiss olunacaq dərəcədə dəyişir. Normal göz üçün ən böyük həssaslıq $\lambda=555 \text{ nm}$ dalğa uzunluğunda müşahidə olunur. Dalğa uzunluqları 400 nm -dən kiçik və 760 nm -dən böyük olan işıq isə intensivliyindən asılı olmayaraq görmə təsiri yarada bilmir. Buna görə də elektromaqnit dalğaları şkalasının çox dar bir hissəsi – uzunluqları 400 nm -la 760 nm arasında olan oblast görünən oblast adlanır. Aydın ki, işıq seli şüa enerjisi seli ilə düz mütənasib olmamalıdır: $\Phi' = V(\lambda)\Phi$, burada Φ' - işıq seli, Φ - şüa enerjisi seli, $V(\lambda)$ - isə mütənasiblik əmsalıdır. Bu əmsal gözün nisbi həssaslığı, yaxud görmə funksiyası adlanır.

Eyni şüa enerjisində malik olan müxtəlif dalğa uzunluqlu sellər müxtəlif görmə təsiri yaratdığından, gözün nisbi həssaslığı eyni görmə təsiri yaradan monoxromatik şüa enerjisi selləri ilə tərs mütənasibdir: $V_\lambda = \frac{I_\lambda}{\Phi_\lambda}$. Göründüyü kimi $V(\lambda)$ –lümenlərlə ifadə olunmuş işıq selinin vattlarla ifadə olunmuş enerji selinə nisbətidir. Gözün nisbi həssaslığı, deməkdir ki, bütün normal gözlər üçün eynidir. Beynəlxalq Işıq Komissiyası (BİK) orta göz üçün (parlaq işıqda) $V(\lambda)$ -nın λ -dan asılılıq qrafikini müəyyən etmişdir (Şəkil 4).



Şəkil 4 Görmə funksiyası

Şəkildə verilən əyri görmə əyrisi (yaxud görmə funksiyası) adlanır. Gözün nisbi həssaslığının $\lambda=555 \text{ nm}$ -ə uyğun gələn maksimum qiyməti şərti olaraq vahid qəbul olunmuşdur.

Görmə əyrisinin maksimumu $\lambda=555 \text{ nm}$ -ə uyğun gəldiyindən, lümenlə vatt arasındakı əlaqəni bu dalğa uzunluğu üçün tapmaq daha məqsəduyğundur. $\lambda=555 \text{ nm}$ olduqda 1 lm işıq seli $0,0016 \text{ Vt}$ şüa enerjisi selinə (gücə) uyğundur:

1 lm ($\lambda=555\text{ nm}$ olduqda)=0,0016 Vt . 555 nm uzunluqdan fərqli bütün dalğa uzunluqlarında 1 lm işıq selinə uyğun gələn güc 0,0016 Vt -dan böyük olur. Bu səbəbdən, $M=0,0016Vt/lm$ işığın minimal mexaniki ekvivalenti adlanır.

Müxtəlif mənbələrin işıq şiddətlərini və yaxud işıq sellərini müqayisə etmək üçün xüsusi cihazlardan istifadə olunur. Həmin cihazlar **fotometrlər** adlanır. Qeyd etmə prinsipinə görə subyektiv və obyektiv olmaqla fotometrlər iki qrupa bölünür. Subyektiv fotometrlər gözlə müşahidəyə, obyektiv fotometrlər isə fotoqrafiya və işığın elektrik təsirinə əsaslanır.

4.1.3. Həndəsi optikanın əsas qanunları. Ferma prinsipi

İşığın yayılma qanunlarının işıq şüaları haqqındakı təsəvvürlər əsasında baxıldığı optika bölməsi, **həndəsi optika** adlanır. Həndəsi optika, optik sistemlərdə xəyalın qurulmasında yaxşı metod olaraq qalmaqla, onlardan işığın keçməsilə əlaqədar olan, əsas hadisələrin araşdırılmasına imkan verir və buna görə də optik cihazların nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edir.

Dalğa uzunluğunu nəzərə almamaq mümkün olan hallarda işığın bircins mühitdə yayılmasını düzxətli qəbul edərək şüa anlayışından istifadə etmək olar. $\lambda \rightarrow 0$ halına uyğun gələn bu yaxınlaşma həndəsi optikanın (şüa optikasının) əsasını təşkil edir. Həndəsi optikada şüa dedikdə işıq enerjisinin yayıldığı xətt başa düşülür. Sonsuz dərəcədə kiçik dəşikdən çıxan sonsuz dar işıq dəstəsini şüa qəbul etmək olar. Bircins izotrop mühitdə işıq şüaları dalğa səthinə perpendikulyar xətlərdən ibarətdir. Işıq şüası anlayışını daxil etməklə bir sıra optik hadisələri, o cümlədən optik cihazların iş prinsipini izah etmək olur.

Həndəsi optika bölməsində işıq hadisələrini öyrənərkən işıq sulanmasına həndəsi düz xətt kimi baxılır və işığın təbiəti, onun əmələgəlmə səbəbləri və s. məsələlər nəzərdən keçirilmir. Həndəsi optikanın dörd əsas qanunu vardır:

- ◆ **İşığın düz xətt boyunca yayılması**
- ◆ **İşıq dəstələrinin asılı olmaması**
- ◆ **İşığın güzgü səthdən qayıtması**
- ◆ **İki şəffaf mühit sərhədində işığın sınması**

Bu qanunlara ayrılıqda baxaq:

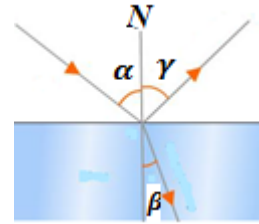
İşığın düz xətt boyunca yayılması qanunu. Işıq şüası optik bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılır. Optik bircins mühit dedikdə bütün nöqtələrində sındırma əmsalı və işığın yayılma sürəti eyni olan mühit nəzərdə tutulur.

Kölgə və yarımkölgənin əmələ gəlməsi, günəş və ay tutulmalar işığın düzxətli yayılması qanununun təzahürüdür. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, işığın düz xətt boyunca yayılması müəyyən şəraitdə baş verir. Məncənin ölçüsü işığın dalğa

uzunluğu tərtibində olduqda işıq maneəni aşıb keçə bilir. Işığın düz xətt boyunca yayılması qanunundan kənara çıxma (difraksiya) baş verir.

İşıq dəstələrinin asılı olmaması qanunu. Bu qanuna işıq dəstələrinin super pozisiya prinsipi də deyirlər. Müxtəlif mənbələrdən gələn işıq dəstələri görüşdükdən sonra bir – birini həyəcanlandırmadan yayılır. Bu xətti optikada, sındırma əmsalı keçən işığın amplitudu və intensivliyindən asılı olmadığı halda ödənilir. Güclü işıqlanmada, qeyri – xətti optik proseslərdə bu prinsip öz mahiyyətini itirir.

İşığın qayıtma və sınma qanunları. Təcrübələr əsasında müəyyən olunmuşdur ki, işıq şüası iki şəffaf mühiti bir – birindən ayıran səthə düşərkən iki şüaya ayrılır (Şəkil 1). Şüalardan biri bu səthdən qayıdır, digəri isə ikinci mühitə keçir. İkinci mühitə keçmə zamanı işıq şüasının istiqaməti dəyişir. Işıq şüasının bir mühitdən digər mühitə keçərkən bu mühitlərin sərhədində öz istiqamətini dəyişməsi işığın sınması adlanır.



Şəkil 1

Mühitləri ayıran səthə perpendikulyar düşən şüasınmadan və iki şüaya ayrılmadan ikinci mühitə keçir. Güzgü səthinə düşən şüa isə yalnız birinci mühitə qayıdır. Düşən, qayıdan və sınan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassələrinə malikdirlər.



İki mühit sərhədində baş verən optik hadisələr qayıtma və sınma qanunları üzrə baş verir. Işığın qayıtma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

a) Düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsindən iki mühiti ayıran sərhəddə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərində yerləşir;

b) Düşmə bucağı (düşən şüa ilə normal arasındakı bucaq) qayıtma bucağına (qayıdan şüa ilə normal arasındakı bucaq) bərabərdir $\alpha = \gamma$.

Işığın qayıtma qanunları aşağıdakı kimi ifadə olunur:



a) Düşən şüa, sınan şüa və düşmə nöqtəsindən iki mühiti ayıran sərhəddə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərində yerləşir;

b) Düşmə bucağının dəyişmələrində düşmə bucağının sinusunun sınma bucağının (sınan şüa ilə normal arasındakı bucaq) sinusuna olan nisbəti verilmiş iki mühit üçün sabit olub, ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalına bərabərdir:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}$$

Işıq vakuumdan mühitə (maddəyə) keçdikdə yayılma sürəti azalır. Mühitin vakuumu



nəzərə alın sındırma əmsalı həmin mühitin **mütləq sındırma** əmsalı adlanır. Mütləq sındırma əmsalı işığın vakuumdakı sürətinin mühitdəki sürətindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

$$n = \frac{c}{v}$$

Sındırma əmsalı – adsız kəmiyyətdir. Sındırma əmsalı böyük olan mühit – optik sıxlığı böyük, sındırma əmsalı kiçik olan mühit isə – optik sıxlığı kiçik olan mühitdir.

Nisbi sındırma əmsalı ikinci mühitin mütləq sındırma əmsalının birinci mühitin mütləq sındırma əmsalına olan nisbəti kimi təyin olunur

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

Məlum olduğu kimi işıq bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılır, qeyri- bircins mühitdə isə bundan kənara çıxmalar baş verir. Fransız riyaziyyatçısı P.Ferma 1660-cı ildə həndəsi optikanın əsas prinsipini formalaşdırmışdır. Ferma prinsipinə görə işıq iki nöqtə arasındakı mümkün yollardan eləsini seçir ki, onu qət etmək üçün sərf olunan vaxt minimum olsun. Ferma prinsipi daha ciddi şəkildə variasiya prinsipini ifadə edərək, işığın bir nöqtədən digər nöqtəyə ələ yolla gedir ki, sərf olunan vaxt ekstremum (minimum, maksimum və ya stasionar) olsun.

İşığın qayıtma və sınma qanunları P.Ferma prinsipi ilə də isbat edilə bilər. Bu prinsipə görə işıq fəzanın bir nöqtəsindən digərinə ələ yolla yayılır ki, buna sərf olunan vaxt minimum olur. İşığın sürəti $v = \frac{c}{n}$, onun τ müddətində yayıldığı məsafə l olarsa $\tau = \frac{l}{v} = \frac{nl}{c}$ ifadəsinə əsasən işığın yayılma müddətinin (τ –un) minimum olması üçün optik bircins mühitdə nl , qeyri – bircins mühitdə isə ndl hasilini minimum olmalıdır. dl yolun ələ parçasıdır ki, bu məsafədə mühiti bircins hesab etmək olar. İşığın yayıldığı mühitin sındırma əmsalı ilə onun mühitdə qət etdiyi məsafənin hasilini optik yol adlanır $L = nl$. Deməli, $L = nl$ və ya $L = \int ndl$ yolun optik uzunluğudur.

Yuxarıdakı mülahizələrə əsasən işıq həmişə optik yolun minimum olduğu istiqamətdə yayılır. Vakuuma optik yol həndəsi yolun uzunluğuna bərabər və iki nöqtəni birləşdirən xətlərin ən kiçiyi düz xətt parçası olduğundan, vakuuma bu birinci mühitdə işıq həmişə düz xətt boyunca yayılır.

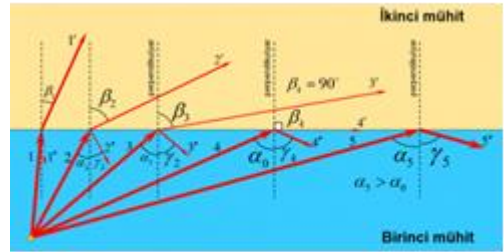
4.1.4. Tam daxili qayıtma

İşığın sınma qanununa uyğun olaraq, işıq şüası optik seyrək mühitdən optik sıx mühitə düşdükdə sınma bucağı düşmə bucağına nəzərə alın kiçik olur, sınan şüa sərhəd səthinə endirilmiş normala yaxınlaşır. Tərsinə, işıq optik sıx mühitdən optik seyrək mühitə düşdükdə isə sınma bucağı düşmə bucağından böyük olur, sınan şüa

normaldan uzaqlaşır. Doğrudan da sınma qanunundan görünür ki, $n_1 > n_2$ şərt daxilində $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} < 1$, $\sin \alpha < \sin \beta$, yəni $\alpha < \beta$ olur.

İki mühiti ayıran sərhəddə şüanın sınması ilə bərabər qayıtması da baş verir. Düşən şüanın enerjisi qayıdan və sınan şüalar arasında paylanır. Düşmə bucağından asılı olaraq sınan və qayıdan şüaların enerjisi dəyişir. Düşmə bucağı artdıqca sınan şüanın intensivliyi azalır, qayıdan şüanınki isə artır.

Hər iki halda düşmə bucağının böyüməsi ilə sınma bucağı da böyüyür. Eyni zamanda sınan şüanın enerjisi azalır, qayıdan şüanın enerjisi isə artır. Düşmə bucağı elə bir qiymətə çatır ki, sınan şüa ikinci mühitə keçməyərək iki mühiti ayıran sərhəd boyunca yönəlir, sınma bucağı 90° -yə bərabər olur (Şəkil 1).



Şəkil 1

Sınma bucağının 90° –lik qiymətinə uyğun düşmə bucağı **limit bucağı** adlanır. Düşmə bucağının limit qiymətində sınan şüanın intensivliyi «0»-a qədər azalır. Əgər düşmə bucağını daha da artırısaq, onda düşən şüa bütövlüklə birinci mühitə qayıdacaq. Bu hadisə işığın **tam daxili qayıtması** adlanır.

Beləliklə, işığın tam daxilə qayıtma hadisəsinin baş verməsi üçün iki şərt ödənməlidir:

- **İşıq şüası optik sıxlığı böyük olan mühitdən optik sıxlığı kiçik olan mühitə keçməlidir;**
- **İşıq şüasının düşmə bucağı limit bucağından böyük olmalıdır.**

Limit bucağının qiyməti işığın sınma qanununda sınma bucağını ($\beta = 90^\circ$) qəbul etməklə təyin olunur:

$$\frac{\sin \alpha_{lim}}{\sin 90^\circ} = n_{21}$$

$$\alpha_{lim} = \arcsin(n_{21})$$

Sonuncu ifadədən istifadə edib, limit bucağını bilməklə iki mühitin nisbi sındırma əmsalını təyin etmək olar. Mühitlərdən birinin sındırma əmsalı məlum olduqda isə digərinin mütləq sındırma əmsalını təyin edə bilərik.

Suyun altında yuxarı baxan adam göy üzünü dairəvi ləkə şəklində görür. Havanın sındırma əmsalı praktiki olaraq $n_1 = 1$, suyun sındırma əmsalı isə $n_2 = 1,33$ olduğundan düşmə bucağının limit qiyməti üçün $\alpha_{lim} \approx 49^\circ$ alınır. Aralanma bucağı 49° olan konusdan kənarda havadan gələn şüalar suyun altındakı müşahidəçiyə çatmır.

Bu məqsədlə işlədilən optik cihaz **refraktometr** adlanır.

Tam daxili qayıtma hadisəsi tam qayıtma prizmalarında istifadə olunur. Şüşənin sındırma əmsalı $n \approx 1,5$ olduğundan şüşə hava sərhəddində limit bucağı $\alpha_{lim} = \arcsin \frac{1}{n} = 42^\circ$ olur. Işıq şüası şüşə-hava sərhəddinə $\alpha > 42^\circ$ bucaq altında düşdükdə tam daxilə qayıtma baş verir.

Şəkil 2-də şüanı 90° çevirən, xəyalı çevirən, şüaları döndərən (geri qaytaran) tam daxilə qayıtma prizmaları təsvir olunmuşdur. Belə prizmalar binokul, periskop və digər optik cihazlarda tətbiq olunur.

“İşıq ötürücüləri” adlanan qurğuların hazırlanma və işləmə prinsipi də tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanmışdır. Işıq ötürücüləri nazik, asanlıqla əylə bilən incə borulardan (liflərdən) ibarətdir. Işıq şüası ötürücülərin daxili səthinə limit bucağından böyük bucaq altında düşür. Işıq ötürücünün sındırma əmsalı ətraf mühitin sındırma əmsalından böyük olduğuna görə işıq tam daxili qayıtmaya uğrayaraq yenidən lifin daxili səthinə limit bucağından böyük bucaq altında düşür. Bu hadisə bütün lif boyu təkrarlandığından, lifin bir ucundan daxil olan işıq o biri ucundan çıxır. Nəticədə istənilən formada əyilmiş lifin bir ucundan düşən işıq digər ucundan çıxır. Başqa

üsullarla işıqlanması çətin olan yerlər lifin işıq çıxan ucu ilə işıqlandırıla bilər. İnsanın daxili orqanlarını müayinə etmək məqsədilə optik lifdən istifadə olunur. Kiçik borular (liflər) vasitəsilə işıq enerjisinin ötürülməsi məsələləri ilə optikanın “liflər optikası” adlanan xüsusi bölməsi məşğul olur.

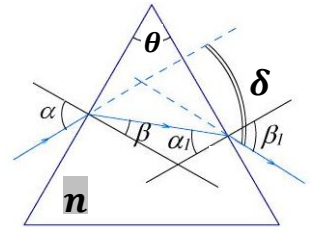


Şəkil 2. Tam daxili qaytarıcı prizma və istiqamətlərinin dəyişdirilməsi

4.1.5. Üçüzlü prizmalarda şüaların yolu

Müxtəlif optik cihazlarda işığı sındırmaq üçün şüşə prizmalardan istifadə olunur. Belə cihazlara misal olaraq refraktometri, spektrometri, polyarimetri və s. göstərmək olar. Ona görə də belə prizmalarda işıq şüasının öyrənilməsi məqsədəuyğundur.

Üçüzlü prizmanın yan üzünə monoxromatik işıq şüasını yönəldək. Həmin şüa prizmanın hər iki üzündə sındıqdan sonra özünün ilk istiqamətindən δ bucağı qədər meyl edir. Bu bucaq prizmanın **meyletdirici bucağı** adlanır. Sındırıcı üzlər arasında qalan θ bucağı isə onun **sındırıcı bucağı** adlanır (Şəkil 1). Prizmanın meyletdirici bucağı onun sındırıcı bucağından və prizmanın düzəldiyi materialın sındırma əmsalından asılıdır. Əgər monoxromatik şüa prizma üzərinə kiçik bucaq altında düşsə və



Şəkil 1

prizmanın sındırıcı bucağı kiçik olsa, onda bu üç kəmiyyət arasında əlaqə asanlıqla tapılır.

Prizmanın birinci və ikinci üzlərində sınma üçün

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n}{n_0}; \quad \frac{\sin \beta_1}{\sin \alpha_1} = \frac{n_0}{n}$$

yaza bilərik. Burada n_0 -havanın, n -isə prizmanın sındırma əmsalıdır. $n_0 = 1$ olduğunu, habelə θ və α -nın kiçik qiymətlərində β , α_1 , β_1 -in də kiçik qiymətlər aldığını nəzərə alsaq, son ifadələrdə bucaqların sinuslarını onların üzləri ilə əvəz edib

$$\alpha = n\beta \quad \text{və} \quad n\alpha_1 = \beta_1 \quad (1)$$

yaza bilərik.

Üçbucağın xarici bucağı haqda teoremə görə:

$$\theta = \beta + \alpha_1 \quad (2)$$

$$\delta = (\alpha - \beta) + (\beta_1 - \alpha_1) \quad (3)$$

yaza bilərik. (1)-i (3)-də nəzərə alsaq, onda

$$\delta = (n\beta - \beta) + (n\alpha_1 - \alpha_1) = (n - 1)(\beta + \alpha_1) \quad (4)$$

olar. (4)-də (2)-ni nəzərə alsaq,

$$\delta = (n - 1)\theta$$

alarıq. Bu ifadədən göründüyü kimi düşmə bucağının kiçik qiymətlərində prizmanın meyletdirici bucağı düşmə bucağından asılı olmayıb, θ –sındırıcı bucaqdan və prizmanın n –sındırma əmsalından asılıdır. Deməli n və θ –nı dəyişməklə δ –meyletdirici bucağı dəyişmək mümkündür.

Şüanın prizmaya α –düşmə bucağı və prizmadan β_1 çıxma bucağına bərabər olarsa, belə şüa simmetrik yollu şüa adlanır. Simmetrik şüalar üçün $\alpha = \beta_1$ və $\beta = \alpha_1$ olur. Onu da qeyd edək ki, simmetrik şüa prizma daxilində oturacağa paralel gedir və bu halda δ meyletdirici bucaq özünün minimum qiymətini alır.

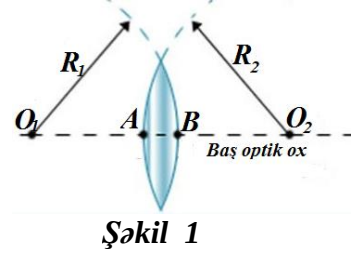
4.1.6. Linzalar



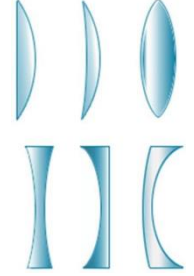
Praktikada çox vaxt işığın bir neçə sferik səthdən sınması müşahidə edilir. Əgər verilmiş sferik səthlərin ayrılık mərkəzləri bir düz xətt üzərindədirsə, onda bu sistem **mərkəzləşmiş optik sistem**, həmin xətt isə sistemin **baş optik oxu** adlanır. Mərkəzləşmiş optik sistemin ən sadə nümunəsi linzadır. Hər iki tərəfdən sferik səthlərlə həddudlanmış şəffaf cisimlərə linza deyilir. Linza iki sferik və ya müstəvi-sferik səthlə əhatə olunmuş şəffaf cisim

olub, sındırma əmsalı nisbətən böyük olan şüşədən hazırlanır.

Linzanın hüdudlandırıcı səthlər arasındakı məsafə $l = AB$ (qalınlığı) ayrilik radiusuna nəzərən kifayət qədər kiçik olduqda (Şəkil 1), yəni sferik səthlərin A və B təpələri üst-üstə düşdükdə, belə linza **nazik linza**, təpə nöqtələrinin üst-üstə düşdüyü həmin nöqtə isə linzanın **optik mərkəzi** adlanır. Sferik səthlərin mərkəzlərindən keçən düz xəttə linzanın **baş optik oxu** deyilir. Linzanın baş optik oxu həm də optik mərkəzdən keçir. Optik mərkəzdən keçən digər oxlar **optik oxlar** adlanır. Deməli, linzanın baş optik oxu bir ədəd, optik oxu isə sonsuz saydadır.

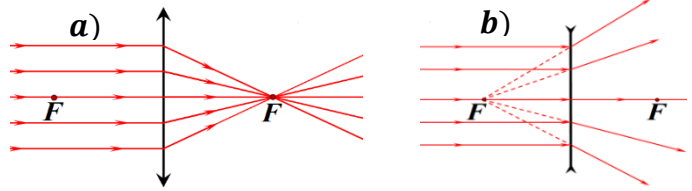


Əgər linzanın kənarları ortasına nisbətən nazıkdırsa, belə linza **qabarıq linza**, ortası kənarlarına nisbətən nazıkdırsa, belə linza **çökük linza** adlanır. Qabarıq və çökük linzaların hər biri üç cür olur. Bu linzaların müxtəlif növləri şəkil 2-də verilmişdi.



Sınma qanunundan istifadə etməklə göstərmək olar ki, baş optik oxu paralel olan şüalar qabarıq linzada sındıqdan sonra baş optik oxun üzərində hər hansı bir nöqtədə kəsişirlər, qabarıq linza üzərinə düşən paralel işıq dəstəsini bir nöqtəyə toplayır (Şəkil 3. a). Baş optik oxu paralel şüaların linzada sındıqdan sonra kəsişdiyi bu nöqtə **linzanın fokusu** adlanır. Linzanın fokusundan optik mərkəzə qədər olan məsafəyə linzanın **fokus məsafəsi** deyilir və F hərfi ilə işarə olunur. Linzanın tam simmetrik iki fokusu olur. Qabarıq linzanın fokusu şüaların özlərinin kəsişməsindən alındığına görə həqiqi olur, fokus məsafəsi müsbət götürülür.

Sınma qanununa görə müəyyən edə bilərik ki, çökük linzanın baş optik oxuna paralel olan şüalar sındıqdan sonra elə səpilirlər



Şəkil 3

ki, onların əks istiqamətdə uzantıları baş optik ox üzərində bir nöqtədə kəsişir (Şəkil 3. b). Deməli, çökük linza səpici linzadır. Baş optik oxu paralel şüaların linzada sındıqdan sonra uzantılarının kəsişdiyi nöqtə çökük linzanın fokusu adlanır. Çökük linzanın fokusu mövhumidir, yəni fokus məsafəsi mənfi götürülür.

Linzada xəyal qurmaq üçün yolları qabaqcadan məlum olan aşağıdakı paraksial şüalardan istifadə olunur:

1.Cisimdən çıxıb baş optik oxu paralel gedən şüalar linzada sınaraq onun arxa fokusundan keçir.

2. Cisimdən çıxıb linzanın optik mərkəzindən keçən şüa sınımadan keçir. Sonuncu şərt nazik linzalar üçün doğrudur.

3. Cisimdən çıxıb, qabaq fokusdan keçərək linza üzərinə düşən işıq linsada sınaraq onun baş optik oxuna paralel istiqamətdə gedir.

Bu üç şüadan ən azı ikisinin köməyiylə linsada cismin xəyalını qurmaq olar. Toplayıcı linsada xəyalların qurulmasına baxaq. Hesab edək ki, cisim fokusla ikiqat fokusun arasında yerləşir, yəni $F < d < 2F$ -dir (şəkil 4). Burada d cisimdən linsaya qədər olan məsafə, **cisim məsafəsidir**.

Yolları artıq bizə məlum olan şüalardan istifadə etməklə, göstərə bildik ki, bu zaman cismin həqiqi, böyüdülmüş və tərsinə çevrilmiş xəyalı alınır. Alınan xəyal ikiqat fokusun arxasında yerləşir, yəni $f > 2F$ olur. f –xəyalın linsaya qədər olan məsafə, **xəyal məsafəsidir**.

Cismin optik sistemlərdə alınan xəyalının xətti ölçüsünü (H) özünün həqiqi ölçüsü (h) ilə müqayisə etmək üçün **xətti böyütmə** anlayışından istifadə olunur. Xəyalın xətti ölçüsünün cismin xətti ölçüsünə nisbətində bərabər fiziki kəmiyyətə xətti böyütmə deyilir. Linzanın xətti böyütməsi xəyal məsafəsinin cisim məsafəsinə olan nisbəti kimi də təyin olunur:

$$G = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}$$

Sadə mülahizələr əsasında cisim, xəyal və fokus məsafələrini bir-biri ilə əlaqələndirən ümumi qanunauyğunluq almaq olar. Şəkil 4-də təsvir olunan $\triangle ABO$ və $\triangle A_1B_1O$ üçbucaqları oxşar üçbucaqlar olduğundan uyğun tərəflərinin nisbətləri bərabər olmalıdır: $\frac{h}{H} = \frac{f}{d}$. Digər tərəfdən $\triangle CFO$ və $\triangle A_1B_1F$ üçbucaqlarının oxşarlığından $\frac{h}{H} = \frac{F}{f-F}$ yazı bilərik. Bu ifadələrin müqayisəsindən

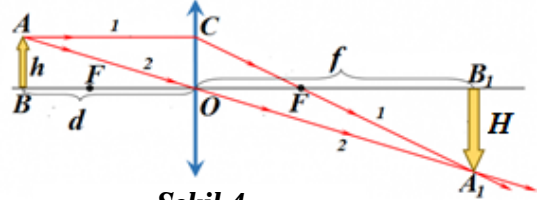
$$\frac{F}{f-F} = \frac{f}{d}$$

alırıq. Buradan

$$fF + dF = fd$$

Yazmaq olar. Bu bərabərliyin hər iki tərəfini fdF hasilinə böldükdə aşağıdakı ifadə alınır.

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$$



Şəkil 4

Bu ifadə ***nazik linza düsturu*** adlanır. Bu düstur toplayıcı linzada həqiqi xəyal alınarkən cisim, xəyal və fokus məsafələrini əlaqələndirir. Nazik linza düsturu universal şəkildə $\frac{1}{d} \pm \frac{1}{f} = \pm \frac{1}{F}$ kimi yazılır. Burada, xəyal və fokus həqiqi olduqda uyğun məsafələr müsbət, mövhumi olduqda isə mənfi götürülür.

Nazik linza düsturundan göründüyü kimi d –cisim məsafəsi dəyişdikdə, f –xəyal məsafəsi də dəyişir. Xəyal məsafəsini linza düsturundan təyin etmək olar

$$f = \frac{Fd}{d-F}.$$

Belə ki, d –yə müxtəlif qiymətlər verməklə, analitik yolla f –in qiymətini, yəni cismin xəyalının linzadan hansı məsafədə alındığını bilmək, xəyalın həqiqi yaxud mövhumi olduğunu müəyyənləşdirmək, xətti böyütməni təyin etmək olar.

Səpici linza mövhumi fokusa malik olduğundan cisim məsafəsindən asılı olmayaraq bütün hallarda xəyal mövhumi, kiçildilmiş və düzünə alınır. Xəyal cisimlə linzanın eyni tərəfində yerləşir. Şəkil 5-də yolları məlum olan şüaların köməyi ilə cisminin səpici nazik linzada xəyalının qurulma sxemi göstərilmişdir

Linzanın baş fokus məsafəsinin tərs qiyməti ***linzanın optik qüvvəsi*** adlanır:

$$D = \frac{1}{F}$$

Fokus məsafəsi 1 m olan toplayıcı linzanın optik qüvvəsi 1 dioptriyaır.

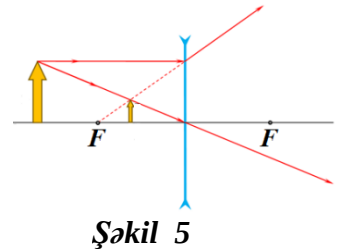
$$1 \text{ dptr} = \frac{1}{m}$$

Toplayıcı linzanın foksu həqiqi ($F > 0$) olduğundan optik qüvvəsi müsbət ($D > 0$), səpici linzanın foksu mövhumi ($F < 0$) olduğundan optik qüvvəsi mənfi ($D < 0$) olur. Optik sistemin optik qüvvəsi - ayrı-ayrı linzaların optik qüvvələrinin cəbri cəminə bərabərdir.

Optik qüvvə və fokus məsafəsi cisim və xəyal məsafələrindən asılı olmayaraq verilmiş linza üçün sabit kəmiyyət olub, sferik linzanın əyrilik radiuslarından, linza maddəsinin və onun yerləşdiyi mühitin sındırma əmsalından asılıdır:

$$D = \frac{1}{F} = (N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Biz optik sistemlərdə xəyal qurarkən istifadə etdiyimiz şüa dəstəsi paraksial olub, baş optik oxla kiçik bucaq təşkil edirdi. Bundan başqa biz, linzanın sındırma əmsalının düşən işığın dalğa uzunluğundan asılılığını (dispersiya) nəzərə almırdıq. Optik sistemlərdə xəyal qurularkən bu şərtlərə tam riayət edilmir, ona görə də təsvirlər müəyyən nöqsanlarla alınır Linzanın əsas aşağıdakı nöqsanları vardır:



Sferik abberasiya. Linzanın optik oxundan uzaqda olan, qeyri paraksial şüalar linzadan keçərkən daha çox sınır, optik oxə yaxın olan şüalar isə az sınır. Həmin şüalar linzada sındıqdan sonra optik ox üzərində bir nöqtədə toplanmır. Nəticədə işıqlanan nöqtənin xəyalı yayğın ləkə şəklində alınır: bu xəta sferik abberasiya adlanır. Müxtəlif əyrilik radiuslarına malik olan iki sferik səthdən təşkil edilmiş sistemlə sferik abberasiyanı azaltmaq olar.

Xromatik abberasiya. Sındırma əmsalı dalğa uzunluğundan asılı olduğundan müxtəlif dalğa uzunluqlu şüaların sınma bucaqları fərqli olur. Ən çox sınan Bənövşəyi şüa daha çox, qırmızı rəngli şüa isə nisbətən az sınır. Ona görə də bənövşəyi şüalar linzaya yaxın, qırmızı şüalar linzadan uzaq nöqtələrdə xəyal yaradırlar. Belə nöqsan xromatik (rəng) aberrasiya adlanır. Müxtəlif növ şüşələrdən düzəldilmiş çökük və qabarıq linzaların kombinasiyasından istifadə etməklə bu nöqsan aradan qaldırılır.

Astigmatizm. Linza üzərinə onun baş optik oxu ilə böyük bucaq təşkil edən paralel şüalar salsaq, cisimlə onun xəyalı arasında oxşarlıq pozular, yəni alınan xəyal təhrif olunur. Hər hansı bir nöqtənin vəziyyəti və düşən şüaların meylindən asılı olaraq həmin nöqtənin xəyalı dairə, ellips və yaxud da düz xətt parçası şəklində alınar. Bu təhrif olunma **astigmatizm** adlanır. Optik sistemi təşkil edən linzaların oxları üst-üstə düşmədikdə xəyal astigmatik olur. Bu qüsür sındırıcı səthlərin əyrilik radiuslarını və optik qüvvələrini seçməklə aradan qaldırılır. Astigmatikliyi yox edilmiş optik sistem **anastigmat** adlanır.

Distorsiya. Görmə sahəsi sərhədlərində eninə böyütmənin qeyri-bərabərliyi ilə şərtlənmiş xəyalın təhrifi **distorsiya** adlanır. Cisimdə müxtəlif hissələrinin böyüdülməsi müxtəlif cür olur, nəticədə düz xəttin xəyalı əyri xətt şəklində alınır. Belə ki, optik sistemin böyütməsi şüa dəstəsinin baş optik oxla əmələ gətirdiyi bucaqdan asılı olaraq dəyişir və cismin xəyalı təhrif olunur. Əgər optik sistemin oxundan uzaqlaşdıqca xətti böyümə artarsa, yastığa bənzər distorsiya, əksinə kiçilərsə çəlləyə bənzər distorsiya müşahidə olunur.

Koma. Optik ox üzərində olmayan işıqlı bir nöqtədən geniş bir şüa optik sistemdə keçdikdə, bu nöqtənin xəyalı komet quyruğunu xatırladan işıqlı ləkə şəkilində alınır. Belə nöqsan **koma** adlanır.

FƏSİL 4.2. DALĞA OPTİKASI

4.2.1. Işığın interferensiyası

Işıq mürəkkəb hadisə olaraq bəzi hallarda özünü zərrəciklər seli, başqa hallarda isə elektromaqnit dalğası kimi biruzə verir. Işığın dalğa təbiəti **interferensiya** və **difraksiya** hadisələrində daha qabarıq şəkildə biruzə verir. Bu hadisələr ixtiyari təbiətli dalğalar üçün xarakterikdir və mexaniki və səs dalğaları üçün təcrübədə asanlıqla müşahidə olunur. Işıq dalğalarının interferensiya və difraksiyasını isə yalnız, müəyyən şərtlər daxilində müşahidə etmək olur.

Məlumdur ki, xüsusi şərait yaranarsa, mexaniki dalğalar bir-biri ilə qarşılaşaraq güclənmə və zəifləməyə məruz qalırlar. Eyni hadisə işıq dalğalarında baş verir. Işıq dalğalarının görüşərək bir-birini gücləndirməsi və ya zəiflətməsi hadisəsi **ışığın interferensiyası** adlanır.

Işıq dalğalarının müəyyən şərtlər daxilində görüşməsi onların enerjisinin fəzada yenidən paylanması ilə nəticələnir. Fəzanın bəzi nöqtələrində dalğa enerjisi artır və buna uyğun olaraq işıqlanması artır, digər nöqtələrində dalğa enerjisi azalır və uyğun nöqtələrdə tutqunlaşma baş verir. Görüşən işıq dəstələrinin intensivlikləri bərabər olarsa, tutqunlaşma nöqtələrinə ümumiyyətlə dalğa enerjisi daxil olmur və qaranlıq alınır. Bu halda növbələşən *ışıqlı-qaranlıq* zolaqlardan ibarət interferensiya mənzərəsi müşahidə olunur.

Qeyd edək ki, interferensiya mənzərəsində maksimum və minimum işıqlanma, hər hansı enerji çevrilmələri ilə bağlı deyil, işıq seli enerjisinin yenidən, qeyri bərabər paylanması ilə bağlıdır. Bu zaman enerjinin saxlanması qanunu pozulmur. Hansı şərtlər daxilində dayanıqlı interferensiya mənzərəsinin müşahidə olunduğunu araşdıraraq.

Fəzanın müəyyən nöqtəsində bir düz xətt üzrə baş verən, amplitudları $\vec{E}_{01}$ və $\vec{E}_{02}$ olan, eyni tezlikli iki $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ rəqslərinin toplanmasına baxaq. Həmin rəqslər riyazi belə təsvir olunur:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos\left(\omega_1\left(t - \frac{l_1}{v_1}\right) + \varphi_1\right)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos\left(\omega_2\left(t - \frac{l_2}{v_2}\right) + \varphi_2\right)$$

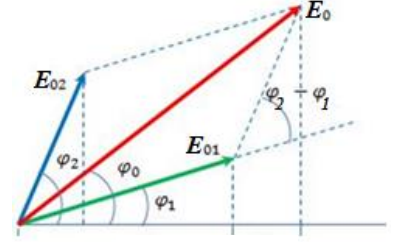
Rəqslər nəzəriyyəsində göstərilir ki, bir düz xətt üzrə baş verən eyni periodlu iki harmonik rəqsi topladıqda, tezliyi toplanan rəqslərin tezliyinə bərabər olan və həmin düz xətt üzrə baş verən harmonik rəqs alınır. Yekun rəqsin amplitudunu və fazasının vektor diaqramından istifadə etməklə təyin edə bilərik. Dalğaların

toplanmasını amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsilə həyata keçirək (Şəkil 1).

Kosinuslar teoreminə əsasən yekun rəqsin amplitudu üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos\delta$$

Burada, $\delta = (\omega_2 - \omega_1)t - \left(\omega_2 \frac{l_2}{v_2} - \omega_1 \frac{l_1}{v_1}\right) + (\varphi_2 - \varphi_1)$ toplanan rəqslərin fazalar fərqi. Dalğanın intensivliyi onun amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olur. Işığın intensivliyinin elektrik sahə vektorunun amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasib olduğunu ($I \sim E^2$) nəzərə almaqla toplanan rəqslərin yekun intensivliyi



Şəkil 1

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta \quad (1)$$

düsturu ilə ifadə etmək olar. Burada I_1 və I_2 toplanan rəqslərin intensivlikləridir.

δ –fazalar fərqi zamandan asılı olarsa, $\cos\delta$ funksiyası -1 ilə +1 arasındakı mümkün bütün qiymətləri ala bildiyindən onun orta qiyməti *sıfıra* bərabər olur ($\overline{\cos\delta} = 0$).

Bu halda (1) ifadəsindəki $2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta$ interferensiya həddi adlanan sonuncu toplanan sıfıra bərabər olur və intensivliyin yenidən paylanması baş vermir. Onda müşahidə nöqtəsində yekun intensivlik toplanan rəqslərin intensivlikləri cəminə bərabər olur.

$$\bar{I} = I_1 + I_2$$

Toplanan rəqslərin fazalar fərqi sabit qaldıqda $\cos\delta$ sabit bir ədəd olur. Onda müşahidə nöqtəsində işığın yekun intensivliyinin qiyməti də sabit qalacaqdır.

$$\bar{I} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta = \text{const} \quad (2)$$

Toplanan rəqslərin fazalar fərqi zamana görə sabit qaldıqda, yekun rəqsin intensivliyinin orta qiyməti toplanan rəqslərin intensivlikləri cəmindən fərqli olur. $\cos\delta > 0$ olduqda $\bar{I} > I_1 + I_2$ olur. Bu halda görüşən dalğalar bir birlərini gücləndirir. $\cos\delta < 0$ olduqda isə $\bar{I} < I_1 + I_2$ olur. İntensivliklərin belə toplanması interferensiya, fazaları fərqi sabit qalan rəqslər isə koherent rəqslər adlanır.

Deməli, intensivliyin yenidən paylanması üçün toplanan rəqslərin δ – fazalar fərqi zamandan asılı olmamalıdır. Bu şərt yalnız o halda mümkündür ki, görüşən dalğaların tezlikləri eyni ($\omega_2 = \omega_1$), başlanğıc fazalar fərqi ($\varphi_2 - \varphi_1$) isə sabit olsun. Tezlikləri eyni, fazalar fərqi sabit qalan dalğalara **koherent dalğalar** deyilir.

Yalnız koherent dalğaların toplanması halında yekun intensivlik zamandan yox, $\omega \left(\frac{l_2}{v_2} - \frac{l_1}{v_1} \right)$ ifadəsindən l_2 və l_1 fəza koordinatdan asılı olacaqdır. Buna görə də intensivliyin qiyməti M müşahidə nöqtəsinə gələn dalğaların δ fazalar fərqi qiyəti ilə təyin olunacaqdır. Koherent dalğaların başlanğıc fazalar fərqi $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$ götürülsə, toplanan koherent dalğaların yollar fərqi ilə fazalar fərqi arasında əlaqə yarada bilərik (Şəkil 2).

$$\delta = \omega \left(\frac{l_2}{v_2} - \frac{l_1}{v_1} \right) = 2\pi\nu \left(\frac{n_2 l_2}{c} - \frac{n_1 l_1}{c} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (3)$$

Burada, λ –görüşən işıq dalğalarının vakuumdakı dalğa uzunluğu, Δ – isə onların optik yollar fərqidir. (2) ifadəsindən göründüyü kimi toplanan koherent rəqslərin fazalar fərqi $\delta = (\varphi_2 - \varphi_1) = \pm 2m\pi$ şərtini ödədikdə M müşahidə nöqtəsində hər iki dalğa eyni fazada görüşürlər və bu zaman yekun intensivlik

$$\bar{I} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$$

maksimum olur. Əgər $I_1 = I_2$ olsa, onda interferensiya hadisəsi özünü daha qabarıq şəkildə göstərir. Bu halda, maksimumlarda $I = 4I_1$ intensivliyi alınır.

Yollar fərqi ilə fazalar fərqi arasındakı (3) münasibətindən istifadə edərək maksimum şərtini görüşən dalğaların yollar fərqi vasitəsilə də ifadə edə bilərik. Maksimuma uyğun nöqtələrdə fazalar fərqi $\delta = \pm 2m\pi$ şərtini ödədiyindən, yollar fərqi üçün

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \delta = \frac{\lambda}{2\pi} (\pm 2m\pi) = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \text{ alırıq.}$$

$$\Delta = \pm m\lambda (m = 0, 1, 2 \dots) \quad (4)$$

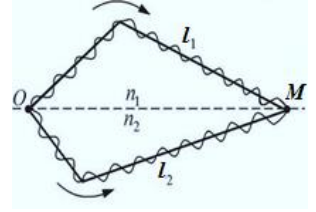
şərti interferensiyanın maksimumluq şərti adlanır. Deməli, görüşən dalğaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misillərinə bərabər olan nöqtələrdə həmin dalğaların yaratdığı rəqslər eyni fazada baş verdiyindən, bu nöqtələrdə maksimumlar müşahidə olunur.

Rəqslərin fazalar fərqi $\delta = (\varphi_2 - \varphi_1) = \pm (2m + 1)\pi$ şərtini ödədikdə M müşahidə nöqtəsində dalğalar əks fazalarda görüşürlər və bu zaman yekun intensivlik

$$\bar{I} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$$

olur. Əgər $I_1 = I_2$ olsa, yekun intensivlik minimum olur ($I = 0$). Dalğaların müşahidə nöqtəsində əks fazalarda görüşmələri üçün optik yollar fərqi

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \delta = \frac{\lambda}{2\pi} (\pm (2m + 1)\pi) = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \text{ olmalıdır.}$$



Şəkil 2

$$\Delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2 \dots) \quad (5)$$

şərti interferensiyanın minimumluq şətidir.

Bu şərtə görə, görüşən dalğaların yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun tək misillərinə bərabər olduğu nöqtələrdə rəqslər əks fazada baş verdiyindən yekun intensivlik minimum olur.

Işıqlı və qaranlıq zolaqların intensivliklərini, müvafiq olaraq I_{mak} və I_{min} -la işarə edərək interferensiya mənzərəsinin kəskinliyini (kontrastlığını)

müəyyən edən parametrlə daxil edək:

$$V = \frac{I_{mak} - I_{min}}{I_{mak} + I_{min}}$$

Real halda, interferensiya mənzərəsinin kontrastlığı $0 \leq V \leq 1$ intervalda dəyişir: İnterferensiya mənzərəsini yaradan dalğaların amplitudları bərabər olduqda qaranlıq zolaqların intensivliyi sıfır olur. Kontrastlıq mümkün olan ən böyük qiymət alır ($V = 1$).

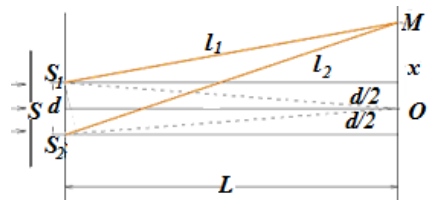
İnterferensiya mənzərəsinin müşahidə olunması üçün görüşən dalğalar aşağıdakı 3 şərti ödəməlidirlər:

- *Dalğalar koherent olmalıdır,*
- *Dalğaların elektrik vektorları qarşılıqlı perpendikulyar olmamalıdır.*
- *Dalğaların amplitudları bir-birindən kəskin fərqlənməməlidirlər*

4.2.2. Yunq təcrübəsi. İnterferensiya zolaqlarının eni

Qeyd etdiyimiz kimi, işığın interferensiyası yalnız koherent dalğalarda müşahidə olunur. Kohorent dalğaları əldə etmək üçün bir mənbədən çıxan işıq dəstəsini iki yerə bölmək, interferensiya hadisəsini müşahidə etmək üçün isə onlar arasında müəyyən yollar fərqi yaradıb yenidən görüşdürmək lazımdır.

İlk belə təcrübə 1802-ci ildə Yunq tərəfindən aparılmışdır. Təcrübənin mahiyyəti mənbədən gələn işıq dalğalarının iki S_1 və S_2 yarığı olan maneə üzərinə salınmasından, həmin yarıqların koherent işıq mənbələrinə çevrilməsindən və ekranında interferensiya hadisəsinin müşahidə olunmasından ibarətdir. Müşahidə ekranının ixtiyari M nöqtəsində interferensiya maksimumunun və minimumunun müşahidə olunması aydındır ki, bu şüaların yollar fərqi asılıdır.



Şəkil 1. Yunq təcrübəsi

M müşahidə nöqtədən ekranın mərkəzinə (O nöqtəsi) qədər olan məsafəni x -la işarə edək. Şəkil 1-dən göründüyü kimi

$l_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$, $l_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$ yazıla bilər. Bu ifadələri tərəf-tərəfə çıxsaq

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd$$

alırıq. Bu ifadədən S_1 və S_2 mənbələrindən M müşahidə nöqtəsinə gələn şüaların yollar fərqi təyin edək

$$\Delta = l_2 - l_1 = \frac{2xd}{l_2 + l_1}$$

$L \gg d$ şərtini nəzərə alsaq $l_2 + l_1 \approx 2L$ yazmaq olar. Onda yollar fərqi üçün

$$\Delta = \frac{xd}{L} \quad (1)$$

alırıq. Yollar fərqi üçün aldığımız bu ifadədən ekranda müşahidə olunan nöqtələrin koordinatlarını təyin edə bilərik. Aydındır ki, $\Delta = \pm m\lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) olduqda M müşahidə nöqtəsində maksimum, $\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ olduqda isə minimum müşahidə olunur. Bunları (1)-də nəzərə alsaq interferensiyanın maksimumlarının müşahidə olunduğu nöqtələrin koordinatları

$$x_m = \pm \frac{mL}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

ifadəsi ilə təyin edərək. (2)-dən göründüyü kimi $m = 0$ olduqda $x_0 = 0$ olur. Deməli, sıfırıncı tərtib (baş maksimum) ekranın mərkəzində alınır.

Analoji qayda ilə interferensiyanın minimumlarının müşahidə olunduğu nöqtələrin koordinatları

$$x_m = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{L}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

ifadəsi ilə təyin edərək.

(2) və (3) ifadələrindən alınır ki, iki koherent mənbədən yayılan dalğaların ekran üzərində müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi mərkəzdə işıqlı zolaq olmaqla, növbələşən, bir-birinə paralel qaranlıq və işıqlı zolaqlardan ibarətdir. Qonşu maksimumlar, eləcə də qonşu minimumlar arasındakı məsafə interferensiya zolağının eni adlanır. İnterferensiya zolaqlarının enini hesablayaq

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{L\lambda}{d} \quad (4)$$

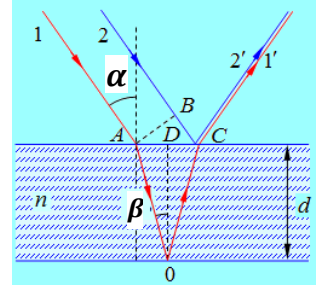
Göründüyü kimi, qonşu maksimumlar arasındakı məsafə, İnterferensiya zolağının Δx eniverilmiş L, d və λ üçün sabit kəmiyyət olub, interferensiya zolaqlarının tərtibindən (m kəmiyyətindən) asılı deyildir.

(4)-dən göründüyü kimi, L və λ sabit qalmaq şərti ilə koherent mənbələr arasındakı d məsafəsi kiçildikdə interferensiya zolaqlarının eni böyüyür, yəni interferensiya mənzərəsi daha yaxşı müşahidə oluna bilər. Yunq təcrübəsində alınan interferensiya mənzərəsi, S_1S_2 xəttinə perpendikulyar yerləşməklə növbələşən, bir birinə paralel işıqlı və qaranlıq zolaqlar yığıdır. Ekranın mərkəzində yerləşən baş maksimumdan aşağı və yuxarıda simmetrik olmaqla bir-birindən bərabər məsafədə birinci, ikinci, üçüncü və daha yüksək tərtibli işıqlı və qaranlıq zolaqlar yerləşir. L, d və Δx kəmiyyətlərini təcrübədə ölçməklə işığın dalğa uzunluğunu eksperimental olaraq təyin etmək olar.

4.2.3. Nazik lövhələrdə interferensiya. Nyuton halqaları

İşıq interferensiyasının ən tipik və çox yayılan forması nazik lövhələrdə interferensiya hadisəsidir. Buna misal olaraq sabun köpüyündə, su üzərindəki yağlı təbəqədə müşahidə olunan interferensiyayı misal göstərmək olar.

Tutaq ki, sındırma əmsalı n , qalınlığı d olan nazik təbəqə hər iki tərəfdən hava ilə əhatə olunmuş, 1 və 2 şüaları α – bucağı altında bu lövhə üzərinə düşür (Şəkil 1). AB dalğa cəbhəsidir və AB müstəvisinə kimi hər iki şüa arasındakı fazalar fərqi və yollar fərqi sıfırdır. Belə ki, hər iki şüa eyni mənbədən çıxaraq eyni yolu getmişdir. AB müstəvisindən başlayaraq bu şüalar arasında müəyyən yollar fərqi yaranır. 1 şüasının getdiyi optik yolun uzunluğu $L_1 = n(AO + OC)$, 2 şüasının yolu isə $L_2 = n_0BC$ olar. Burada n_0 – havanın sındırma əmsalı olduğundan vahidə bərabərdir. Onda bu iki şüanın yollar fərqi üçün



Şəkil 1

$$\Delta = L_1 - L_2 = n(AO + OC) - n_0BC \pm \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

yaza bilərik. (1) ifadəsinə daxil olan axırıncı hədd optik sıxlıqları müxtəlif olan iki mühitin sərhəd səthində işığın qayıtması zamanı sınıma əmsalları arasındakı münasibətdən asılı olaraq yaranan həddir. Işıq dalğası sındırma əmsalı yayıldığı mühitin sındırma əmsalından böyük olan mühiddən $n > n_0$) əks olunarsa, onda düşən dalğa əks fazada qayıdır. Bu səbəbdən $\delta = \pi$ qədər əlavə fazalar fərqi yaranır. Bu fazalar fərqi $\Delta = \frac{\lambda}{2}$ qədər yollar fərqiə uyğun olduğundan sındırma əmsalı böyük

olan mühitdən qayıtma zamanı yarımdalğa itkisi yaranır. Şəkil 1-dən görüldüyü kimi $\Delta AOD = \Delta DOC$ olduğundan

$$AO = OC = \frac{d}{\cos\beta}$$

yazmaq olar. ΔAOC –dən $AC = 2AD = 2dtg\beta$, ΔABC –dən isə $BC = AC\sin\alpha = 2dtg\beta \cdot \sin\alpha$ yazıla bilər. Işığın sınma qanununa görə $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ olduğundan 1' və 2' şüalarının yollar fərqi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2d \frac{\sin\beta}{\cos\beta} \cdot n \cdot \sin\beta \pm \frac{\lambda}{2} = \frac{2dn}{\cos\beta} (1 - \sin^2\beta) \pm \frac{\lambda}{2} = 2dn\cos\beta \pm \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

Yenidən sınma qanununu nəzərə alaraq, onda

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

alırıq.

Lövhə üzərinə α – bucağı altında düşən bütün koherent şüalar arasında (3) ifadəsi ilə təyin olunan yollar fərqi yaranacaqdır.

Əgər $\Delta = \pm m\lambda$ şərti ödənilərsə M müşahidə nöqtəsində maksimum işıqlıq, $\Delta = \pm \frac{(2m+1)}{2}\lambda$ şərti ödənilərsə isə maksimum qaranlıq alınır. Maksimum alınması üçün,

$$2h\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (4)$$

şərti, minimum alınması üçün isə

$$2h\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = \frac{2m+1}{2}\lambda \quad (5)$$

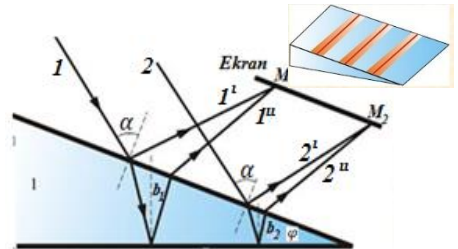
şərti ödənməlidir. Burada $m = 0, 1, 2, \dots$ - interferensiya tərtibidir. Aydındır ki, baxdığımız halda görüşən koherent şüalar interferensiya zolaqlarından ibarət mənzərə yaradır. Qeyd etmək lazımdır ki, interferensiya, yalnız nazik lövhənin qalınlığının iki misli düşən dalğanın koherentliyi uzunluğundan az olduqda müşahidə olunur.

(3) ifadəsindən görüldüyü kimi verilmiş h, n, n_0 və λ üçün müşahidə nöqtəsində interferensiya yaradan şüaların yollar fərqi yalnız α düşmə bucağından asılıdır. Deməli, düşmə bucağının verilmiş qiymətinə, yəni şüaların hər bir meylinə müvafiq interferensiya zolağı uyğun gəlir. Bu səbəbdən alınan interferensiya zolaqları *bərabər meyllər zolağı* adlanır. Eyni meyl bucağına malik şüaların yaratdığı interferensiya mənzərəsi bərabər *meyllərin interferensiya zolaqları* adlanır.

Şəkil 1-dən görünür ki, müstəvi paralel lövhədə interferensiya edən şüalar biri-birinə paraleldir. İnterferensiya mənzərəsini müşahidə etmək üçün həmin şüalar görüşməlidir. Paralel xətlər sonsuzluqda görüşdüyündən deməli, interferensiya mənzərəsi sonsuzluqda müşahidə olunur. Alınan interferensiya mənzərəsini gözlə müşahidə etmək üçün gözü sonsuzluğa fokuslamaq lazımdır. Bu səbəbdən həmin interferensiya mənzərəsi **sonsuzluqda məskunlaşmış mənzərə** adlanır.

Müstəvi paralel lövhənin qalınlığını artırıdıcə meyl bucağının təsiri getdikcə azalır, eyni meylin interferensiya zolaqları sıxlaşır və kifayət qədər böyük qalınlıqlı lövhələrdə bu mənzərə yoxa çıxır.

Lövhənin qalınlığı interferensiya mənzərəsinin alınması və müşahidəsində xüsusi rol oynayır. İndi dəyişən qalınlıqlı lövhədə interferensiya hadisəsinə baxaq. Paz şəkilli lövhə götürək (Şəkil 2). Tutaq ki, bu pazın üzərinə paralel şüaların geniş işıq dəstəsi düşür. Lövhənin üst və alt hissələrindən əks olunan şüalarda onun səthi bərabər işıqlanmaz. Belə ki, lövhənin müxtəlif qalınlıqlı yerlərində interferensiya edən şüalar arasındakı yollar fərqi müxtəlif olacaqdır. Bu fərq yalnız pazın tilinə paralel xətt boyu sabit qalır və tilinə doğru istiqamətdə yollar fərqi kiçilir (Şəkil 2). Ona görə də pazabənzər lövhənin səthində interferensiya nəticəsində onun tilinə paralel işıqlı və qaranlıq zolaqlar müşahidə olunur. Ağ işıqdan istifadə etdikdə bu zolaqlar rənglərə boyanır. Müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi **bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları** adlanır. İnterferensiya zolaqlarının rənglərə boyanması isə yollar fərqi dalğa uzunluğundan asılı olmasıdır.



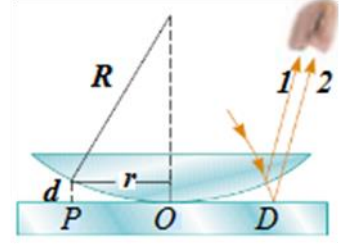
Şəkil 2

Bərabər qalınlıqlar zolaqları lövhə səthində müşahidə olunduğundan bizə elə gəlir ki, guya bu zolaqlar bilavasitə lövhənin üst səthində yerləşmişdir. Bu səbəbdən həmin interferensiya mənzərəsi **lövə səthində məskunlaşmış mənzərə** adlanır.

Bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları təkcə paralel xətlər şəklində deyil, həm də halqalar şəklində ola bilər. Bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları əyri səthlərlə hüdudlanmış qatlarda da müşahidə oluna bilər. Buna misal olaraq Nyuton halqalarını göstərmək olar. Nyuton halqalarının müşahidə olunma sxemi şəkil 3-də göstərilmişdir.

Nyuton təcrübəsinin mahiyyəti aşağıdakı kimidir. Əyrilik radiusu kifayət qədər böyük olan müstəvi-qabarıq linza müstəvi şüşə lövhə üzərinə qoyulur və onlar arasında dəyişən qalınlıqlı hava pazu əmələ gəlir. Bu pazın qalınlığı r radiusu ilə xarakterizə olunan P nöqtəsinin vəziyyətindən asılıdır (Şəkil 3).

Paralel işıq şüaları dəstəsi linza üzərinə salınır. Bu dəstənin hər hansı şüası, məsələn 2 şüası dəyişən qalınlıqlı hava təbəqəsinin alt səthindən qayıdaraq D nöqtəsindən keçir (Şəkil 3). Təbiidir ki, düşən paralel işıq dəstəsi daxilində həmin D nöqtəsinə düşəni də (şüa 2) vardır. 2 şüası dəyişən qalınlıqlı hava təbəqəsinin üst səthində yerləşmiş D nöqtəsində qismən sınır, qismən qayıdır.



Şəkil 3

Beləliklə, ixtiyari seçilmiş D nöqtəsindən 1 və 2 koherent şüaları çıxır. Bu şüalar görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradır. Həmin interferensiya mənzərəsi konsentrik çevrələr şəklində olur ki, bu da Nyuton həlqələri adlanır. İnterferensiya mənzərəsi qayıdan işıq vasitəsilə yaradıldığından, onu **qayıdan işığın interferensiya mənzərəsi** adlandırırlar. Oxşar mənzərəni keçən işıqda da müşahidə etmək olar. Bu interferensiya mənzərəsi isə keçən işıq vasitəsilə yaradıldığından, həmin mənzərə **keçən işığın interferensiya** mənzərəsi adlanır.

İnterferensiya edən şüalar arasında yollar fərqi

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (5)$$

olacaqdır.

k –nıncı həlqənin radiusunu Pifaqor teoreminin köməyi ilə tapaq. Şəkil 3-dən

$$r_k^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2$$

Hava təbəqəsinin qalınlığı linzanın əyrilik radiusundan çox-çox kiçik ($d \ll R$) olduğundan sonuncu ifadədə d^2 -ni nəzərə almamaq olar. Onda $r_k^2 = 2Rd$ və

buradan $d = \frac{r_k^2}{2R}$ alarıq. Son ifadəni (5)-də nəzərə alsaq,

$$\Delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

olar.

Qurğunu monoxromatik şüalarla işıqlandırdıqda əks olunan işıqda biri-birini əvəzləyən sabit radiuslu işıqlı və qaranlıq həlqələr müşahidə olunur. Qaranlıq həlqələrin radiusu interferensiyanın minimumluq şərtindən tapılır

$$\Delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \Rightarrow r_k = \sqrt{k\lambda R} \quad (6)$$

Bu keçən şüalarda müşahidə olunan işıqlı həlqənin radiusunda bu ifadə ilə təyin olunur.

Əks olunan şüalarda işıqlı həlqənin radiusu interferensiyanın maksimumluq şərtindən

$$\Delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

tapılır. Buradan işıqlı zonaların radiusunu

$$r_k = \sqrt{(k - \frac{1}{2})\lambda R} \quad (7)$$

kimi təyin olunur. Keçən şüalarda müşahidə olunan qaranlıq həlqənin radiusuda (6) ifadəsi ilə təyin olunur.

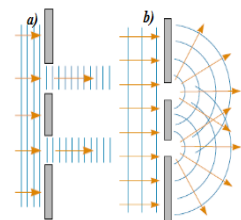
Nyuton qurğusu sadə üsulla işığın dalğa uzunluğunun qiymətini müəyyən xəta ilə təyin etməyə imkan verir. Bunun üçün (6) düsturunda linzanın əyrilik radiusunu və verilmiş tərtib maksimumun radiusunu bilmək kifayətdir.

4.2.4. Işığın difraksiyası. Huygens Frenel prinsipi. Sferik dalğaların Frenel difraksiyası

Işığın dalğa təbiətli olmasını təsdiq edən hadisələrdən biri də onun difraksiyasıdır. Dalğalar yayılarkən müəyyən maneəyə rast gəldikdə əylirərək maneəni aşıb keçirlər. Dalğanın maneəni aşıb keçməsi hadisəsi difraksiya adlanır. Dalğalar yalnız ölçüləri dalğa uzunluğu tərtibində olan maneələri keçə bilər.

Huygens prinsipinə görə dalğa çatdığı hər bir nöqtə, özünü ikinci sferik dalğa mənbəyinə çevrilir və ikinci dalğaların qurşayanı sonrakı zaman anında dalğa cəbhəsi olur. Huygens prinsipinə əsasən dalğa cəbhəsinin müəyyən andakı vəziyyəti məlum olduqda sonrakı ixtiyari anlarda dalğa cəbhəsini qurmağa və şüanın istiqamətini təyin etməyə imkan verir.

Bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılan işıq qeyri-şəffaf maneə üzərindəki dəşikdən keçdikdə düzxətli yayılma istiqamətini dəyişməməlidir. Qeyri-şəffaf maneə üzərindəki dəşikdən keçdikdə Huygens prinsipinə uyğun olaraq, həmin dəşik özünü müstəqil, ikinci elementar dalğa mənbəyi kimi aparır və bütün elementar dalğaların qurşayanı maneənin həndəsi kölgəsinə keçir və nəticədə işığın düzxətli yayılma istiqamətindən kənara çıxma yaranır (Şəkil 1). Işığın maneəni belə aşması **difraksiya** adlanır.



Şəkil 1

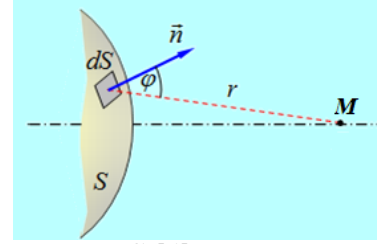
Huygens prinsipi ancaq dalğanın yayılma istiqamətini təyin etməyə imkan verir. Bu prinsip dalğanın amplitudu, o cümlədən onun intensivliyi haqqında da heç bir məlumat vermir. Lakin, difraksiyanın aydınlaşdırmaq üçün difraksiya etmiş şüanın difraksiyadan əvvəlki düzxətli yayılma istiqaməti ilə təşkil etdiyi bucaqdan (difraksiya bucağından) asılılığını müəyyən etmək tələb olunur. Müəyyən zaman anında enerjinin paylanması verildikdə sonrakı zaman anları üçün bu paylanmanı təyin etmək lazım gəlir. Bu məsələni Huygens prinsipinə Frenelin əlavələrini nəzərə alaraq həll etmək olar.

Frenel ikinci dalğaların superpozisiyasında onların amplitud və fazalarını nəzərə alaraq Huygens prinsipini zənginləşdirmiş və Huygens prinsipinə aydın fiziki məna vermişdir. Huygens-Frenel prinsipinə görə *dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsi ikinci dalğa mənbəyinə çevrilir, ikinci mənbələr koherent mənbələrdir və ikinci dalğalar qarşılıqlı interferensiya edir*. Deməli, Huygens-Frenel prinsipi, Huygens prinsipinin interferensiya ilə tamamlanmasından ibarətdir.

Verilmiş nöqtədə elementar dalğaların interferensiyasının nəticələrini təyin edən zaman hər dalğanın E vektorunun fazasını, amplitudunu və istiqamətini bilmək lazımdır. S dalğa səthinin M nöqtəsində yaratdığı işıq rəqslərinin amplitudunu tapmaq üçün Frenelə görə dalğa səthini elementar dS səthlərinə bölmək lazımdır (Şəkil 2). Bu elementlərin hər biri ikinci dalğa mənbəyidir. İkinci dalğaların amplitudu dS səth elementinin ölçüsü ilə mütənəsisib olub r –dən asılı olaraq $\frac{1}{r}$ qanunu ilə azalır. Hər elementar mənbədən M nöqtəsinə

$$dE = K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS \quad (1)$$

rəqsi gəlir. Burada E_0 dalğa səthinin dS səth elementinin yerləşdiyi nöqtədə işıq rəqslərinin amplitudu, $(\omega t + \varphi_0)$ kəmiyyəti dS elementində rəqsin fazası, φ_0 –başlanğıc faza, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ dalğa



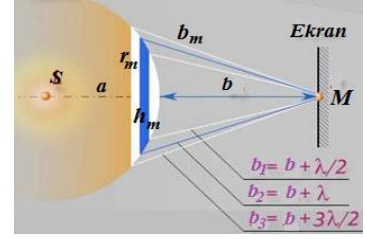
Şəkil 2

ədədi, φdS səth elementini $\vec{n}$ normalı ilə $\vec{r}$ radius vektoru arasındakı bucaq, görmə funksiyası adlanan $K(\varphi)$ əmsalı φ bucağından asılı olan. φ bucağı artıqca bu əmsal azalır, xarici normal istiqamətində ($\varphi = 0$ olduqda) əmsal maksimum qiymət alır, dalğa səthinə toxunan istiqamətdə ($\varphi = \frac{\pi}{2}$ olduqda) $K(\varphi) = 0$ olur, aralıq hallarda isə $0 < K(\varphi) < 1$ şərti ödənilir. M nöqtəsində yekun rəqs bütün SS səthi üzrə götürülmüş (1) rəqslərinin cəmindən ibarət olacaqdır. Beləliklə

$$E = \int_S K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS$$

alırıq. Son düstur Huygens-Frenel prinsipinin riyazi ifadəsidir. Ümumi halda bu düsturun hesablanması çox mürəkkəbdir. Lakin Frenel göstərmişdir ki, simmetrik hallar üçün yekun rəqsin amplitudunu sadəcə cəbri və həndəsi cəmləmə ilə tapmaq olar.

Frenel zonaları. Huygens-Frenel prinsipinə görə dalğa cəbhəsinin bütün nöqtələri özündən elementar sferik dalğalar buraxacaq və həmin dalğalar müəyyən müddətdən sonra M nöqtəsinə gəlib çatacaqdır. M nöqtəsində bütün dalğaların yekun amplitudunu təyin etmək üçün Frenel dalğa səthini həlqəvi zonalara bölməyi təklif etmişdir ki, sonradan bu Frenel zonaları metodu adlandırılmışdır. M nöqtəsindən dalğa cəbhəsinə



Şəkil 3

kimi ən qısa məsafəni b ilə işarə edək. Şəkil 3-dən göründüyü kimi dalğa cəbhəsinin bütün nöqtələri M –dən müxtəlif məsafələrdə yerləşir. Dalğa cəbhəsinin bütün nöqtələrində rəqsləri eyni fazada baş verir. M nöqtəsindən başlayıb hər dəfə $b - ni \frac{\lambda}{2}$ qədər artırmaqla sferalar quraq ki, bunların da dalğa cəbhəsi ilə kəsişməsi bizə konsentrik dairələr verir. Başqa sözlə desək, dalğa cəbhəsində həlqəvi zonalar yaranar ki, bunlar da **Frenel zonaları** adlanır.

Beləliklə Frenel dalğa səthini halqa şəkilli elə zonalara ayırır ki, qonşu zonaların kənarından müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafə $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqlənir. Sadə mülahizələrlə şəkil 3-dən m –ci Frenel zonasının xarici radiusunu təyin edə bilərik:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$$

Qonşu koherent mənbədən müşahidə nöqtəsinə gələn dalğaların yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ -yə bərabər olduğundan, iki qonşu zonadan müşahidə nöqtəsinə gələn dalğalar əks fazalıdır. Deməli, mərkəzi Frenel zonasından başlayaraq hər sonrakı qonşu zonadan M müşahidə nöqtəsinə çatan dalğalar əks fazalıdırlar. Ona görə də M nöqtəsində görüşən dalğaların yaratdığı yekun rəqsin amplitudu

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots, \quad (3)$$

kimi təyin olunur. Burada, A_1 –mərkəzi (birinci) Frenel zonasının təsiri ilə M nöqtəsində yaranan rəqsin amplitudu, A_2 –ikinci zonanın həyəcanlandığı rəqsin amplitudu, və s. Digər tərəfdən mərkəzi zonadan uzaqlaşdıqca zonaların sıra nömrəsinin artması ilə elementar dalğa mənbələrindən M müşahidə nöqtəsinə qədər ki məsafədə artdığından müşahidə nöqtəsinə çatan dalğaların amplitudu monoton olaraq azalır.

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Zonaların sıra nömrəsinin artması ilə amplitudların belə monoton azalması orta zonaya uyğun gələn amplitudu qonşu zonaların amplitudları cəminin yarısı kimi ifadə etməyə imkan verir, yəni

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

qəbul etmək olar. Bu şərtdən

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) \dots \quad (4)$$

şəklində yazaq.

Zonaların sayı kifayət qədər böyük olduqda sonuncu zonaların amplitudu o qədər kiçik olur ki, yekun amplituda onun təsirini nəzərə almamaq olar. Yəni, zonaların sayı $m \rightarrow \infty$ olduqda $A_m = 0$ olur. (4) ifadəsində mörtərizədəki hədlər sıfıra bərabər olduğundan müşahidə nöqtəsində yekun rəqslərin amplitudu üçün

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (5)$$

Bu o deməkdir ki, baxılan halda bütün zonalarından M nöqtəsinə gələn rəqslərin yekun amplitudu mərkəzi zonanın həmin nöqtədə yaratdığı rəqs amplitudunun yarısına bərabərdir. Deməli işıq en kəsiyi mərkəzi Frenel zonasının yarısına bərabər kanal, yəni düz xətt boyunca yayılır.

Əgər işıq şüaları qarşısına yarığı olan maneə qoyulsa, yarıqda yerləşən zonaların tək və ya cüt olmasından asılı olaraq ekranda dalğa cəbhəsinin açıq olduğu haldakından fərqli işıqlanma müşahidə olunar. Məsələn, yarığa tək sayda Frenel zonası yerləşsə, onda

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$$

yaza bilərik. Yəni M nöqtəsində rəqsin amplitudu dalğa cəbhəsi tam açıq olduğu haldakında böyük olar. Yarığa cüt sayda Frenel zonası yerləşsə, onda

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2},$$

yəni M nöqtəsində rəqsin amplitudu dalğa cəbhəsi tam açıq olduğu haldakında kiçik olar.

Fərz edək ki, nöqtəvi monoxromatik Sişiq mənbəyi ilə M müşahidə nöqtəsi arasında r radiuslu qeyri-şəffaf dairəvi disk yerləşdirilmişdir. Dairəvi diskin radiusundan asılı olaraq birinci zonadan başlamaqla, ilk m sayda Frenel zonasının qarşısı kəsilir. M nöqtəsinə gələn dalğalar üçün $m + 1$ –ci Frenel zonasından sonrakı bütün zonalar açıq qalır. Bu halda (3) düsturu öz gücündə qalır, sadəcə olaraq birinci zonanın A_1 amplitudu əvəzinə təsir edən Frenel zonalarından birincisinin, yəni $(m+1)$ -ci Frenel zonasının amplitudunu götürmək lazımdır.

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots$$

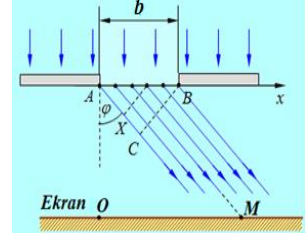
Bu halda $m \rightarrow \infty$, $A_m = 0$ olduğu üçün yekun amplitud

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}$$

olur. Göründüyü kimi, qeyri-şəffaf dairəvi maneədən difraksiya zamanı ekranın mərkəzi olan M nöqtəsində sıfırdan fərqlidir intensivlik alınır, mərkəzdə işıqlı ləkə müşahidə olunur. Bu ləkə **Puasson ləkəsi** adlanır.

4.2.5. Müstəvi dalğaların Fraunhofer difraksiyası. Difraksiya qəfəsi

Müstəvi dalğalarının difraksiyası 1821-1822-ci illərdə alman alimi Fraunhofer tərəfindən müfəssəl öyrənilmişdir. Praktiki olaraq Fraunhofer difraksiyasını müşahidə etmək üçün nöqtəvi S işıq mənbəyi linzasının fokusunda yerləşdirilir. Linzadan keçən paralel şüalar üzərində yarığı olan qeyri şəffaf ekran üzərinə düşür (Şəkil 1). Yarıq dedikdə, b – eni kifayət qədər kiçik, l – uzunluğu isə praktik olaraq sonsuz olan ($l \gg b$) düzbucaqlı deşik başa düşülür. Yarıqdan keçərək müxtəlif istiqamətdə difraksiya edən şüalar ikinci linza vasitəsilə onun fokal müstəvisində yerləşdirilmiş ekran üzərində bir nöqtədə toplanır.



Şəkil 1

Fərz edək ki, sonsuz uzun yarığa üzərinə müstəvi dalğa düşür. Huygens-Frenel prinsipinə uyğun olaraq işıqlanan yarığın hər bir nöqtəsinə koherent dalğa mənbələri kimi baxmaq olar. Yarığın arxasında onun b enindən kifayət qədər böyük məsafədə ekran yerləşdirək.

Yarıqdan keçib öz əvvəlki istiqamətini dəyişməyən şüalar E ekranı üzərində O nöqtəsində toplanar. Linza əlavə yollar fərqi yaratmadığından bu şüalar arasında yollar fərqi sıfıra bərabərdir. Bu halda O nöqtəsində yarığın işıqlı xəyalı alınır.

İşığın difraksiyası nəticəsində şüalar təkcə ilkin istiqamətdə deyil, bu istiqamətə müəyyən φ bucağı altında da yönələcəklər. Həmin φ bucağı difraksiya bucağı adlanır. Yarıqdan φ_1 bucağı altında difraksiya edən şüa dəstəsinə baxaq. Bu dəstənin kənar şüalarının $\Delta = AC$ yollar fərqi ΔABC –təyin etmək olar ($\angle ABC = \varphi$):

$$\Delta = AC = AB \sin \varphi = b \sin \varphi$$

burada b yarığın enidir. Əgər M nöqtəsindən müşahidə zamanı yarıqda cüt sayda Frenel zonası yerləşərsə, yəni $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ olarsa, zonalardan gələn rəqslər bir birlərini söndürər və minimum işıq intensivliyi müşahidə olunur. Onda difraksiya minimumlarının istiqaməti

$$b \sin \varphi = m \lambda$$

şərtindən təyin edilir.

$$\sin \varphi_{\min, m} = \frac{m \lambda}{b} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots)$$

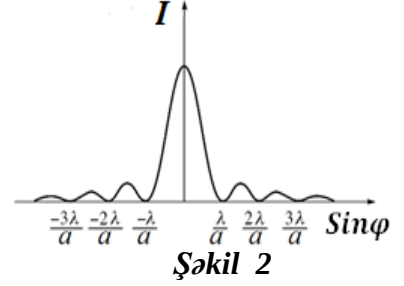
$\varphi_{\min, m}$ bucağı m sayılı minimumun istiqamətini (Şəkil 2) göstərir.

Əgər kənar şüaların yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun tək misillərinə bərabər olarsa, $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$, M nöqtəsindən müşahidədə tək sayda Frenel zonası yerləşər. Hər bir zonanın təsiri ona qonşu zona tərəfindən söndürülür, tək qalmış axırıncı zona $\varphi_{max,m}$ istiqamətdə işıq yönəldərək maksimum yaradır. Difraksiya maksimumlarının istiqaməti

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

şərtindən təyin edilir.

$$\sin \varphi_{max,m} = \frac{(2m + 1)\lambda}{2b}$$



Şəkil 2

İndi M maneəsində iki yarıq götürək və yarıqlar arasındakı məsafə $d = a + b$ olsun (Şəkil 3). M maneəsi üzərinə paralel monoxromatik işıq dəstəsini yönəltərk, bu iki yarıq koherent işıq mənbəyinə çevrilər və biz E ekranı üzərində iki prosesin hesabına yaranan difraksiya mənzərəsini müşahidə edirik: hər bir yarıqdan difraksiya və iki yarıqdan difraksiya edən dalğaların interferensiyası. Müşahidə olunan mənzərənin əsas əlaməti ikinci proseslə bağlıdır. Şəkil 3-dən görünür ki, φ bucağı altında difraksiya edən paralel şüalar arasındakı yollar fərqi $\Delta = d \sin \varphi$ -dir. Linza tərəfindən toplanan bu şüalar E ekranı üzərində interferensiya edirlər. Yəni

$$d \sin \varphi = k\lambda$$

olanda interferensiya maksimumu,

$$d \sin \varphi = (k + \frac{1}{2})\lambda$$

olduqda isə interferensiya minimumu müşahidə olunur.

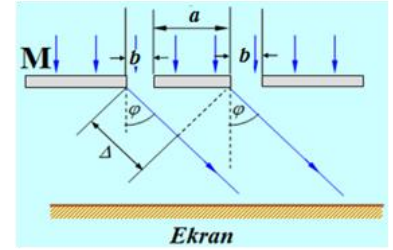
Beləliklə, ekranın maksimum işıqlanmasına uyğun difraksiya bucağı

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{d},$$

minimum işıqlanmasına uyğun difraksiya bucağı isə

$$\sin \varphi = (k + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{2d}$$

olacaqdır. Burada $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ -dir.



Şəkil 3

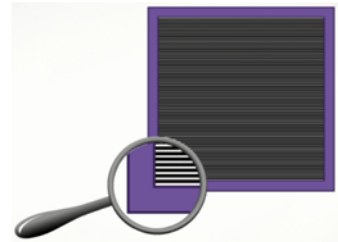
Son ifadə ilə təyin olunan minimum əlavə minimum adlanır. Əgər yarığın eni b –dirsə, onda bu əlavə minimumdan başqa $b \sin \varphi = k\lambda$ şərtini ödəyən ilk minimumlar da vardır. Beləliklə, $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ şərtləri ödəndikdə ilk minimumlar, $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}, \dots$ hallarında əlavə minimumlar $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ şərtləri ödəndikdə isə baş maksimumlar müşahidə edilir.

Yazdığımız düstura görə mərkəzi maksimumun (k) həm sağında və həm də solunda birinci maksimum ($k = \pm 1$), ikinci maksimum ($k = \pm 2$) və b. yerləşir. Lakin maksimumların sayı $\frac{d}{\lambda}$ -dan böyük ola bilməz. Doğrudan da $\sin \varphi = k \frac{\lambda}{d}$ və ya $\sin \varphi = k : \frac{d}{\lambda}$ -dır. $\sin \varphi \leq 1$ olduğundan $k \leq \frac{d}{\lambda}$ olmalıdır.

Maksimumların işıqlanması müxtəlifdir. Ən işıqlısı mərkəzi maksimumdur. Mərkəzi maksimumdan uzaqlaşdıqca maksimumların işıqlanması zəifləyir.

Çoxsaylı biri-birinə yaxın və paralel yarıqlardan difraksiya mənzərəsi də iki yarıqdan müşahidə olunan difraksiya mənzərəsinə bənzəyir.

Difraksiya qəfəsi. Qəfəsin ayırdetmə qabiliyyəti. Biri-birindən eyni məsafədə yerləşmiş eyni ölçülü paralel yarıqlar sistemi **difraksiya qəfəsi** adlanır (Şəkil 4). Sadə difraksiya qəfəsini şüşə üzərinə almazla paralel cızıqlar çəkməklə əldə etmək olar. Keyfiyyətli difraksiya qəfəsi əldə etmək üçün şüşə lövhənin hər sm-də 10^4 - 10^5 sayda cizgi çəkmək lazımdır. Bu görünən işığın dalğa uzunluğunun $\approx 10^{-5}$ sm tərtibində olması ilə əlaqədardır. Xüsusi maşınla şüşənin 1mm-nə 600, 1200, hətta 2400 cizgi çəkmək olur. Maşının cızdığı olduğu yerlər işığı səpələyir, belə ki, cizgilər lövhənin zədələnməmiş hissələri olan yarıqlar arasında qeyri-şəffaf aralıqlardır.



Şəkil 4

Difraksiya qəfəsindən difraksiya spektri əldə etmək üçün istifadə olunur. Difraksiya nəticəsində qəfəsdən alınan xətlər çoxluğu **difraksiya spektri** adlanır.

Difraksiya qəfəsində yarıqların eni b , onlar arasındakı məsafə a –dirsə, $d = a + b$ **qəfəs sabiti** adlanır.

Hesablamalar göstərir ki, difraksiya qəfəsindən alınan difraksiya mənzərəsi iki yarıqdan alınan difraksiya mənzərəsi kimidir. Difraksiya qəfəsində yalnız maksimumlar parlaq, dar, onları ayıran minimumlar enli və praktik olaraq qaranlıq alınır. Yarıqların sayı artdıqca maksimumlar arasındakı məsafə və onların parlaqlığı artır.

Biri-birindən a məsafəsində yerləşmiş eni b olan N sayda yarıqdan ibarət difraksiya qəfəsi üzərinə normal surətdə işıq şüası düşdükdə baş maksimumların vəziyyəti

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} ; \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (6)$$

ifadəsilə təyin olunur. $k = 0$ olanda mərkəzi işıqlı zolaq müşahidə olunur (Şəkil 5). k –nın bütün qalan qiymətlərində mərkəzi zolağın hər iki tərəfində simmetrik maksimumlar alınır. Onların arasında

$$b \sin \varphi = k\lambda ; k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

şərtini ödəyən əsas minimumlardan başqa

$$d \sin \varphi = \frac{k\lambda}{N} ; \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, N-1)$$

şərtini ödəyən əlavə minimumlar da müşahidə olunur.

Beləliklə yarıqların sayı N –dirsə bu zaman iki qonşu baş maksimum arasında $N - 1$ sayda əlavə minimum, $N - 2$ sayda ikinci maksimum alınır. Məhz buna görə də maksimumların bucaq eni kiçilir, difraksiya spektri xətlərinin kəskinliyi artır.

Difraksiya qəfəsinin əsas xarakteristikası onun **ayırd etmə qabiliyyəti** və **dispersiyasıdır**.

Reley şərtinə görə iki monoxromatik spektr xəttindən birinin maksimumu o biri xəttin əsas maksimumuna ən yaxın minimumun yerinə düşdüyü halda həmin xətlər ayrı-ayrılıqda görünür, yəni ayırd edilir (Şəkil 6). Bu şərtədən belə aydın olur ki, difraksiya qəfəsinin ayırd etmə qabiliyyəti

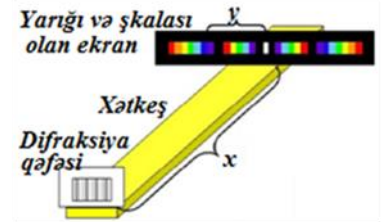
$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = kN$$

kimi təyin oluna bilər. Burada $\lambda_1 - \lambda_2$ qəfəsdə hələ ayrı-ayrılıqda seçilə bilən biri-birinə ən yaxın iki spektral xəttin dalğa uzunluqları fərqi, N -qəfəsdəki yarıqların sayı, k -spektrin tərtibidir.

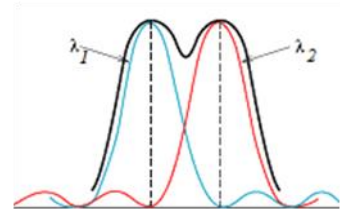
Difraksiya qəfəsi xətti və bucaq dispersiyası ilə xarakterizə olunur. Bucaq dispersiyası xətlərin minimal bucaq məsafələrinin minimal dalğa uzunluqları fərqinə nisbətə ilə ölçülür:

$$D_{\varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$$

$d \sin \varphi = k\lambda$ ifadəsini diferensiallayıb qəfəsin bucaq dispersiyası üçün



Şəkil 5



Şəkil 6

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d \cos \varphi}$$

alarıq. Qəfəsin xətti dispersiyası isə ekranda müşahidə edilən yaxın qonşu xətlər arasındakı məsafənin onların dalğa uzunluqları fərqiə nisbət ilə təyin olunur. Yəni

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta \lambda} \text{-dir.}$$

Göstərmək olar ki, $D_l = D_{\varphi} f$ -dir. Burada f –difraksiyaya uğramış şüaları ekran üzərinə toplayan linzanın baş fokus məsafəsidir.

4.2.6. Işığın polyarizəlməsi

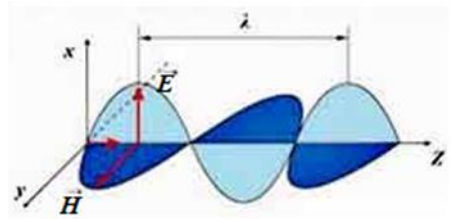
Işığın interferensiyası və difraksiyası onun dalğa xassəsini göstərir. Daha bir fiziki hadisə-ışığın polyarizəlməsi onun dalğa təbiətini aşkarlayır və həm də bu hadisə göstərir ki, işıq dalğaları eninə dalğalardır.

Ayrı-ayrı atomların şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları biri-birinə perpendikulyar iki eninə-elektrik (elektrik sahəsi intensivliyi vektorunun $\vec{E}$ rəqsi hesabına yaranan) və maqnit (maqnit sahəsi intensivliyi vektorunun $\vec{H}$ rəqsi hesabına yaranan) dalğalarının toplusundan ibarət olub, işıq şüası adlanan ümumi istiqamətdə yayılır (Şəkil 1).

Elektrik rəqsləri yalnız və yalnız bir müstəvidə baş verən işıq şüası adlanır. Verilən tərifdən aydın olur ki, ayrı-ayrı atomların buraxdığı (uzaq başı həmin atomun şüalanma periodunda buraxdığı) işıq şüası polyarizəlməmiş işıq şüasıdır.

Nəzəriyyə və təcrübə göstərir ki, işığın cisim kimyəvi, fizioloji və digər təsirləri əsasən elektrik rəqsləri ilə bağlıdır. Ona görə də şəkili sadələşdirmək üçün yalnız elektrik rəqslərindən bəhs olunur və şəkildə işıq elektrik vektoru ilə göstərilir. Elektrik rəqslərinin baş verdiyi müstəvi **rəqs müstəvisi**, maqnit rəqslərinin baş verdiyi müstəvi isə **polyarizəlmə müstəvisi** adlanır.

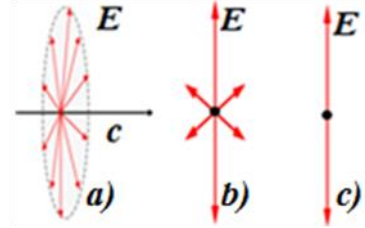
Təcrübədə bir atomun buraxdığı işıq şüasına rast gəlmək mümkün olmur. Daha doğrusu bizim müşahidə etdiyimiz işıq şüası çoxsaylı atoma məxsus olub, bunlar da rəqs müstəviləri mümkün bütün istiqamətlərdə yönəlmiş işıq dalğaları buraxır. Bu dalğalar toplanır və nəticədə ixtiyari real mənbədən çıxan şüa müxtəlif istiqamətlərə yönəlmiş rəqs müstəvilərinə malik olar.



Şəkil 1

Bu cür işıq şüası **təbii işıq şüası** adlanır. Şüalanmanı yaradan atomların şüalanma intensivliyi adətən orta hesabla eyni olduğundan E vektorunun amplitud qiyməti də bütün müstəvilərdə eyni olur (Şəkil 2, *a*). Elə hal da ola bilər ki, E -nin amplitud qiyməti müxtəlif müstəvilərdə müxtəlif olsun. Bu cür işıq **qismən polarizəlanmış işıq** adlanır (Şəkil 2, *b*). Polarizəlanmış işığı sxematik olaraq şəkil 2, *c*-dəki kimi göstərmək olar. Işıq şüası şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmişdir.

Polarizəlanmış işıq təbii işıqdan fərqli olaraq təkcə E və λ -ya görə deyil, həm də rəqs müstəvisinin vəziyyətinə görə də xarakterizə olunur. Təbii işığı elektrik rəqslərinə görə anizotrop mühitdən keçirməklə polarizəlandırmaq olar. Belə anizotrop mühitlərə misal olaraq kristalları göstərmək olar. Doğrudan da təcrübələr göstərir ki, təbii işığı bir sıra təbii və süni yolla alınmış kristallardan keçirdikdə polarizəlanır.



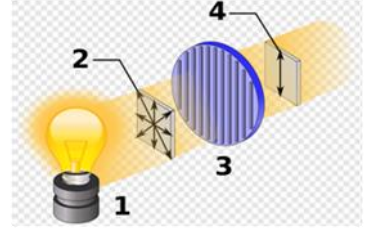
Şəkil 2

Bunun səbəbini aşağıdakı kimi izah etmək olar: Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə işıq dalğalarının dəyişən elektrik sahəsi kristal dielektrikdə dəyişən polarizəlanma cərəyanı, yəni kristal qəfəsini təşkil edən yüklü hissəciklərin (atom və ionların) dəyişən yerdəyişməsinə səbəb olur. Polarizəlanma cərəyanı Coul-Lens istiliyi ayırır və nəticədə işıq enerjisi istilik enerjisinə çevrilir. Kristalın anizotropluğu hesabına hissəciklərin mümkün yerdəyişməsi, eləcə də polarizəlanma cərəyanının şiddəti müxtəlif kristal müstəvilərində eyni olmayacaqdır. Deməli, polarizəlanma cərəyanı şiddətinin böyük olduğu istiqamətlərdə işıq enerjisi Coul-Lens istiliyinə çevrilir, yəni tamamilə udular. Hissəciklərin kiçik yerdəyişmələrə məruz qaldığı istiqamətlərdə kiçik polarizəlanma cərəyanı yaranır və işıq enerjisi həmin istiqamətdə demək olar ki, udulmur.

Deməli, təbii işığın bütün mümkün istiqamətlərdə yönələn elektrik rəqslərindən kristaldan yalnız minimum polarizəlanma cərəyanına uyğun müstəvidə baş verənləri keçir. Yerdə qalan rəqslər bu və ya digər dərəcədə zəifləyir. Belə ki, kristaldan həmin rəqslərin bu müstəvidə proyeksiyası keçir. Nəticədə kristaldan çıxan işığın E -si yalnız bir müstəvi üzərində rəqs edir, yəni polarizəlanır.

Hər bir kristalda elə istiqamət vardır ki, bu istiqamətə nəzərən kristal qəfəsinin atomları (ionları) simmetrik vəziyyətdə düzülür. Həmin istiqamət kristalın optik oxu adlanır. Təbii işığı polarizəlandırən kristallara misal olaraq turmalini göstərmək olar. Turmalin kristalından onun optik oxuna paralel lövhə kəsib, ondan təbii işıq şüası buraxsaq, nəticədə kristaldan çıxan işıq şüasında elektrik rəqsləri yalnız bir müstəvidə, yəni baş müstəvidə baş verəcəkdir (Şəkil 3).

Əgər polyarizəlanmış işığın qarşısına ikinci bir turmalin kristalı (2) qoysaq və vizual müşahidə aparsaq, onda bu iki kristalın optik oxları arasındakı bucağın qiymətindən asılı olaraq gözlərimiz müxtəlif işıqlanma müşahidə edər (Şəkil 4). Kristalların optik oxları qarşılıqlı perpendikulyar olduqda gözümüzə işıq çatmaz, paralel olduqda isə maksimum işıqlanma müşahidə edərək. Deyilənlərdən belə aydın olur ki, (2) turmalinindən çıxan işığın intensivliyi (1) və (2) turmalinlərinin optik oxları arasındakı bucaqdan asılıdır. (2) kristalı üzərinə düşən işıq vektorunu E_0 , ondan çıxanı isə $E_{\parallel}$ ilə işarə etsək, şəkil 5-dən



Şəkil 3

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$$

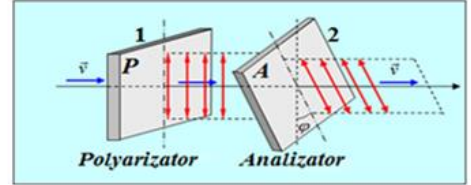
(1)

yaza bilərik. $I \sim E^2$ olduğundan (1)-dən

$$I = I_0 \cos^2 \varphi$$

(2)

alarıq. Burada I_0 - (2) lövhəsi üzərinə düşən işığın intensivliyi, I - isə ondan çıxan işığın intensivliyidir.



Şəkil 4

(2) Malyus qanununun riyazi ifadəsidir. Düsturdan görünür ki, (2) lövhəsini polyarizə olunmuş şüa ətrafında fırlatdıqda $\varphi = 0$ olduqda ondan çıxan işığın intensivliyi maksimum, $\varphi = 90^\circ$ olduqda isə minimum olur.

(1) kristalı polyarizator, (2) kristalı isə analizator adlanır. Bu adlar şərtidir. Belə ki, təbii işığı sağ tərəfdən yönəltəndə (2) kristalı polyarizə edən, (1) kristalı isə təhlil edən olacaqdır.

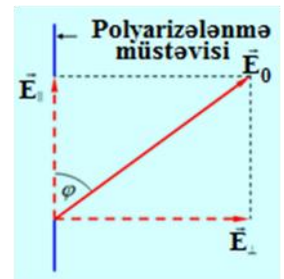
Beləliklə təhlil edicini bir tam fırlatdıqda işığın intensivliyi iki dəfə özünün maksimum ($I_{\max}$), iki dəfə minimum ($I_{\min}$) qiymətini alacaqdır. Təbii işığın polyarizə etmə dərəcəsi

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

kimi təyin olunur.

Müstəvi polyarizəlanmış işıq üçün $I_{\min} = 0$ və $P = 1$ -dir. Təbii işıq üçün $I_{\max} = I_{\min}$, $P = 0$ -dir.

Aparılan çoxsaylı təcrübələr göstərmişdir ki, işıq nəinki turmalin kristalından keçdikdə, hətta iki mühitin sərhəddində əks olunduqda (qayıtdıqda) və sındıqda belə



Şəkil 5

polyarizəlonə bilir (Şəkil 5). Bu halda təbii işığın polyarizəlonmə dərəcəsi işıq şüasının düşmə bucağından və mühitin sındırma əmsalından asılıdır.

Əks olunma və sınımda polyarizəlonməni tədqiq edən Brüster göstərmişdir ki, əgər iki dielektrik mühiti ayıran sərhəddə işıq müəyyən bucaq altında düşərsə, əksolunan və sınıan şüa qismən polyarizəlonmuş olur. Keçirici səthdən, məsələn metal səthindən əks olunma zamanı işıq elliptik polyarizəlonmuş olur. Əks olunan şüalarda düşmə müstəvisinə perpendikulyar rəqslər, sınıan şüalarda isə həmin müstəviyə paralel rəqslər üstünlük təşkil edir. Düşmə müstəvisinə perpendikulyar rəqslər şəkildə nöqtələrə, paralel olanlar isə iki başlı oxlarla işarə olunur.

Əksolunan və sınıan şüaların polyarizəlonmə dərəcəsi işığın düşmə bucağından asılıdır. Brüstərə görə $tg i_B = n_{21}$ şərti ödəndikdə əks olunan şüa tam, sınıan şüa isə qismən polyarizəlonur (Şəkil 6). Burada n_{21} –ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalıdır.

Birinci mühiti hava qəbul edib, Brüster qanununu

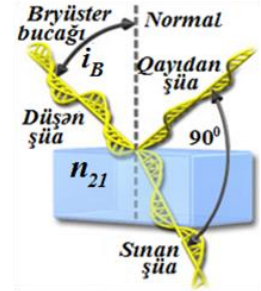
$$tg i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B} = n \text{ kimi yazaq. Işığın sınma qanununa görə,}$$

Brüster bucağı altında düşən şüa üçün $n = \frac{\sin i_B}{\sin r}$ yaza bilərik.

Son iki ifadənin müqayisəsindən $\cos i_B = \sin r$ alırıq. Bu o zaman mümkün olar ki, $i_B + r = 90^\circ$ və yaxud $i + r = 90^\circ$ olsun.

Deməli işıq şüası dielektrik üzərinə Brüster bucağı altında düşdükdə, əks olunan və sınıan şüalar qarşılıqlı perpendikulyar olar.

Biz qeyd etdik ki, işıq Brüster bucağı altında düşdükdə belə, sınıan şüa qismən polyarizəlonur. Sınıan şüanı tam polyarizələndirmək üçün düşən şüaya nəzərən Brüster bucağı altında yönəlmiş paralel lövhələrdən istifadə olunur. Lövhələr arası hər sərhəddə düşmə müstəvisində polyarizəlonmuş işıq əks olunur. Çoxsaylı belə əks olunmalar nəticəsində sınıan şüa düşmə müstəvisinə perpendikulyar müstəvidə tam polyarizəlonur.



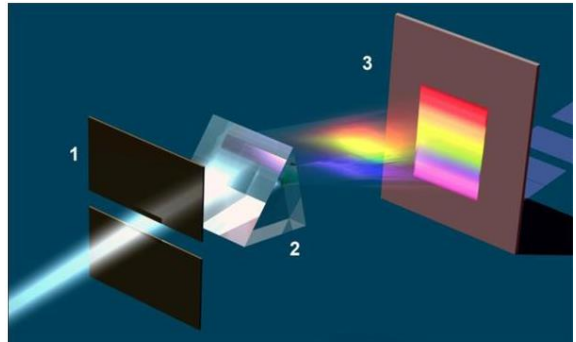
Şəkil 6

FƏSİL 4.3. IŞIĞIN MÜHİTLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

4.3.1. Işığın dispersiyası

Işığın dispersiyası—maddənin mütləq sındırma əmsalının, eləcə də faza sürətinin şüanın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılı olmasıdır. Bu asılılığı $n = f(\lambda)$ funksiyası ilə xarakterizə etmək olar. Təcrübi olaraq 1672-ci ildə İ.Nyuton tərəfindən kəşf olunsada, lazımı səviyyədə nəzəri izahını xeyli sonralar almışdır. Dispersiyaya ən əyani misal kimi təbii ağ işıq şüasının prizmadan keçərkən rənglərə ayrılmasını göstərmək olar. Göy qurşağının əmələ gəlməsi də işığın dispersiyasının nəticəsidir. Nyuton təcrübədə müəyyən etmişdi ki, ağ işığın nazik dəstəsi üçüzlü şüşə prizmadan keçdikdə bu işığın müxtəlif monoxromatik komponentləri müxtəlif dərəcədə sınaraq, yeddi müxtəlif rəngə ayrılır: qırmızı, narıncı, sarı, yaşıl, mavi, göy və bənövşəyi. Buna görə də prizmanın arxasına qoyulmuş ekranda rəngli spektr alınır.

Işığın şəffaf prizmadan keçməsi nəticəsində optik diapazonun monoxromatik elektromaqnit dalğalarının nizamla sıralanması *spektr* adlanır. Ağ işığın prizmadan keçməsi zamanı onun rənglərə ayrılması və dispersiyanın ölçüsü (*kənar - qırmızı və bənövşəyi şüalar arasındakı bucaq*) şəkil 1-də göstərilmişdir.



Şəkil 1

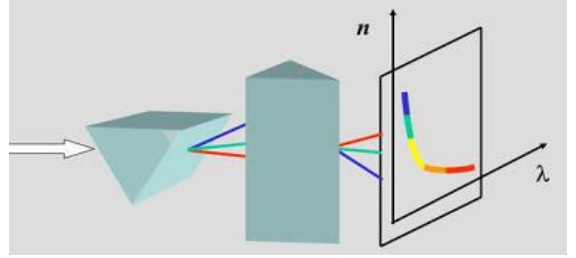
Dalğa uzunluğu böyük olan qırmızı işıq onların hamısından az, dalğa uzunluğu kiçik olan bənövşəyi işıq isə hamısından çox meyl edir. Bu o deməkdir ki, qırmızı şüa üçün şüşə ən az, bənövşəyi şüa üçün isə ən çox sındırma əmsalına malik olur. Əgər müxtəlif rəngli monoxromatik işıq dəstələrini, eyni düşmə bucağı altında növbə ilə şüşə prizmadan keçirsək, bənövşəyi işığın qırmızı işığa nisbətən daha çox sınığını müşahidə edərik.

Işığın mühitdə yayılma sürəti sındırma əmsalı ilə tərs mütənəsib ($v = \frac{c}{n}$) olduğundan, müxtəlif dalğa uzunluqlu işıq mühitdə müxtəlif sürətlə yayılır: qırmızı işıq dalğasının sürəti ən böyük, bənövşəyininki isə ən kiçik olur. Müxtəlif tezlikli işıq yalnız mühitdə fərqli sürətlərlə yayılır. Məlum olduğu kimi vakuumda tezliyindən və ya dalğa uzunluğundan asılı olmayaraq elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti eyni olub $c \cong 3 \cdot 10^8 \frac{m}{san}$ təşkil edir.

Nyuton şüşə prizmanın sındırma əmsalının düşən işığın dalğa uzunluğundan asılı olduğunu müəyyən etmişdir. Prizma maddəsinin dispersiya qabiliyyətini

müəyyən etmək üçün tətbiq olunan çarpaz prizmalar metodu da ona məxsusdur. Nyuton təcrübəsində iki prizma elə yerləşdirilmişdir ki, onların sındırıcı tilləri qarşılıqlı perpendikulyar olsun. Belə yerləşən iki prizma «çarpaz prizmalar» adlanır.

«Çarpaz prizmalar» ondan keçən işıq dəstəsini qarşılıqlı perpendikulyar iki istiqamətdə spektrə ayırır (Şəkil 2). Birinci prizma işıq şüasını spektrin yeddi rənginə ayırır. Tədqiq olunan maddə ilə doldurulan ikinci prizma isə sındırma əmsalının qiymətinə uyğun olaraq həmin rəngli spektrin müxtəlif hissələrini müxtəlif dərəcədə meyl etdirir. Nəticədə ekranında rəngli əyri zolaq alınır. Bu da sındırma əmsalının λ -dan asılılığını əyani göstərir.

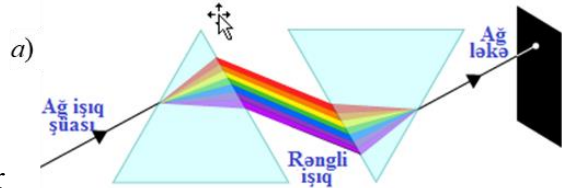


Şəkil 2. Çarpaz prizmalar metodu

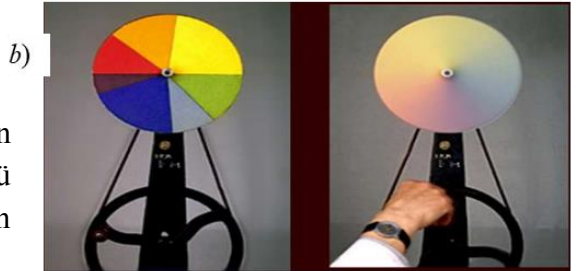
Belə təcrübədən sonra aşağıdakı nəticələrə gəlmək olur:

1. Rəngli spektrə ayrılan təbii ağ işıq şüası mürəkkəb tərkibə malik olub, yeddi sadə rəngin məcmusundan ibarətdir.
2. Verilmiş maddə müxtəlif rəngli işıq şüaları üçün fərqli sındırma əmsalları ilə xarakterizə olunur.

Ağ işığın göstərilən yeddi rəngin yığınınından ibarət olduğunu şəkil 3-də təsvir olunan təcrübələr vasitəsilə göstərmək olar. Bir birinə nəzərən 180° çevrilmiş iki üçüzlü prizmadan ibarət sistemdən ağ işıq şüasının keçməsinə nəzər yetirək (Şəkil 3a). Təbii ağ işıq şüası birinci prizmadan keçərkən yeddi müxtəlif rəngə ayrılır. Həmin şüalar tərsinə çevrilmiş ikinci prizmadan keçərkən sistemdən ağ işıq şüası çıxır və ekranda ağ ləkə müşahidə olunur.



Diski yeddi sektora bölüb, hər hissəni ağ işığın spektrinin bir rəngi ilə rəngləyək (Şəkil 3b). Rənglənmiş disk xüsusi qurğuda böyük sürətlə fırlatıldıqda rənglərin bir-birinə qarışdığını və diskin bütövlükdə ağ rəngdə göründüyünü müşahidə edirik. Bu təcrübələr spektrin yeddi rənginin sintezinin ağ işıq verdiyini göstərir.



Şəkil 3. Ağ işığın sintezi

Mühitin n sındırma əmsalının işığın λ dalğa uzunluğundan asılı olaraq hansı sürətlə dəyişməsinə göstərən kəmiyyət *maddənin dispersiyası* adlanır. Əgər işığın λ_1

və λ_2 dalğa uzunluqlarına mühitin sındırma əmsalının n_1 və n_2 qiymətləri qiymətlərinə uyğun gəlsə, λ_1 –dən λ_2 –yə qədər olan hissədə baş verən orta dispersiya hadisəsini- $\bar{D}$, aşağıdakı münasibətlə göstərmək olar:

$$\bar{D} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (1)$$

Dalğa uzunluqları fərqlinin sonsuz kiçik qiymətlərində limitə keçərək, verilən dalğa uzunluğu yaxınlığında maddənin dispersiyasının qiymətini alırıq. Bu halda (1) münasibəti n sındırma əmsalının λ dalğa uzunluğuna görə törəməsi ilə əvəz olunur:

$$D = \frac{dn}{d\lambda} \quad (2)$$

Normal dispersiya. Əgər mühitin n sındırma əmsalı işığın λ dalğa uzunluğu artdıqca azalırsa, belə dispersiya *normal dispersiya* adlanır. Bu halda maddənin dispersiyası mənfi olur ($D = \frac{dn}{d\lambda} < 0$, (Şəkil 4)).

Sındırma əmsalı ilə dalğa uzunluğu arasındakı asılılıqla XIX əsrin birinci yarısında məşhur riyaziyyatçı Koşi maraqlanmışdır. O, maddə molekullarının efir zərrəciklərinə təsiri haqqında Frenel ideyasından istifadə edərək normal dispersiyada sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı üçün belə düstur təklif etmişdir:

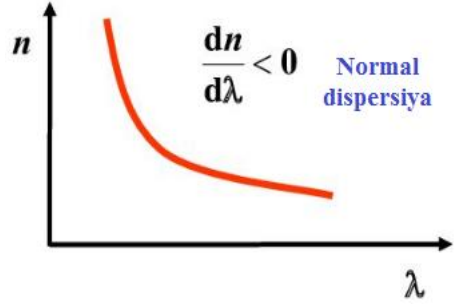
$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (3)$$

burada a , b , c müxtəlif maddələr üçün təcrübədən təyin olunan sabitlərdir. (3) –ə görə

dalğa uzunluğunun böyüməsi ilə sındırma əmsalı kiçilir. Çox vaxt düsturdakı ilk iki hədlə kifayətlənmək mümkün olur. Onda $n = a + \frac{b}{\lambda^2}$ olur və maddənin normal dispersiyası üçün

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3}$$

yaza bilərik.



Şəkil 4. Normal dispersiya

Sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı (*dispersiya*) Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsi ilə izah oluna bilmir. Doğrudan da, Maksvel nəzəriyyəsinə görə, optik oblastda maqnit nüfuzluğu $\mu = 1$ olduğundan, mühitin sındırma əmsalı ilə dielektrik nüfuzluğu arasındakı asılılıq $n^2 = \epsilon$ kimi olur. Dielektrik nüfuzluğu ϵ dalğa uzunluğundan asılı olmayaraq verilmiş mühit üçün sabit kəmiyyət qəbul

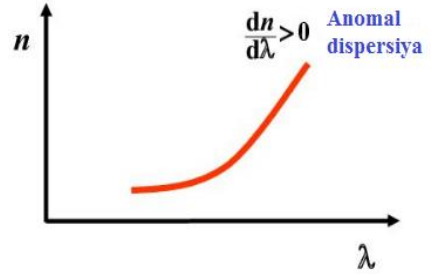
olunduğundan, mühitin sındırma əmsalının düşən işığın dalğa uzunluğundan asılı olmadığı nəticəsinə gəlinir.

Anomal dispersiya. Koşi düsturu dispersiyanı verilmiş maddənin udma oblastından başqa spektrin qalan hissəsində yaxşı təsvir edir. Mümkün olan bütün dalğa uzunluqlarını şüalandıran işıq - bütöv spektrli işıq mənbəyindən istifadə etsək, hər maddə özü üçün xarakterik olan dar, yaxud geniş dalğa uzunluqlarında işığı udur. Belə oblastlar udma oblastı adlanır.

1862-ci ildə Leru yod buxarları ilə doldurulmuş prizmada apardığı təcrübə zamanı göy rəngli işıq şüasının qırmızılardan az sındığını müşahidə etdi. O, sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığında müşahidə olunan bu «kənara çıxmanı» *anomal dispersiya* adlandırılmışdır.

Mühitin sındırma əmsalı n işığın dalğa uzunluğu artdıqca artırsa, belə dispersiya *anomal dispersiya* adlanır. Anomal dispersiyada maddənin dispersiyası müsbət olur ($D = \frac{dn}{d\lambda} > 0$, (Şəkil 5)).

A. Kundt çarpaz prizmalarla apardığı təcrübələrin köməyiylə belə mühüm nəticəyə gəldi ki, anomal dispersiyanın müşahidə olunması işığın udulması ilə əlaqədardır. O, təcrübə zamanı ikinci prizmanı işığı kəskin sürətdə udan maddə ilə doldurmuş və nəticədə ağ işığın spektrini almışdır. Alınan spektrdən görünür ki, udulma oblastının sağ və sol hissələrində dispersiya normal, udulma oblastında (AB hissəsi) anomaldır.



Şəkil 5. Anomal dispersiya

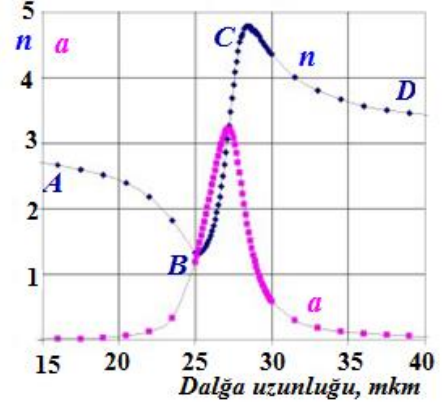
Elə maddə yoxdur ki, onun anomal dispersiya oblastı olmasın. Lakin heç də bütün maddələr üçün bu oblast (yaxud oblastlar) spektrin görünən hissəsinə uyğun gəlmir. Spektrin görünən oblastında dispersiya əksər şəffaf maddələr üçün normal olur. Anomal dispersiya bütün maddələrdə işığın güclü udulduğu oblastda müşahidə olunur. Anomal dispersiya oblastı baxılan konkret maddə üçün xarakterikdir. Məsələn, görünən oblastda şəffaf olan şüşə, kvars və sair maddələr bu oblastda anomal dispersiya yaratmır. Şüşə üçün anomal dispersiya 350 nm, kvars üçün 190 nm, flüorit üçün isə 130 nm ətrafında müşahidə olunur.

Udulma əmsalının və sındırma əmsalının işığın dalğa uzunluğundan tipik asılılığı (udulma zolağı oblastında) şəkil 6-da təsvir olunmuşdur. Şəkildən görünür ki, anomal dispersiya udulma zolağı daxilində müşahidə olunur.

Alüminium arsenid (AlAs) yarımkəçirici birləşməsinin sındırma və udma əmsallarının düşən işığın dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikinə (Şəkil 6) nəzər salmaqla da buna inanmaq olar.

Şəkildən göründüyü kimi, udma oblastında (B-dən C-ə qədər) dalğa uzunluğunun böyüməsi ilə sındırma əmsalı kəskin artır. Bu növ asılılıq başqa maddələrdə (*natrium buxarı*, *Sianin məhlulu* və s.) də müşahidə olunur.

Ümumi halda hər maddə bir deyil, bir neçə udma oblastına, yaxud zolağına malikdir. Ona görə də hər maddənin tam dispersiya mənzərəsi udma zolaqlarına (*yaxud xətlərinə*) uyğun gələn anomal dispersiya oblastlarından və bu udma oblastlarından kənarda yerləşən normal dispersiya oblastlardan ibarətdir.



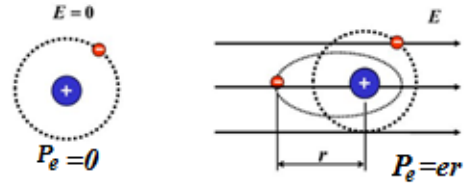
Şəkil 6

4.3.2. Dispersiyanın elektron nəzəriyyəsi

Nyuton tərəfindən müşahidə olunan və araşdırılan işığın dispersiyası hadisəsi özünün elmi izahını iki yüz ildən çox gözləmişdir. Uyğun izahat üçün maddənin quruluşu haqqında müvafiq məlumatlar lazım idi. Dispersiyanın klassik nəzəriyyəsi Lorens tərəfindən yalnız 19-cu əsrin sonlarında təklif olunmuşdur, kvant nəzəriyyəsi isə keçən əsrin birinci yarısında meydana gəlmişdir.

Dispersiya hadisəsi yalnız maddi mühitdə bas verdiyindən, bu hadisə işıqla maddə zərrəciklərinin (atomların, molekulların və s.) qarşılıqlı təsirlərinin nəticəsi hesab edilə bilər. Maddə quruluşunun ideallaşdırılmış sadə modeli əsasında dispersiyanın klassik nəzəriyyəsini yaratmaq mümkündür. Lorensin elektron nəzəriyyəsinə görə dispersiya maddənin təşkil edən və xarici dəyişən sahədə məcburi rəqs edən yüklü zərrəciklərin elektromaqnit dalğası ilə qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir (Şəkil 1).

Məlumdur ki, maddə tərkibinə daxil olan atom və molekullar nüvə və elektronlardan ibarətdir. Atomun xarici elektron təbəqəsində yerləşən elektron valent elektronu adlanır. Işıq isə yüksək tezlikli dəyişən elektromaqnit sahəsidir. Atomun daxili elektronlarının məxsusi tezliyi işıq rəqslərinin tezliyindən çox böyük



Şəkil 1.

olduğundan, işıq həmin elektronları rəqsə gətirə bilmir. Daxili elektronları yalnız yüksək tezlikli rentgen şüalarının təsiri ilə rəqsə gətirmək olur. Işığın dispersiyasına səbəb öz atomları ilə nisbətən zəif əlaqədə olanda valent elektronlarının işığın elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsiridir. Ona görə də bu elektronlar optik elektronlar adlanır.

Sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığını təyin etmək üçün nisbi dielektrik nüfuzluluğunun dəyişən elektrik sahəsi tezliyindən asılılığını tapaq. Əgər mühitin vahid həcmində N sayda eyni növ atom varsa və induksiyanmada hər atomdan bir elektron iştirak edərsə, onda vahid həcmdə induksiyananan cəm moment, yaxud mühitin polyarizəlməsi

$$P = Np = erN$$

olar. Əgər mühiti təşkil edən atomlar eyni növ olmasa və induksiyanmada hər atomda bir elektron yox, bir neçə elektron iştirak etsə, başqa sözlə desək, mühitdə i növ atom varsa və hər atomun dipol momenti $p = e_i r_i$ -dirsə, onda cəm moment

$$P = \sum N_i e_i r_i$$

olacaqdır.

Məlumdur ki, elektrik induksiyası ilə polyarizəlmə vektoru arasında əlaqə

$$D = E + 4\pi P$$

kimidir. $D = \varepsilon E$ olduğundan

$$\varepsilon E = E + 4\pi N e r \quad (1)$$

yaza bilərik.

(1) ifadəsinə daxil olan r yerdəyişməsi E sahəsi ilə təyin olunur. Deməli ε -nu təyin etmək üçün işıq sahəsinin təsiri ilə, yəni elektronun məcburi r yerdəyişməsini təyin etmək lazımdır. Bunun üçün isə elektrona təsir edən bütün qüvvələri nəzərə almaqla onun hərəkət tənliyini yazmalıyıq. Bu məqsədlə optik elektrona təsir edən qüvvələri müəyyənləşdirək.

1. Saxlayıcı qüvvə. Təcrübələr göstərir ki, bütün maddələrin istənilən izolə edilmiş atomları monoxromatik dalğa buraxır və bu dalğanın tezliyi verilmiş maddə üçün xarakterikdir. Bu tezlik hər atoma düşən orta enerjiden asılı deyil, belə ki, maddəni qızdırdıqda o dəyişmir. Monoxromatik dalğa yüklü hissəciyin harmonik rəqsi hərəkəti, harmonik rəqsi hərəkət isə elastiki və ya kvazielastiki qüvvələrin təsiri nəticəsində yaranır. Deməli, elektron atomda tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşdıqda onu tarazlıq vəziyyətinə qaytaran kvazielastiki qüvvədir:

$$F_s = -kr \quad (2)$$

Burada k -mühitin elastiklik sabiti, r -elektronun yerdəyişməsidir. (2) qüvvəsinin təsiri ilə elektronun məxsusi hərəkət tənliyi

$$m\ddot{r} = -kr$$

kimi yazılır. Burada $\ddot{r} = \frac{d^2 r}{dt^2}$ -elektronun təcildir. Son tənliyin həlli $r = r_0 \cos \omega_0 t$ şəklindədir. Burada r_0 -elektronun rəqsinin amplitud, $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ isə onun məxsusi rəqsi hərəkətinin dairəvi tezliyidir.

Onu da qeyd edək ki, (2) formasında kvazielastiki qüvvə elektronun tarazlıq vəziyyətindən kiçik meylləri üçün doğrudur. Sahənin təsirlə elektron atomdan qopa bir və atom ionlaşır. Bu güclü işığın təsirlə mümkündür (məsələn, optik kvant generatorlarında alınan lazerlərin təsirlə).

Qeyd. *İrəlidə söylədiklərimiz o vaxt ödəyir ki, elektron müsbət yüklənmiş kürənin mərkəzində yerləşsin və o tarazlıq vəziyyətindən çıxdıqda, Kulon qüvvəsi onu geri qaytarsın. Əsil həqiqətdə isə atom diametri 10^{-12} sm olan müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında fırlanan elektronlardan ibarətdir. Atom daxili prosesləri düzgün başa düşmək üçün kvant nəzəriyyəsi qanunlarına müraciət etmək lazımdır. Lakin tədqiqatlar göstərir ki, klassik qanunların köməyi ilə atomun bir çox xassələrini izah etmək olar. Xüsusi halda atomun işıq dalğaları qarşılıqlı təsirini buna misal göstərmək olar. Məsələn, dispersiyanı elektronun kvazielastiki qüvvə tərəfindən saxlanılmasını qəbul edib, izah etmək olar.*

2.Tormozlayıcı qüvvə. İrəlidə qeyd etdiklərimizdən məlum olur ki, rəqsi hərəkətə gətirilmiş elektron zaman keçdikcə enerji şüalandırır və rəqsin amplitudu kiçilir. Beləliklə onun rəqsi hərəkəti harmonik deyil, sönən olur. Harmonikliyin pozulması müxtəlif səbəblərdən ola bilər. Atomların qarşılıqlı təsiri nəticəsində rəqsi hərəkətin enerjisi istilik enerjisinə çevrilə bilər və bu da mühit atomlarının orta kinetik enerjisinə artırır. Harmonikliyin pozulması səbəbləri elektronun rəqs amplitudunu kiçildir və rəqsi hərəkətə tormozlayıcı təsir göstərir. Bu baxımdan harmonikliyi pozan bu tormozlayıcı təsiri mühitin sürtünmə qüvvəsi kimi qəbul etmək olar. Sürtünmə qüvvəsi hərəkətin əksi istiqamətdə yönəlir və sürətlə düz mütənasibdir:

$$F_T = -g \frac{dr}{dt} = -g\dot{r}$$

Burada g -sürtünmə əmsalıdır.

3.Məcburedici qüvvə. Mühitin seyrəkləşdirilmiş qaz halında olduğunu qəbul edib, ətraf molekulların təsirini nəzərə almamaq mümkün olduğundan xarici sahə tərəfindən elektrona təsir edən məcburedici qüvvəni

$$F_m = eE$$

kimi ifadə edə bilərik. Düzdür, bütövlükdə elektrona işıq dalğaları təsir edir. Həmin dalğalarının maqnit komponentinin təsiri çox zəif olduğundan, həm maqnit sahəsi yalnız hərəkətdə olan elektrik yüklərinə təsir etdiyindən, bütün praktik məsələlərdə elektromaqnit dalğasının elektrik sahəsinin təsirini nəzərə almaqla kifayətlənmək mümkün olur. Deməli, işıq sahəsinin optik elektrona təsiri elektrik sahəsi intensivliyinin təsiri ilə müəyyən olunur. Monoxromatik işıq dalğasının elektrik vektoru üçün

$$E = E_0 \cos \omega t$$

yazsaq, məcbureddici qüvvə üçün

$$F_m = e E_0 \cos \omega t$$

yaza bilərik.

Optik elektrona təsir edən hər üç qüvvəni nəzərə alıb, məcburi rəqsi hərəkət tənliyini

$$m\ddot{r} = eE - kr - g\dot{r} \quad (3)$$

kimi yaza bilərik.

(3) tənliyi **dispersiya tənliyidir**. Bu tənliyi həll etməklə r -i, deməli $P = Np = erN$ -i və bununla da $\varepsilon^2 = n$ -in atom sabitlərindən $-e, m, \omega_0, g$ və xarici məcbureddici sahənin ω tezliyindən asılılığını təyin edə bilərik və bununla da dispersiya məsələsini həll etmiş olarıq.

Sürtünmə qüvvələrinin çox kiçik olduğunu qəbul etsək, (3) ifadəsi

$$m\ddot{r} = eE - kr \quad (4)$$

şəklinə düşər. (4)-ün hər tərəfini m -ə bölək və $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ işarələnməsini qəbul edək və

(4) tənliyini

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t \quad (5)$$

şəklində yazaq. (5)-in həllini $r = A \cos \omega t$ şəklində axtaraq. Onda

$$\dot{r} = -A \sin \omega t, \ddot{r} = -A \omega^2 \cos \omega t \quad (6)$$

olar. (6)-nı (5)-də nəzərə alsaq,

$$-\omega^2 r + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t$$

və buradan

$$r = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t$$

olarıq. Son ifadəni (1)-də nəzərə alsaq,

Məxsusi tezlik (ω_0) ətrafında, yəni udma oblastında işıq tezliyinin böyüməsilə sındırma əmsalı kiçilir. Bu bildiyimiz kimi anomal dispersiyadır. Qeyd edək ki, anomal dispersiyanın fiziki mahiyyətində heç bir anomallıq yoxdur.

Beləliklə deyilənlərdən aydın oldu ki, işıq tezliyi mühit elektronlarının məxsusi tezliyindən çox böyük və ya çox kiçik olarsa, udma zəif olduğundan $g=0$ qəbul etmək olar. Yox əgər işıq tezliyi mühit elektronlarının məxsusi tezliyinə yaxın olsa, bu zaman güclü udulma baş verər və sürtünmə qüvvələri kifayət qədər böyük olar. Ona görə də biz $g = 0$ yazmaqla normal, $g \neq 0$ yazmaqla isə anomal dispersiya aldığımızı. Deməli, normal dispersiya udma oblastından uzaqlarda, anomal dispersiya isə udma oblastında müşahidə olunur.

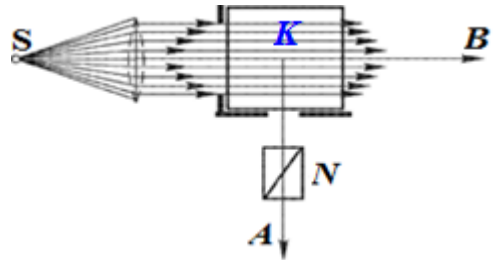
4.3.3. Işığın bulanıq mühitlərdə səpilməsi

Təcrübələr göstərir ki, işıq optik bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılır. Lakin, mühitin bircinsliyi pozulduqda müxtəlif istiqamətlərdə yayılma müşahidə olunur. Işığın mühitdə öz ilkin istiqamətindən meyl edərək ətrafa yayılması hadisəsi səpilmə adlanır. Işığın səpilməsinə səbəb mühitdə optik qeyri bircinsliliyin olmasıdır. Qeyri bircins mühitə bulanıq mühit də deyirlər.

Optik qeyri bircinslik əksər hallarda bir aqreqat halında olan maddə hissəciklərinin digər aqreqat halındakı maddədə paylanması nəticəsində yaranır. Məsələn, qaz daxilində paylanmış bərk cisim zərrəciklərindən ibarət mühit (*tüstü*), atmosferdəki su buxarı (*duman*), maye daxilində paylanmış bərk cisim hissəciklərindən ibarət sistem (*suspenziya*), bir biri ilə qarışmayan iki mayedən ibarət (*emulsiya*) optik qeyri-bircins mühitlərdir.

Tindal təcrübələri. Işığın bulanıq mühitlərdə səpilməsi ilk dəfə təcrübə olaraq Tindal tərəfindən (1869-cu ildə) öyrənildiyindən elmi ədəbiyyatlarda bu səpilmə bir qayda olaraq **Tindal hadisəsi** adlanır.

Tindal, təcrübəsi sxematik olaraq şəkil 1-də təsvir olunmuşdur. Kub formalı şəffaf **K** küveytinə təmiz su tökülür və **S** mənbəyindən paralel işıq dəstəsi salınır və düşmə istiqaməti ilə müxtəlif bucaqlar təşkil edən istiqamətlərdə səpilən işıq müşahidə edilir. Küveytə **B** istiqamətində baxdıqda işığın suda izi görünür. **A** istiqamətində yandan baxdıqda isə iz görünmür. Suyu bir damla ətir və ya süd əlavə etdikdə



Şəkil 1. Tindal təcrübəsinin sxemi

bulanıq mühit yaranır. Ölçüləri görünən işığın dalğa uzunluğuna nisbətən kiçik olan ($0,2 \div 0,1\lambda$ -dan böyük olmayan) az miqdarda zərrəcikləri olan mühitə intensiv işıq

dəstəsini yönəltərkən küveytə **B** istiqamətində qarşıdan baxdıqda qırmızı rəng, **A** istiqamətdə yandan müşahidə etdikdə mavi rəng görünür.

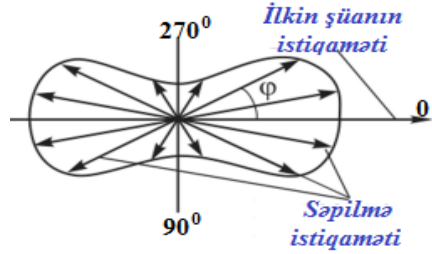
Səpilən işığın polyarlaşmasını müəyyən etmək məqsədilə Nikol prizmasından istifadə olunur. **S** işıq mənbəyindən təbii işıq şüalanmasına baxmayaraq, **N** nikol prizması vasitəsilə $\varphi = 90^\circ$ bucaq altında səpilən şüaların tam xətti polyarlaşdığı müəyyənəldir. Düşən işıq təbii olduqda, səpilən işığın intensivliyinin səpilmə bucağından asılılığını

$$I_\varphi = I_\perp (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

ifadəsi ilə müəyyən olunur. Burada I_φ və $I_\perp$ uyğun olaraq φ və $\frac{\pi}{2}$ bucaqları altında səpilən işığın intensivlikləridir.

Müxtəlif istiqamətlərdə səpilən işığın intensivliyinin ilkin şüa dəstəsinin oxuna nəzərən simmetrik olur. Səpilən işığın intensivliyinin işığın düşmə istiqaməti ilə səpilmə müşahidə olunan istiqamət arasındakı bucaqdan (səpilmə bucağından) asılılığını təsvir edən əyri səpilmə indikatrəsi (səpilən işıq intensivliyinin səpilmə bucağından asılılığı) adlanır (Şəkil 2).

Reley səpilməsi. Işıqın bulanlıq mühitdə səpilmə nəzəriyyəsi ilk dəfə 1889-cu ildə Reley tərəfindən verilmişdir. O, daxilində çox kiçikölçülü (*düşən işığın dalğa uzunluğuna nəzərən*) kürəciklər paylanmış səlt mühitdə yayılan təbii işığın səpilmə məsələsini təhlil edərək ölçüsü $0.1\lambda \div 0.2\lambda$ tərtibində olan sferik formalı hissəciklərdən səpilən işığın intensivliyi üçün aşağıdakı ifadəni almışdır:



Şəkil 2. Səpilmə indikatrəsi

$$I_\varphi = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N(V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \varphi) \quad (2)$$

Burada, I_0 – düşən işığın intensivliyi, V' – səpici mühitin həcmi, N – bu həcmdəki zərrəciklərin sayı, ε_0 səlt mühitin, ε isə onun daxilindəki kürəciklərin dielektrik nüfuzluqları, L – səpici zərrəcikdən müşahidə nöqtəsinədək məsafə, φ – səpilmə bucağıdır. Reley bu düsturu çıxararkən ayrı-ayrı səpici zərrəciklərdən gələn ikinci dalğaların nizamsız istilik hərəkətinin təsiri nəticəsində qeyri-koherent olduğunu qəbul etmişdir. Məhz bu səbəbdən Reley səpilən işığın intensivliyini hesablayarkən səpilən dalğaların amplitudlarını yox, məhz intensivliklərini toplamışdır.

Reley düsturundakı $\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2$ vuruğunu optik qeyri bircinslik ölçüsü kimi qəbul etmək olar. (2) düsturundan göründüyü kimi, $\varepsilon = \varepsilon_0$ olduqda $I_\varphi = 0$ olur, yəni

mühitin və onun daxilində paylanan zərrəciklərin dielektrik nüfuzluqları eyni olduqda (*optik qeyri-bircinslik mövcud olmayanda*) işığın səpilməsi baş vermir.

Reley qanununa görə səpilən işığın intensivliyi səpici zərrəciyin radiusunun altıncı dərəcəsi ilə düz, dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs (tezliyin dördüncü dərəcəsi ilə düz) mütənasibdir:

$$I_{\varphi} \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

Əvvəllər işığın atmosferdə səpilməsini atmosferin tərkibində olan toz zərrəcikləri ilə əlaqələndirirdilər. Lakin, kənar aşqarlardan təmizlənmiş mühitlərdə də işığın səpilməsi müşahidə olunur. Uca dağ zirvələrində aparılan təcrübələr, hava təmiz olduqca, səmanın rəngi daha çox maviləşdiyini və səpilən işığın daha mükəmməl polyarlaşdığını göstərir.

İdeal təmiz mühitlərdə optik qeyri bircinsliyin əmələ gəlməsi, mühitin molekullarının xaotik istilik hərəkəti nəticəsində yaranan sıxlıq fluktsiyalarının mövcudluğu (*M.Smolxovski 1908*) ilə əlaqədardır. Sıxlıq fluktsiyası sındırma əmsalının və ya dielektrik nüfuzluğunun fluktsiyasına gətirir ki, bu da optik qeyri bircinsliyə səbəb olur. Reley bu fakta əsaslanaraq, işığın atmosferdə səpilmə məsələsinə bir daha yenidən qayıtmış və səmanın mavi rəngini havanın molekulyar quruluşu ilə əlaqələndirmişdir.

Atmosferdən səpilən işığın intensivliyinin ölçülməsi Reley düsturundan istifadə edərək vahid həcmdəki molekulların sayını və ona əsasən də Avogadro ədədini təyin etməyə imkan verdi. Alınmış nəticənin məlum qiymətə yaxın olması Reley düsturunun qazlar üçün kəmiyyətə doğru olduğunu təsdiq edir.

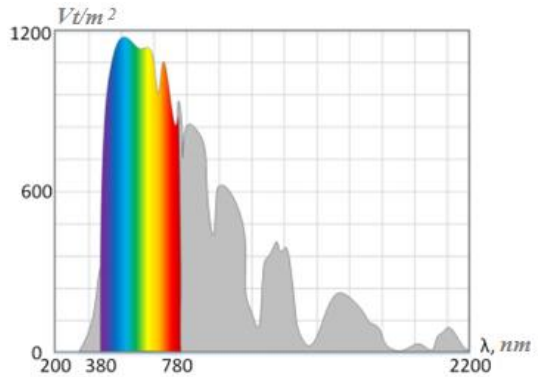
Üfüqün qırmızı, səmanın mavi rəngi. Səpilən işığın intensivliyinin dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasib olması $\left(I \sim \frac{1}{\lambda^4} \right)$ Reley qanunu

adlanır. Günəşin çıxma və batma zamanı üfüqün qırmızı rəngdə görünməsi, eləcə də səmanın mavi rəngi işığın səpilməsi ilə izah olunur. İşığın səpilməsi baş verməsəydi səmanı mütləq qara, Günəş və ulduzları isə mütləq qara fonda parlayan cisimlər kimi görərdik.

Məlumdur ki, Yer atmosferi müxtəlif qazların: 78% - azot, 21% - oksigen və 1% - digər qazlar (arqon, neon, karbon qazı və s.) qarışığıdır. Yer in səthinə çatan günəş işığı hər dalğa uzunluğu üçün fərqli şüalanma intensivliyi olan müxtəlif şüaların uzunluqlarının məcmusudur. Yer in atmosferindən keçərkən bu şüalar hava molekullarından və xırda toz hissəciklərindən səpilir. Reley qanunundan göründüyü kimi, spektrin qısal dalğalı hissəsi olan bənövşəyi və mavi hissəsi uzundalğalı

hissəsinə nisbətən daha intensiv səpilir. Məsələn, dalğa uzunluğu qırmızı işığın dalğa uzunluğundan təxminən 1,5 dəfə qısa olan mavi işıq 5 dəfə intensiv səpilir.

Bunun nəticəsində göy bənövşəyi-mavi rəngə çevrilməlidir. Buna baxmayaraq, göyün mavi rəngini müşahidə edirik. Bu aşağıdakı iki səbəblə izah olunur: birincisi, Şəkil 3-ə görə, günəş şüalanmasının maksimum intensivliyi spektrin mavi-yaşıl hissəsinə düşür, ikincisi, insan gözü mavi (bənövşəyi ilə müqayisədə) rəngə daha həssasdır.



Şəkil 3. Günəş şüalanmasının spektri

Günəş şəfqdə doğarkən və ya üfüqdə batarkən işıq şüaları yer səthinə toxunan istiqamətdə yönəldiyindən, onun atmosferdə keçdiyi yol, gündüz keçdiyi yoldan xeyli çox olur. Atmosferin daha qalın təbəqəsindən keçən təbii işıq yaşıl, mavi və bənövşəyi hissələri daha çox səpələnir və süzülür. Işıq gözlərimizə çatdıqda və başımızın üstündəki buludlar - əsasən sarı, narıncı və xüsusilə qırmızı rəngdə görsənir. Buna görə bəzən elə görünür ki, gün batanda və doğanda göy sanki yanır.

Daha dəqiq desək, səmanın rəngi Reley qanunu ilə yanaşı, həm də Günəş şüalanmasının spektral tərkibi və gözün spektral həssaslığı (nisbi görmə funksiyası) ilə də əlaqədardır.

Mi səpilməsi. (Mie scattering) Reley nəzəriyyəsi molekulardan və radiusu 0.03λ –dan kiçik olan sferik hissəciklərdən səpilməni kifayət qədər yaxşı ifadə edir. Səpici hissəciklərin ölçüsü böyükdə Reley nəzəriyyəsindən kənara çıxmalar müşahidə olunur. Hissəciklərin ölçüləri 0.05λ –dan böyük olduqda Reley düsturu ödənilmir və aşağıdakı xarakterik kənara çıxmalar müşahidə olunur:

1. Səpilən işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə deyil, ikinci dərəcəsi ilə tərs mütənəsb olur;
2. Səpilən işıq yalnız qismən polyarlaşmış olub və polyarlaşma dərəcəsi səpici hissəciklərin ölçü və forması ilə müəyyən olunur.
3. Səpilmə indikatrisi işığın düşmə istiqamətinə və həmin istiqamətə perpendikulyar xəttə nəzərən simmetrik olmur.

Işıq nisbətən böyük ölçülü ($radiusur > 0.05\lambda$ olan) hissəciklərdən səpilməsinə baxarkən Mi nəzəriyyəsindən (Qustav Mi, 1868 — 1957) istifadə etmək lazımdır. Səpilmənin Mi nəzəriyyəsində hissəciklərin ölçüsü nəzərə alınır və səpilmə $\alpha = kr = \frac{2\pi r}{\lambda}$ kiçik parametrinə nəzərən sıra şəklində ifadə olunur. Göründüyü kimi,

bu nəzəriyyədə səpici hissəciyin mütləq ölçüsü deyil, hissəciyin ölçüsünün dalğa uzunluğuna nisbəti yer alır. Spektrin ultrabənövşəyi oblastında, müəyyən radiuslu hissəciklərdən səpilmə qanunauyğunluğu, spektrin qırmızı oblastının radiusu təqribən iki dəfə böyük olan hissəcikdən səpilmə ilə eyni olur. Mi nəzəriyyəsi yalnız sferik formalı hissəciklərdən səpilməyə aid olsa da, “Mi səpilməsi” termini digər formalı hissəciklərdən səpilmələrdə də istifadə olunur.

Riyazi olaraq Mi nəzəriyyəsi dielektrik, maqnit nüfuzluqları və elektrik keçiriciliyi ilə xarakterizə olunan ixtiyari radiuslu sferik hissəcik səthində sərhəd şərtləri ilə Maksvel tənliklərinin həllinə gətirilir. Səpilmə haqqında bütöv informasiya verən həll sıra şəkilində alınır.

Reley səpilməsi ilə müqayisədə Mi səpilməsi bir sıra fərqli parametrlərə malikdir.

Birinci fərq, Reley səpəlməsi zamanı səpici hissəcik həcmində bütün elementar səpicilər (molekullar) koherent şüalanırlar. Hissəciyin ölçüsünün artması ilə (Reley nəzəriyyəsindən Mie nəzəriyyəsinə keçid) bir hissəcik içərisində elementar səpicilərin sayı artır, elementar səpicilərin yenidən şüalanması nəticəsində bir hissəciyin içərisində elementar səpicilər fərqli elektromaqnit sahələrində olurlar.

İkinci fərq, şüalanma intensivliyinin səpəlmə istiqamətindən (səpəlmə indikatrisinin başqa bir növü) güclü şəkildə asılı olduğu özünü göstərir. Reley səpilməsində bir hissəcikdəki elementar səpicilərdən şüalanmalar istiqamətdən asılı olmadan, eyni fazada olduqlarından interferensiya yaradırlar. Mi səpəlməsi zamanı həm elementar dağıntıqların özləri arasındakı faza fərqi, həm də bu dağıntılar arasındakı məsafələrin hesabına yaranan fazalar fərqi nəzərə alınır. Bu vəziyyətdə şüalanma intensivliyi istiqamətdən asılı olur. Hissəciyin ölçüsünün artması ilə qabağa və arxaya səpilmədə asimetriya yaranır, qabağa səpilmə üstünlük təşkil edir.

4.3.4. Işığın udulması

Işıq dalğası elektromaqnit sahəsinin enerjisini daşıyır. Işıq bir maddədən keçdikdə onun enerjisinin bir hissəsi elektronlarda rəqsi həyəcanlanmalara sərf olunur. Bu enerjinin bir qismi, elektronların rəqsi nəticəsində ikinci dalğa kimi yaranan şüalanmaya, digər qismi isə atomların hərəkətinə, yəni maddənin daxili enerjisinə çevrilir. Keçən dalğanın enerjisini müxtəlif proseslərə sərf olunması zamanı udulma baş verir və intensivliyi azalır. Bu proseslərə dalğa enerjisinin cismin daxili enerjisinə çevrilməsi, başqa tezlik diapazonunda ikinci şüalanma, fotokimyəvi reaksiyalarda ionlaşma və s. aiddir. Işığın udulması maddənin qızmasına və ya atom

və molekulların həyəcanlanmasına, fotokimyəvi proseslərə və s. səbəb olur. **Buna görə də işıq maddədən keçərkən onun intensivliyi azalır.**

İşığın udulması zamanı rəqslər sönür, dalğa yayıldıqca elektrik toplananın amplitudu azalır. Buna görə də maddəni keçən işığın intensivliyi zəifləyir (Şəkil 1).

Buger-Lambert qanunu. Bircins mühitdə işığın udulmasının əsas qanunu, işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin detallarına varmadan energetik mülahizələr əsasında almaq olar. İntensivliyi I_0 olan ν tezlikli monoxromatik müstəvi işıq dalğasını bircins maddə təbəqəsi üzərinə perpendikulyar istiqamətdə yönəldək (Şəkil 1, b).

Xəyalən bütün təbəqəni elə elementar dx qalınlıqlı laylara bölək ki, hər birində udulma nəticəsində intensivliyin dəyişməsi dI ondan keçən intensivliyə I nəzərən çox kiçik olsun. Işıq seli en kəsiyinin sahəsi vahid olan dx qalınlıqlı təbəqədən keçdikdə intensivliyin azalması düşən işığın intensivliyi və uducu təbəqədə dalğanın keçdiyi yolun uzunluğu ilə mütənasibdir:

$$dI = -\alpha I dx.$$

Burada mənfi işarəsi dx lay qalınlığını keçən işığın intensivliyin azaldığını göstərir. α – mütənasiblik əmsalı olub işığın udulma əmsalı adlanır.

Mühitin l qalınlığında işığın udulmasını təyin etmək üçün alınan ifadəni dəyişənlərinə ayırıb, sonra inteqrallasaq

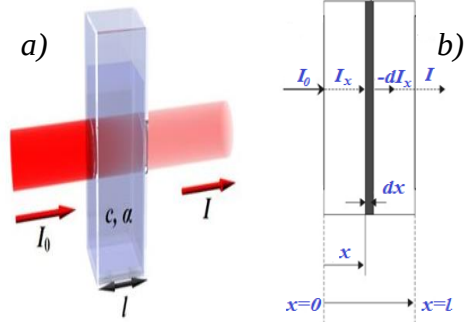
$$\frac{dI}{I} = -\alpha dx, \int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^l \alpha dx$$

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (1)$$

ifadəsini alırıq. Burada I_0 mühit üzərinə düşən, I isə l qalınlıqlı təbəqədən çıxan işığın intensivlikləridir. (1) ifadəsindən görüldüyü kimi maddədən keçən işığın intensivliyi eksponensial qanunla azalır (Şəkil 2).

1729-cu ildə fransız alimi P.Buger (P. Bouguer) tərəfindən təcrübi olaraq müəyyən edilmiş, 1760-cı illərdə alman alimi İ.Lambert (J. Lambert) tərəfindən hərtərəfli öyrənilmiş bu ifadə **Buger-Lambert qanunu** adlanır. Bu qanun udulma prosesinin işıq dəstəsinin intensivliyindən asılı olmadığını göstərir.

α – udulma əmsalı maddənin növünü xarakterizə edən kəmiyyətdir. (1) -dən görüldüyü kimi $\alpha = \frac{1}{x}$ olduqda, $I = \frac{I_0}{e}$ olur. *Udma əmsalı ədədi qiymətcə, işıq*



Şəkil 1. Işığın udulması

intensivliyinin $e = 2.72$ dəfə azaldığı lay qalınlığının tərs qiymətinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

Sındırma əmsalı kimi udma əmsalı da mühitin makroskopik optik xarakteristikası olmaqla, düşən işığın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılıdır. Udma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı materialın udma spektrini təyin edir.

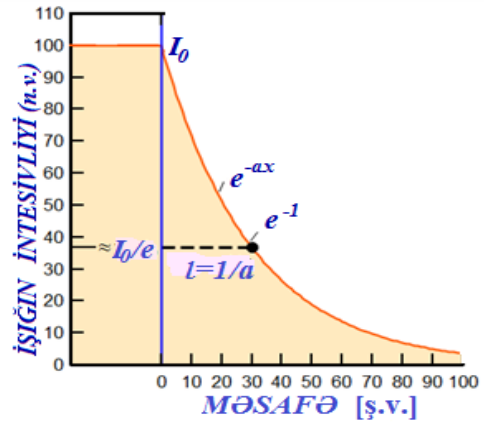
Atomları praktiki olaraq bir biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan maddələrin (biratomlu qazlar və kiçik təzyiqlərdə metal buxarları) udulma əmsalı sıfıra yaxındır və çox dar spektral oblastlarda kəskin maksimumlar müşahidə olunur. İzolə olunmuş atomlar xətti spektrə malik olur.

Maye və bərk cisimlərdə quruluş elementləri arasında güclü qarşılıqlı təsir olduğundan elektron və ionların rəqsi hərəkətinin xarakterinə güclü təsir edir. Odur ki, belə mühitlərdə udma oblastları kifayət qədər genişdir.

Dielektriklərdə sərbəst elektronlar olmadığından udulma əmsalı böyük deyil ($\sim 10^{-3} - 10^{-5} \text{ sm}^{-1}$). Ancaq onlarda dalğa uzunluğunun müəyyən intervallarında atom və molekulların elektronlarının məcburi rəqslərindəki rezonansla əlaqədar işığın kəskin udulması müşahidə olunur.

Metallar üçün udulma əmsalı böyük qiymətlər alır (təxminən $10^3 - 10^5 \text{ sm}^{-1}$) və ona görə də metallar işıq üçün qeyri-şəffaf olur. Işıq dalğasının təsiri ilə metallardakı sərbəst elektronlar sürətlə dəyişən elektrik cərəyanlarının yaranmasına səbəb olur və mühitdə Coul-Lens istiliyi ayrılır.

Udulma əmsalının və sındırma əmsalının işığın dalğa uzunluğundan tipik asılılığı (udulma zolağı oblastında) 4.3.2 yarım fəslindəki şəkil 2-də təsvir olunmuşdur. Şəkildən görünür ki, anomal dispersiya udulma zolağı daxilində müşahidə olunur.



Şəkil 2. Udma əmsalı

FƏSİL 4.4. KVANT OPTİKASI

4.4.1. İstilik şüalanması və onun əsas xarakteristikaları

Şüalanma istilik, soyuq (lüminessent), Çerenkov şüalanma növləri olmaqla üç yerə bölünür. Cismin daxili enerjisi hesabına enerji şüalanması istilik və ya temperatur şüalanması adlanır. Hər hansı çətin əriyən metallı ərimə temperaturuna qədər qızdırsaq, bütün temperaturlarda istilik şüalanmasının mövcud olmasını müşahidə etmək olar. Metal qızma dərəcəsindən asılı olaraq müxtəlif elektromaqnit dalğaları buraxır. Belə ki, metallı qızdırarkən o, əvvəlcə uzun elektromaqnit dalğaları (infraqırmızı şüalar), sonra qızaraq görünən şüalar və nəhayət yuxarı temperaturlarda ağararaq böyük tezlikli elektromaqnit dalğaları (ağ işıq) buraxılır.

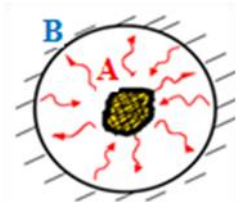
Digər şüalanmadan fərqli olaraq, istilik şüalanması termodinamik tarazılığa gətirilə bilən şüalanmadır. Termodinamik tarazılıq dedikdə cisim və şüalanma arasında enerjinin paylanması dəyişməməsi nəzərdə tutulur. Bu halda şüalanmanın dəyişməz qalmasını təmin etmək üçün cismə şüalanma nəticəsində enerjinin azalmasına uyğun istilik miqdarı vermək lazımdır. Tarazlıq şüalanması zamanı cisim və şüalanma arasında enerjinin paylanması hər bir dalğa uzunluğu üçün dəyişməz qalır. Başqa sözlə hər bir dalğa uzunluğunda nə qədər enerji şüalandırılırsa, o qədər də udulur.

Məsələn, hər hansı şüalanan A cismini ideal əksətdirici B təbəqəsi ilə əhatə etsək, şüaların əks olunması nəticəsində belə tarazılıq yaranacaqdır (Şəkil 1). Belə termodinamik tarazılıq zamanı cisimlərin temperaturu dəyişmir.

Məlumdur ki, cismin səthinə düşən işıq selinin (şüalanma enerjisinin) bir hissəsi əks olunur, bir hissəsi udulur və bir hissəsi isə cisimdən keçir. Uduan enerjinin atomların istilik hərəkəti enerjisinə çevrilməsi nəticəsində cisim qızır. Öz növbəsində qızmış bütün cisimlər müxtəlif uzunluqlu elektromaqnit dalğaları vasitəsilə şüa enerjisi buraxır.

İstilik şüalanması tarazlıqda olan proses olduğundan və XIX əsrdə termodinamika yalnız tarazlıqda olan proseslər üçün işlənib hazırlandığına görə, bu dövrdə istilik şüalanmasının nəzəriyyəsinin yaradılması xüsusi maraq kəsb etmişdir.

İstilik şüalanması kəsilməz spektrə malik olub, bütün temperaturlarda baş verir. Aşağı temperaturlarda infraqırmızı oblasta düşən, kiçik tezlikli elektromaqnit dalğaları şüalandırılır. Temperatur artanda buraxılan istilik şüalanmasının ümumi enerjisi də artır, şüalanmanın maksimumuna uyğun dalğa uzunluğu qısa dalğalı



Şəkil 1

oblasta tərəf sürüşür. Şüalanma intensivliyinin tezliyə (və ya dalğa uzunluğuna) görə paylanması spektrindəki maksimum cismin temperaturundan asılı olur.

Elektromaqnit sahəsinin energetik xarakteristikası üçün əsas parametrlər elektromaqnit dalğaları tərəfindən daşınan enerji selidir. İstilik şüalanmasını kəmiyyətə xarakterizə etmək üçün inteqral və spektral (differensial) parametrlərindən istifadə olunur. İnteqral (tam) şüalanma seli, vahid zamanda hər hansı səthdən elektromaqnit dalğalarının daşdığı enerji miqdarı ilə xarakterizə olunur. Φ şüa enerji seli həm də şüalanma gücünü xarakterizə edir. Elektromaqnit şüalanmasının spektral monoxromatik enerji seli

$$\Phi_{\lambda} = \frac{d\Phi}{d\lambda} \quad (1)$$

kimi ifadə olunub, şüalanan cismin təbiətindən, dalğa uzunluğundan və temperaturundan asılıdır. (1) ifadəsindən alınır ki, tam şüalanma enerji seli şüalanan cismin təbiətindən və onun temperaturundan asılıdır.

$$\Phi = \int_0^{\infty} \Phi_{\lambda} d\lambda$$

Cismin istilik şüalanması iki əsas kəmiyyətlə xarakterizə olunur:

- a) inteqral şüaburaxma qabiliyyəti;
- b) spektral monoxromatik şüaburaxma qabiliyyəti.

İnteqral şüaburaxma qabiliyyəti ədədi qiymətə vahid zamanda, vahid səthdən bütün istiqamətlərdə, bütün dalğa uzunluqları intervallarında buraxılan enerji selidir:

$$R(T) = \frac{\Phi}{S}$$

S - qızdırılmış cismin şüalandırıcı səthin sahəsidir.

Vahid səthdən vahid zamanda vahid dalğa uzunluğu intervalında şüalandırılan enerji $R(\lambda, T)$ cismin spektral monoxromatik şüaburaxma qabiliyyətlidir:

$$R_{\lambda, T} = \frac{dR}{d\lambda} \quad (2)$$

düsturu ilə təyin olunur.

(2) ifadəsini tezliyin funksiyası şəklində də ifadə etmək olar. Nəzərə alsaq ki,

$$R(\lambda, T)d\lambda = R(\nu, T)d\nu$$

Onda $R(\lambda, T) = R(\nu, T) \frac{d\nu}{d\lambda}$ yazmaq olar. Elektromaqnit dalğalarının tezliyi ilə dalğa uzunluğu arasında $c = \lambda\nu$ münasibətindən

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$$

alırıq. Mənfi işarəsi ν və λ kəmiyyətlərindən biri artdıqda digərinin azalmasını göstərir. Mənfi işarəsini nəzərə almasaq

$$R(\lambda, T) = \frac{c}{\nu^2} R(\nu, T)$$

yaza bilərik.

İnteqral şüaburaxma qabiliyyəti spektral monoxromatik şüaburaxma qabiliyyətinin cəmi kimi təyin olunur. (2)-dən

$$R(T) = \int dR(T) = \int_0^{\infty} R(\lambda, T) d\lambda$$

Əgər 2-ci şəkildə göstərilən kimi cismin üzərinə düşən ($\lambda, \lambda + d\lambda$) intervalında dalğa uzunluğundakı monoxromatik işıq enerjisini $\Phi_{düş}$ ilə, udulan hissəsini Φ_{ud} ilə, qayıdan hissəsini Φ_{qay} və cisimdən keçən hissəsini $\Phi_{keç}$ şəklində göstərsək, enerjinin saxlanma qanununa əsasən yaza bilərik:

$$\Phi_{düş} = \Phi_{qay} + \Phi_{ud} + \Phi_{keç}$$

Bərabərliyin hər iki tərəfini $\Phi_{düş}$ kəmiyyətinə böldükdə

$$\frac{\Phi_{qay}}{\Phi_{düş}} + \frac{\Phi_{ud}}{\Phi_{düş}} + \frac{\Phi_{keç}}{\Phi_{düş}} = 1$$

Burada $\frac{\Phi_{ud}}{\Phi_{düş}} = a_{\nu T}$ - spektral şüaudma, $\frac{\Phi_{qay}}{\Phi_{düş}} = r_{\nu T}$ - spektral şüaqaytarma,

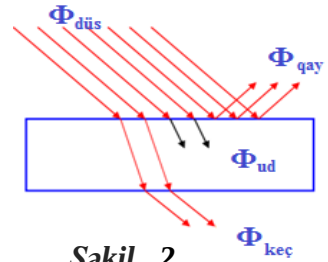
$\frac{\Phi_{keç}}{\Phi_{düş}} = D_{\nu T}$ - spektral şüakeçirmə qabiliyyəti adlanır. Bu sonuncu ifadə mühitin şəffaflığını xarakterizə edir. Bu kəmiyyətlər

$$a_{\nu T} + r_{\nu T} + D_{\nu T} = 1 \quad (3)$$

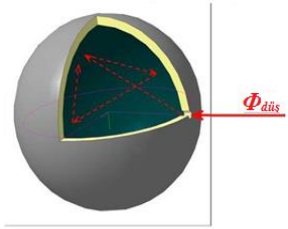
münasibətilə əlaqələndirilir. Əgər cisim qeyri-şəffaf olarsa, onda $D_{\nu T} = 0$ qəbul olunur və (3) ifadəsi $a_{\nu T} + r_{\nu T} = 1$ kimi yazılır.

Temperaturdan asılı olmayaraq bütün tezliklərdə üzərinə düşən şüa enerjisini udmayaraq tamamilə qaytaran cisimlər *mütləq ağ* ($a_{\nu T} = 0$, $r_{\nu T} = 1$), əksinə qaytarmayaraq tamamilə udan cisimlər *mütləq qara* ($a_{\nu T} = 1$, $r_{\nu T} = 0$) cisimlər adlanır.

Təbiətdə mütləq qara cisim mövcud deyil. Qrum, qara məxmər müəyyən tezlik intervalında öz udma qabiliyyətlərinə görə mütləq qara cismə yaxındır. Üzərində kiçik yarıq olan qapalı boşluq kifayət qədər mükəmməl mütləq qara cisim modeli rolunu oynaya bilər. Yarıqdan qabın içərisinə daxil olan şüa divarlardan çoxsaylı əks olunmalara məruz qalır və hər dəfə də müəyyən qədər udulur. Bunun nəticəsində şüa enerjisi tamamilə daxili enerjiyə çevrilir (Şəkil 3).



Şəkil 2



Şəkil 3

Udma qabiliyyəti vahiddən kiçik və bütün tezlik diapazonlarında eyni olan, yalnız temperaturdan, cismin materialından və səthin vəziyyətindən asılı olan cisimlərə *boz cisimlər* deyilir. Mütləq boz cismin udma qabiliyyəti üçün

$$a_{boz}(\nu, T) = A(T) = const < 1$$

münasibəti doğrudur.

4.4.2. İstilik şüalanmasının əsas qanunları

1.Kirxhof qanunu. Cismin şüaburaxma və şüaudma qabiliyyətləri arasındakı riyazi asılılıq termodinamik yolla nəzəri olaraq 1859-cu ildə Alman alimi Kirxhof tərəfindən verilmişdir. O göstərmişdir ki, şüalanma qabiliyyətinin udma qabiliyyətinə olan nisbəti, mütləq qara cisim də daxil olmaqla, təbiətdəki bütün cisimlər üçün eyni olub, verilmiş temperaturda tezlikdən (dalğa uzunluğundan) asılı olan universal funksiyadır:

$$\frac{r(\nu, T)}{a(\nu, T)} = E(\nu, T)$$

Bu funksiya universal Kirxhof funksiyası adlanır. Mütləq qara cisim üçün $a(\nu, T) = 1$ olduğundan $r(\nu, T) = E(\nu, T)$ olur. Deməli, universal Kirxhof funksiyası mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətidir.

İstənilən cismin şüaburaxma qabiliyyətinin şüaudma qabiliyyətinə nisbəti verilmiş temperatur və tezlikdə sabit olub, həmin temperatur və tezlik üçün mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinə bərabərdir.

Klassik fizikanın qarşısında duran əsas məsələlərdən biri də $E(\nu, T)$ universal Kirxhof funksiyasının tezlik və temperaturdan asılılığının aşkar şəklinin nəzəri olaraq hesablanması idi.

2.Stefan-Bolsman qanunu. 1879 – cu ildə Stefan müəyyən etmişdir ki, cisimlərin inteqral (bütün tezliklər üzrə cəmlənmiş) şüalandırma qabiliyyəti mütləq temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir.

$$R(T) = \int_0^{\infty} R(\nu, T) d\nu = \sigma T^4$$

1884–cü ildə Bolsman termodinamik mülahizələrə əsaslanaraq ancaq mütləq qara cisim üçün bu ifadənin doğruluğunu sübut etmişdir.

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4$$

Burada, təcrübi faktlardan alınmış mütənasiblik əmsalı $\sigma = 5.672 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{m^2 \cdot K^4}$ Stefan-Bolsman sabiti adlanır. Kirxhof qanununa uyğun olaraq daxil

edilmiş $r(\nu, T) = E(\nu, T)$ universal funksiyasının aşkar ifadəsinin tapılmasında Stefan-Bolsman qanunu ilk addım oldu. Lakin bu qanun mütləq qara cismin integral şüalandırma qabiliyyətinin temperatur asılılığının xarakterini müəyyən etsə də, şüalanma enerjisinin tezlikdən asılılığı haqqında heç bir məlumat vermir.

3. Vin qanunu. $E(\nu, T)$ funksiyasının tapılmasında ikinci mühüm addım Vin tərəfindən müəyyən edilmiş qanun oldu. 1893 – cü ildə Vin termodinamika və elektrodinamika qanunlarına istinad edərək göstərmişdir ki, mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti yeganə arqumenti $\frac{\nu}{T}$ olan funksiya ilə tezliyin kubu hasilinə bərabərdir.

$$E(\nu, T) = \nu^3 \cdot F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (1)$$

$F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ – funksiyanın açıq şəkli Vinə məlum deyildi. O, yalnız $\left(\frac{\nu}{T}\right)$ arqumentindən asılı olan universal funksiyaadır. Bu qanunun da $E(\nu, T)$ - nin tezlikdən aşkar şəkildə asılılığını verməsə də, ondan bir neçə əhəmiyyətli nəticələr alınır. Təcrübi yollarla müəyyən edilmişdir ki, verilmiş temperaturda mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti (şüalanma enerjisi) tezliyə görə qeyri-bərabər paylanır və həm də temperaturun artması ilə maksimum enerjiyə uyğun gələn tezlik böyük tezliklər tərəfə sürüşür (Şəkil 1).

(1) düsturu ilə ifadə olanan $E(\nu, T)$ funksiyasının maksimumunu $E'_\nu = 0$ şərtindən axtarmaq olar:

$$3\nu^2 F\left(\frac{\nu}{T}\right) + \nu^3 F'\left(\frac{\nu}{T}\right) \cdot \frac{1}{T} = 0$$

$$\nu^2 \left(F\left(\frac{\nu}{T}\right) + \frac{\nu}{T} \cdot F'\left(\frac{\nu}{T}\right) \right) = 0$$

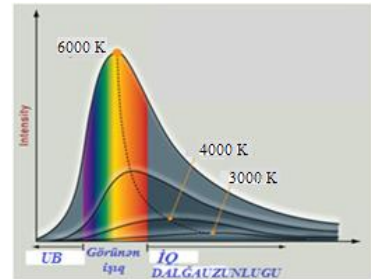
Diferensial tənliyini alırıq ki, bu tənliyin həllinin olması

$\frac{\nu_m}{T} = \text{const}$ olmasını tələb edir. $c = \nu\lambda$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\frac{c}{\lambda_m T} = \text{const} \text{ və ya } \lambda_m T = b \quad (2)$$

ifadəsini alırıq. Burada b temperaturdan asılı olmayan Vin sabitidir və təcrübədən təyin edilir $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ alınmışdır.

(5) ifadəsi Vinin yerdəyişmə qaydası adlanır. Buradan göründüyü kimi, *maksimum şüalandırma qabiliyyətinə uyğun gələn dalğa uzunluğu mütləq temperaturla tərs mütənəsbdir*. Başqa sözlə, mütləq temperatur artdıqca $E(\nu, T)$ funksiyasının maksimumu qısa dalğalar oblastına doğru yerini dəyişir.



Şəkil 1

$F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ funksiyasının ifadəsi naməlum qalsa da, Vin düsturu mütləq qara cismin şüalanma nəzəriyyəsində mühüm rol oynamışdır.

-Birincisi, Vin düsturu $E(\nu, T)$ iki dəyişənli funksiyanı $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ kimi bir dəyişənli funksiya ilə ifadə edir. Bu isə temperaturun hər hansı bir qiymətində $E(\nu, T)$ funksiyasının ν –dən asılılıq qrafikinə (spektrdə enerjinin paylanması əyrisinə) əsasən temperaturun ixtiyari digər qiymətində həmin asılılığın qrafikini qurmağa imkan verir.

-İkincisi, Vin düsturu termodinamika əsasında alındığı üçün şübhəsiz ki, doğrudur. Bu isə o deməkdir ki, şüalanmanın mexanizmi haqqında müəyyən fərziyyəyə əsaslanmaqla $E(\nu, T)$ funksiyası üçün alınmış hər hansı başqa düstur (5) ifadəsinə uyğun olmalıdır. Deməli, Vin düsturu axtarılan $E(\nu, T)$ funksiyasının bəzi xüsusiyyətlərini əvvəlcədən müəyyən etməyə imkan verir.

Nəhayət, üçüncüsü, $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ naməlum funksiyasının daxil olmasına baxmayaraq Vin düsturu tamamilə müəyyən ədədi nəticələr almağa imkan verir. Məsələn, Vin düsturundan istifadə etməklə Stefan-Bolsman qanununu çıxarmaq olar.

1896-cı ildə $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ funksiyasının aşkar ifadəsini tapmaq məqsədilə Vin fərz etmişdir ki, molekulaların sürətə görə Maksvel paylanmasına oxşar olaraq istilik şüalanmasının enerjisi tezliklərə görə paylanır. Bu fərziyyə əsasında o, aşağıdakı empirik düsturu vermişdir:

$$E(\nu, T) = c_1 \cdot \nu^3 \cdot e^{-c_2 \frac{\nu}{T}} \quad (3)$$

Göründüyü kimi, (6) ifadəsi (4) şərtini ödəyir və maksimuma malikdir. Lakin (3) düsturu yalnız ultrabənövşəyi oblastda və aşağı temperaturalarda təcrübi faktlarla yaxşı uzlaşır.

4. Reley–Cins qanunu. Releyə qədər istilik şüalanması termodinamika baxımından öyrənilirdi. Reley isə ilk dəfə olaraq bu məsələnin öyrənilməsinə statistik fizika üsullarını tətbiq etmişdir. Divarı sabit temperatura malik qapalı həcmdəki tarazlıqda olan istilik şüalanmasına bütün mümkün istiqamətlərdə yayıla bilən müxtəlif tezlikli durğun dalğalar sistemi kimi baxılmışdır. $d\lambda$ intervalında olan durğun dalğaların sayı təyin edilərək, bu dalğalara klassik fizikanın enerjisinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanması qanunu tətbiq edilmişdir. Bu zaman hesab edilmişdir ki, hər bir durğun dalğaya orta hesabla kT enerjisi uyğun gəlir. Nəticədə Reley və Cins tərəfindən mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyəti üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

O, tarazlıqda olan sistemin enerjisinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanma qanunundan istifadə edərək və klassik fizikaya görə hər rəqsi sərbəstlik

dərəcəsinə düşən enerjinin kT –yə bərabər olduğunu nəzərə alaraq mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətinin $E(\nu, T) \approx \nu^2 kT$ olduğunu göstərmişdir. k – Bolsman sabitidir.

Cins, Releyin ideyalarından istifadə edərək

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (4)$$

düsturunu vermişdir. Reley və Cins klassik fizikaya əsaslanaraq ossilyatorun kəsilməz olaraq enerjinin bütün qiymətlərinə malik olmalarını qəbul etmişdir. Təcrübi faktlar göstərmişdir ki, Reley –Cins düsturu tezliyin kifayət qədər kiçik və temperaturun böyük qiymətlərində ödənilir. Yüksək tezliklərdə Reley-Cins düsturu eksperimentdən və Vinin sürüşmə qaydasından kəskin fərqlənir.

Reley-Cins düsturundan Stefan-Bolsman qanununu almaq cəhdi də uğursuzluğa düşər oldu. Belə ki, Reley-Cins qanunundan istifadə edərək integral şüalanma qabiliyyətini hesabladıqda alırıq ki, bu kəmiyyət ultrabənövşəyi oblastda çox böyük qiymətlər alır və sonsuz olaraq artır:

$$E_T = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

Bu uyğunsuzluq elmdə “ultrabənövşəyi fəlakət” adlandırılmışdır. Həqiqətdə isə $E_T = \sigma T^4$ sonlu kəmiyyətdir.

5.Plank hipotezi. Plank düsturu. İstilik şüalanma qanunlarının klassik fizika çərçivəsində izahı zamanı klassik fizikanın bir sıra daxili ziddiyyətlərə malik olması meydana çıxdı. Bu ziddiyyətlərlərin aradan qaldırılması ancaq prinsipial yeni ideyalar hesabına mümkün oldu. Fizika tarixində ilk dəfə M. Plank 1900 – cü ildə ossilyatorun şüalanma enerjisinin diskret $0, E_0, 2E_0, \dots, nE_0$ qiymətlər alması ideyasını (hipotezini) irəli sürməklə bu ziddiyyəti aradan qaldırmışdır. Plank hipotezə görə şüalanma kəsilməz olaraq yox, porsiyalar, paylar şəklində buraxılır ki, onları da Plank enerji kvantları adlandırdı.

Plank hesab edirdi ki, klassik harmonik ossilyatorun nəzəriyyəsi atom ossilyatoru üçün qəbuledilməzdir: atom ossilyatorları *kəsilməz olaraq yox*, müəyyən porsiyalarla – kvantlarla şüalandırır. Bu hipotez fizikanın sonrakı inkişafına böyük təsir göstərmiş oldu. Plank hipotezi klassik fizikanın istənilən kəmiyyətin, o cümlədən də enerjinin kəsilməz olaraq dəyişə bilməsi barədə olan «möhtəşəm» qaydasını pozmuş oldu. *Bu klassik qaydaya görə sonsuz kiçik zaman ərzində kəmiyyətin dəyişməsi də sonsuz kiçik olmalıdır.* Məhz XX əsrin əvvəlində irəli sürülən bu ideyanın inkişafı kvant mexanikasının meydana çıxmasına səbəb oldu. Müasir kvant mexanikasında kvantlanma və ya diskretlik ideyası sistemin halını xarakterizə edən bütün kəmiyyətlərə şamil edilir.

Kvant ossilyatorunun orta enerjisi üçün $\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ ifadəsi alınır. Bu ifadəni

(4) Reley-Cins düsturunda klassik ossilyatorun orta enerjisinin (kT) yerinə yazdıqda

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

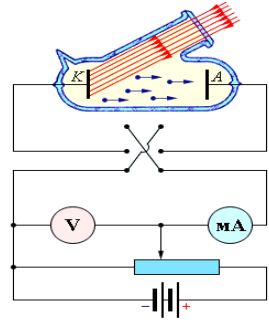
düsturunu alırıq. Bu düstur mütləq qara cismin spektral şüalanma qabiliyyətinin tezlikdən asılılığını ifadə edən eksperimental əyrini düzgün təsvir edir. Eləcə də onun əsasında klassik fizika çərçivəsində öz izahını tapa bilməyən bütün eksperimental aşkar edilmiş şüalanma qanunları öz izahını tapır.

Nəzəri olaraq aşkar edilmiş şüalanma qanunları da Plank düsturundan onun xüsusi halları kimi alınır.

4.4.3. Fotoelektrik effekti

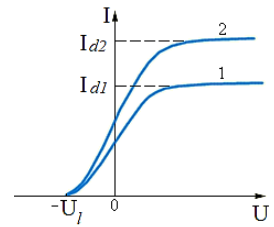
Mütləq qara cismin şüalanma qanunlarını müvəffəqiyyətlə izah edən Plank hipotezi öz təsdiqini və sonrakı inkişafını fotoeffekt hadisəsinin izah edilməsində tapdı. Bu hadisənin kəşfi və tədqiqi kvant nəzəriyyəsinin meydana çıxmasında mühüm rol oynamışdır. Fotoeffektin xarici və daxili fotoeffekt adlanan iki forması müşahidə olunur.

Elektromaqnit şüalanmasının təsiri ilə maddədən elektron qopması hadisəsi **xarici fotoeffekt** adlanır. Xarici fotoeffekt bərk cisimlərdə (metal, yarımcı və dielektrik), eləcə də ayrı-ayrı qaz atom və molekullarında (foto ionizasiya) müşahidə olunur. Fotoeffekt hadisəsini tədqiq etmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi şəkil 1-də verilmişdir.



Şəkil 1

İşıq şüaları içərisində vakuum olan şüşə borunun daxilində yerləşdirilmiş K metal katod üzərinə düşərək ondan elektron qoparır. Bu elektronlar xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə A anoduna doğru hərəkət edərək dövrədə cərəyan yaradır. Katod üzərinə düşən işığın intensivliyinin müxtəlif qiymətləri üçün fotocərəyanın elektrodlara tətbiq olunmuş gərginlikdən asılılığı (buna volt-ampere xarakteristikası deyilir) şəkil 2-də təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi $U = 0$ olduqda fotocərəyan sıfıra bərabər olmur. Deməli, qopan elektronların bir hissəsi anoda çataraq dövrədə cərəyan yaradır. Fotocərəyanın sıfıra bərabər olması üçün əks



Şəkil 2

istiqamətdə yönəlmiş U_l ləngidici potensialın tətbiq olunması lazımdır. Bu potensialın təsiri altında katodu tərk edən elektronlar ləngidilərək tormozlanır və anoda çata bilmirlər. Ona görə yazmaq olar ki,

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_l \quad (1)$$

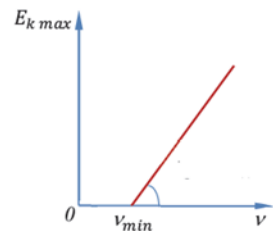
Burada m – elektronun kütləsi, e – onun yüküdür. Bu ifadədən katod səthini tərk edən elektronların maksimal sürətini təyin etmək olar.

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2eU_l}{m}}$$

Qrafikdən göründüyü kimi gərginlik artdıqca fotocərəyanın şiddəti də artır. Gərginliyin müəyyən qiymətindən başlayaraq onun artımı cərəyanı təsir etmir. Cərəyanın bu sabit qiyməti doyma cərəyanı adlanır. Doyma cərəyanının sıxlığı katod üzərinə düşən işığın intensivliyindən asılıdır. Doyma halında katodun səthindən qopan elektronların hamısı anoda çatır. Təcrübələr əsasında xarici fotoeffektin aşağıdakı qanunları müəyyən edilmişdir.

1. Katod üzərinə düşən işığın tezliyinin verilmiş qiymətində vahid zamanda səthdən qopan elektronların sayı (doyma cərəyanının şiddəti) düşən işığın intensivliyi ilə mütənəsibdir.
2. Fotoelektronların maksimal sürəti (maksimal kinetik enerjisi) düşən işığın intensivliyindən asılı deyil, ancaq işığın tezliyi ilə təyin olunur.
3. Hər bir maddə üçün fotoeffektin qırmızı sərhəddi adlanan minimal tezlik ν_{min} mövcuddur ki, tezliyin ondan kiçik $\nu < \nu_{min}$ qiymətlərində fotoeffekt baş vermir.

İlk baxışda dalğa nəzəriyyəsi çərçivəsində fotoeffektin izahı çətinlik yaratmamalıdır. Işıq dalğasının təsiri ilə elektronların metalda məcburi rəqsləri yaranır və bu rəqslərin amplitudu o həddə çatır ki, elektron metalı tərk edir və fotoeffekt müşahidə olunur. Bu halda elektrona verilən enerji intensivlikdən asılı olduğundan qopan elektronun kinetik enerjisi də intensivlikdən asılı olmalıdır. Bu nəticə fotoeffektin I qanununa ziddir. Elektrona verilən enerji intensivlikdən asılı olduğundan istənilən tezlikli, lakin böyük intensivlikli işıq elektron qopara bilər. Başqa sözlə fotoeffektin qırmızı sərhəddi mövcud olmamalıdır. Bu nəticə də fotoeffektin III qanununa ziddir. Bundan əlavə dalğa nəzəriyyəsi fotoeffektin ətalətsiz proses olmasını, yəni elektronların metalı tərk etməsinin ani proses olmasını da izah edə bilmir.



Şəkil 3

Fotoeffekt hadisəsi 1905-ci ildə A.Eynşteyn tərəfindən onun təklif etdiyi fotoeffektin kvant nəzəriyyəsi əsasında izah olunmuşdur. Bu nəzəriyyəyə görə ν

tezlikli işıq, Plankın fərz etdiyi kimi nəinki enerjisi $\varepsilon = h\nu$ olan porsiyalarla şüalanır, həm də fəzada ayrı-ayrı porsiyalarla (kvantlarla) yayılır və porsiyalarla udulur. Deməli, yayılan işıq şüalarına elektromaqnit dalğası kimi yox, fəzada lokallaşmış diskret işıq kvantları kimi baxmaq lazımdır. Bu hissəciklər seli vakuumda işığın boşluqdakı sürətinə bərabər sürətlə yayılır və *foton* adlanır. A.Eynşteynin nəzəriyyəsinə görə hər bir işıq kvantı ancaq bir elektron tərəfindən udulur. Bu onu göstərir ki, qoparılan fotoelektronların sayı düşən fotonların sayından - işığın intensivliyindən asılı olmalıdır. Fotonun elektronla qarşılıqlı təsiri zamanı enerjinin elektrona verilməsi ani baş verdiyindən proses ətalətsizdir.

Enerjinin saxlanması qanununa əsaslanaraq Eynşteyn göstərmişdir ki, metal səthinə düşən işıq kvantının (fotonun) enerjisi elektronu metal səthindən qoparmaq üçün lazım olan çıxış işinə və ona verilən kinetik enerjiyə sərf olunur.

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} = A + E_{k.\max} \quad (3)$$

Burada A elektronun metaldan çıxış işidir. (3) ifadəsi xarici fotoeffekt üçün Eynşteyn tənliyi adlanır. Bu tənlik fotoeffektin birinci və ikinci qanunlarını asanlıqla izah etməyə imkan verir. (3) tənliyindən alırıq ki, fotoelektronların maksimal kinetik enerjisi düşən işığın intensivliyindən asılı deyil, işığın tezliyindən xətti asılı olaraq artır (Şəkil 3). Eləcə də (3) ifadəsindən alırıq ki, tezliyin

$$\nu < \nu_{\min} = \frac{A}{h}$$

qiymətlərində fotoeffekt baş verə bilməz. (1) və (3) ifadələrinə əsasən Eynşteyn tənliyini

$$h\nu = h\nu_{\min} + eU_l \quad (4)$$

kimi yaza bilərik.

Nəzərdən keçirdiyimiz xarici fotoeffektdən əlavə dielektriklərdə və yarımqeçiricilərdə *daxili fotoeffekt* müşahidə olunur. Bu hadisədə elektromaqnit şüalanmasının təsiri ilə elektron maddəni tərk etmədən bağlı haldan sərbəst hala keçir. Yaranmış elektron və dəşik cütü hesabına maddənin elektrik keçiriciliyi artır. Bu hadisə fotokeçiricilik adlanır. Daxili fotoeffektdən istifadə edərək fotomüqavimətlər (fotoresistor) hazırlayırlar. *Ventil fotoeffekti* daxili fotoeffektin bir növüdür. Xarici mənbəyə qoşulmamış metal-yarımqeçirici və ya iki yarımqeçirici kontakt (*p-n* keçid) işıqlandırıldıqda yaranmış elektron və dəşiklər uyğun olaraq *n* və *p* oblastlarda toplanırlar. Nəticədə *p*-oblast müsbət, *n*-oblast mənfi yüklənir, bu isə fotoelektrik hərəkət qüvvəsinin meydana çıxmasına səbəb olur.

Belə keçidi xarici müqavimətlə qapasaq dövrədən cərəyan axar. Ventil fotoeffekti günəş batareyalarında günəş enerjisini birbaşa elektrik enerjisinə çevirmək üçün istifadə olunur.

4.4.4. Tormozlanma və xarakteristik Rentgen şüaları

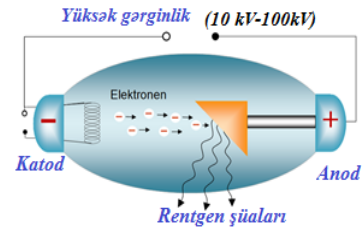
Fotoeffekt hadisəsi inandırıcı sübut etdi ki, fotonlar öz enerjisini elektronlara verməyə qabildir. Görəsən əks proses mümkündürmü? Başqa sözlə desək, hərəkət edən elektronun kinetik enerjisini qismən yaxud tamamilə fotona çevirmək olarmı? Məlum oldu ki, fotoeffektin əksi nəinki mövcuddur, hətta Plank və Eynşteynin nəzəri işlərindən qabaq belə kəşf olunub, lakin tamamilə aydınlaşmayıb.

Vilhem Rentgen (1895) katod şüalarını tədqiq edərkən öz klassik təcrübəsində müəyyən etdi ki, sürətli elektronlar maddə ilə toqquşduqda özündən naməlum şüa buraxır. Ona aydın idi ki, bu şüalar yeni növ şüalardır. Rentgen həmin şüaları X-şüalar adlandırdı. Sonralar həmin şüalar onun adı ilə adlandırılmışdır. Rentgen şüaları çox qısa dalğa uzunluğuna malik olan elektromaqnit şüalanmasından ibarətdir.

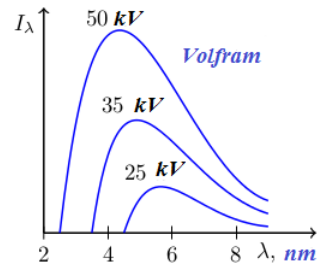
İki növ rentgen şüalanması mövcuddur: tormozlanma və xarakteristik rentgen şüaları. Tormozlanma rentgen şüaları sürətli elektronlar antikatod tərəfindən tormozlandığında alınır. Onu almaq üçün xüsusi elektrovakuum cihazından istifadə olunur. Havası sorulmuş şüşə, yaxud metallik gövdədən ibarət olan rentgen borusunun içərisində bir-birindən müəyyən məsafədə qoyulmuş katod və anod yerləşdirilir. Onlar da öz növbəsində yüksək gərginlik dövrəsinə birləşdirilir ($\sim 50\text{kV}$). Katod ilə anod arasında güclü elektrik sahəsi yaradılır. Bu sahə elektronları $0,4\text{ c}$ sürətə qədər sürətləndirir. Belə yüksək enerji almaq üçün rentgen borusunda təxminən $\sim 10^{-6}\text{ mm}$ civə sütunu qədər vakuum əldə edilir (Şəkil 1).

Elektron tormozlanma zamanı kinetik enerjisini itirir və həmin enerji fotonun enerjisinə çevrilir. Bu şüalanmanın spektri görünən ağ işığın spektri kimi bütöv spektrdir.

2-ci şəkildə volfram antikatodu üçün müxtəlif gərginliklərdə bütöv rentgen spektrləri verilmişdir. Şüalanmanın klassik nəzəriyyəsinə görə hərəkətdə olan yükün tormozlanması zamanı həqiqətən bütöv spektr yaranmalıdır. Lakin bütöv rentgen spektrlərinin kiçik dalğa uzunluğu tərəfdən ($\lambda_{\min}$) məhdudlaşması klassik elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə izah oluna bilmir. Tormozlanma rentgen spektrinin qısdalğalı sərhəddə malik olması şüalanmanın kvant təbiətli olduğunu bir daha təsdiq edir. Onu izah edək. Təbiidir ki, rentgen kvantlarının maksimal enerjisi $h\nu_{\max}$ elektronun enerjisi hesabına yaranıb və onu aşma bilməz:



Şəkil 1



Şəkil 2

$$E_k = eU_0 = h\nu_{mak} \quad (1)$$

U_0 elektrona E_K kinetik enerjisi verən potensiallar fərqi. Tezlikdən dalğa uzunluğuna keçək. $\nu_{mak} = \frac{c}{\lambda_{min}}$ olduğunu (1)-də nəzərə alaq

$$eU_0 = h \frac{c}{\lambda_{min}}; \lambda_{min} = \frac{hc}{eU_0} \quad (2)$$

(2) ifadəsi qısdalğalı sərhədi müəyyən edir və təcrübədən alınan məlumatlara tamamilə uyğun olub, h –Plank sabitinin təcrübi təyin olunma üsullarının ən əsaslarından biridir. Qısdalğalı sərhəd antikatodun materialından asılı deyildir.

Xarakteristik Rentgen şüalanması. Əgər gərginliyi müəyyən həddən yuxarı qaldırsaq, antikatodun materialından asılı olaraq bütöv şüalanma antikatodun xarakteristik şüalanmasına keçir. Bu halda da rentgen spektrinin qısa dalğalı sərhəddi mövcuddur və əvvəlki kimi (2) ifadəsi ilə təyin olunur. Belə sərhəddin olması rentgen şüalanmasının korpuskul xassəsinə malik olmasına ən yaxşı misaldır.

Xarakteristik sözü onu göstərir ki, bu tip rentgen şüası antikatodun maddəsini xarakterizə edir. Xarakteristik rentgen şüası xətti spektrə malikdir. Bu spektrlərin əsas xüsusiyyətləri ondan ibarətdir ki, hər bir kimyəvi elementin hansı kimyəvi birləşmədə olmasından asılı olmayaraq özünün müəyyən xətti rentgen spektrləri vardır. Bununla da xətti rentgen spektrləri optik spektrlərdən fərqlənir.

Atomun optik xətti spektrləri xarici valent elektronlarının vəziyyəti ilə əlaqədardır. Kimyəvi birləşmə əmələ gələn zaman bu elektronların vəziyyəti dəyişir və optik spektrlərdən onu ayırd etmək mümkün olur.

Rentgen xətti spektrləri isə atomun fərdi xarakteristikasını verir. Bu o deməkdir ki, xarakteristik rentgen şüaları atomun dolmuş daxili elektron quruluşu ilə bağlıdır və kimyəvi çevrilmələr zamanı heç bir dəyişiklik əmələ gəlmir. Xətti xarakteristik rentgen spektrlərinin fiziki mahiyyəti atomun Bor nəzəriyyəsində izah olunur. Ağır elementlərdə daxili elektron təbəqələri $K, L, M, N...$ və s. tamamilə elektronlarla doludur. Bu daxili təbəqələrdən elektron qopardıqda boş olan yerə nüvədən daha uzaqda olan təbəqədən elektron keçir və bununla da rentgen kvantları şüalanır.

Məsələn, elektron K - təbəqəsindən ayrılıbsa, oraya $L, M, N...$ və s. təbəqələrdən elektron keçə bilər. Belə keçid müəyyən enerjili kvantın buraxılması ilə əlaqədardır və K seriyalı rentgen xəttinin yaranmasına səbəb olur.

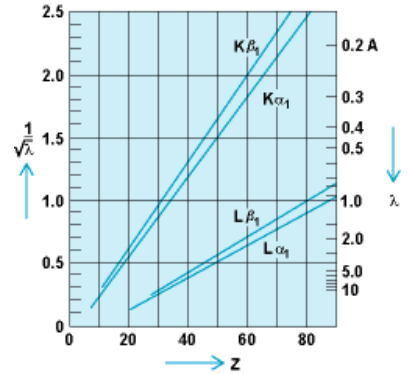
1. Elektron L təbəqəsindən K təbəqəsinə keçdikdə ən uzun dalğalı xətt K_α xətti.
2. Elektron M təbəqəsindən K təbəqəyə keçdikdə K_β xətti.
3. Elektron N təbəqəsindən K təbəqəsinə keçdikdə K_γ xətti yaranır.

$K_\alpha, K_\beta, K_\gamma$ birlikdə K seriyasını əmələ gətirir. Eyni qayda üzrə elektron M təbəqəsindən L təbəqəsinə keçdikdə L_α xətti, elektron N - təbəqəsindən L - təbəqəyə keçdikdə L_β xətti və s. yaranır ki, bunlar L seriya adlanır. K və L xətlərinin tezlikləri hidrogen tezliklərinə oxşar olaraq aşağıdakı kimi tapıla bilər: xarakteristik rentgen şüalarının tezliyinin kvadrat kökü atomun sıra nömrəsindən xətti asılıdır (Şəkil 3). Belə xətti asılılıq 1913-cü ildə Mozli tərəfindən tapılmışdır və Mozli qanunu adlanır. Ümumi şəkildə Mozli qanunu $\sqrt{\nu} = kZ - c$ şəklində olur.

Atomun daxili elektron quruluşunun müəyyənləşdirilməsində xarakteristik rentgen spektrləri mühüm rol oynamışdır.

Rentgen şüaları dalğa uzunluğu $5 \cdot 10^{-9} m$ tərtibində olan elektromaqnit dalğalarıdır. Bunlar üçün difraksiya qəfəsi rolunu kristallar oynayır, çünki rentgen şüalarının dalğa uzunluğu kristal qəfəsin qəfəs sabiti tərtibindədir. Ona görə də monoxromatik rentgen şüa dəstəsi kristal üzərinə düşərkən uyğun difraksiya mənzərəsi yaradacaqdır ki, bunun da çox böyük tətbiqi əhəmiyyəti vardır.

Belə ki, bu xassədən istifadə edərək rentgen şüalarının spektral təhlil (rentgen spektral analiz) və kristalların rentgen quruluş təhlil (rentgen quruluş analiz) məsələlərini həll etmək olur. Rentgen struktur analiz üsulu ilə metallar, ərintilər, minerallar, üzvi və qeyri-üzvi birləşmələr, polimerlər, amorf maddələr, mayələr və qazlar, zülal molekulları və s. öyrənilir. Maddələrdə kimyəvi rabitənin təbiətinin müəyyənləşdirilməsində, tibbdə daxili xəstəliklərin üzə çıxarılmasında və s. rentgen şüaları tətbiq olunur.



Şəkil 3

4.4.5. Kompton effekti

Kompton effekti işığın kvant təbiətli olmasını sübut edən hadisələrdəndir. Kompton rentgen şüalanmasının müxtəlif cisimlərdən səpilməsini tədqiq edərkən müşahidə etmişdir ki, səpilən işıqda dalğa uzunluğu düşən işığın λ_0 dalğa uzunluğuna bərabər olan şüalanma ilə yanaşı daha böyük λ dalğa uzunluqlu şüalanma da müşahidə edilir. Başqa sözlə desək səpilmə prosesində dalğa uzunluğu dəyişir. Dalğa uzunluğunun dəyişməsi $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ səpici maddənin tərkibindən asılı deyil, yalnız səpilmə bucağından asılıdır. Səpilmənin baş verdiyi lövhənin hazırlandığı elementin

sıra nömrəsi artdıqca dalğa uzunluğu dəyişmiş şüalanmanın intensivliyi azalır. Kompton apardığı tədqiqatlar əsasında müəyyən etmişdir ki, dalğa uzunluğunun dəyişməsi

$$\Delta\lambda = 2\lambda_k \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Burada θ - kristal üzərinə düşən rentgen şüalarının istiqaməti ilə səpilən şüaların istiqamətləri arasındakı bucaqdır, $\lambda_k = 0,0242 \text{ Å}$ sabit kəmiyyət olub Kompton dalğasının uzunluğu adlanır.

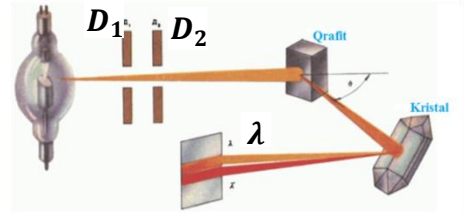
Kompton təcrübəsinin sxemi şəkil 1-də verilmişdir. R Rentgen qurğusundan buraxılan və D diafraqmaları vasitəsilə əldə edilmiş istiqamətlənmiş rentgen şüaları P səpici maddə üzərinə düşür. Səpilmiş şüaların tərkibi S rentgen spektroqrafı vasitəsilə öyrənilir.

Kompton effektinin izahı dalğa nəzəriyyəsi baxımından mümkün deyil. Bu nəzəriyyəyə əsasən elektron mühit üzərinə düşən işıq dalğasının periodik sahəsi tərəfindən məcburi rəqsə gətirilir və həmin tezlikdə də şüalandırır. Ona görə də səpilən şüalanmanın dalğa uzunluğu dəyişməməlidir.

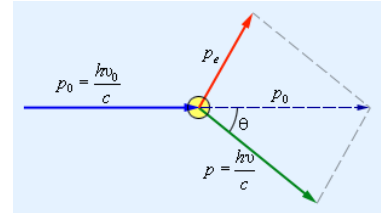
Bu effektin izahı işığın kvant təbiəti əsasında verilmişdir. Bu təsəvvürlərə əsasən şüalanma fotonlar selindən ibarətdir və Kompton effekti rentgen şüalanması fotonlarının maddənin sərbəst elektronları ilə elastiki toqquşmasının nəticəsidir (elektronun nüvə ilə rəbitə enerjisi fotonun enerjisindən çox kiçikdirsə elektron sərbəst hesab edilə bilər). Elastiki toqquşma zamanı enerji və impulsun saxlanması qanununa uyğun olaraq foton öz enerji və impulsunun bir hissəsini elektrona verir (Şəkil 2). Enerjisi $\varepsilon_0 = h\gamma_0$ və impulsu $p_0 = \frac{h\gamma_0}{c}$ olan fotonun sükunətdəki $W_0 = mc^2$ enerjili elektronla toqquşması prosesinə baxaq. Enerji və impulsun saxlanması qanununa əsasən

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 + W_0 &= \varepsilon + W \\ \vec{p}_0 &= \vec{p} + \vec{p}_e \end{aligned} \quad (2)$$

yaza bilərik. Burada $W = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}$ elektronun toqquşmadan sonrakı enerjisi, $p = \frac{h\gamma}{c}$ fotonun impulsu, p_e – elektronun toqquşmadan sonrakı impulsudur



Şəkil 1



Şəkil 2

(toqquşmadan əvvəl elektronun impulsu sıfıra bərabər hesab olunur). Bu ifadələri (2) tənliyində nəzərə alaraq

$$mc^2 + h\gamma_0 = \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4} + h\gamma \quad (3)$$

$$p_e^2 = \left(\frac{h\gamma_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\gamma}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\gamma\gamma_0\cos\theta \quad (4)$$

yaza bilərik. (3) və (4) tənliklərini birgə həll edərək dalğa uzunluğunun dəyişməsi üçün

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta) = 2\frac{h}{mc}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (5)$$

alırıq. (5) ifadəsi Komptonun təcrübi olaraq aldığı (1) ifadəsi ilə eynidir və $\lambda_k = \frac{h}{mc} = 0,0242 \text{ Å}$ kompton dalğasının uzunluğudur.

Rentgen fotonları sərbəst elektronlardan başqa atom daxilində yerləşən və nüvə ilə daha möhkəm rabitədə olan elektronlardan da səpilir. Bu halda elektrona sərbəst elektron kimi baxmaq olmaz və foton demək olar ki, bütövlükdə atomla qarşılıqlı təsirdə olur. Atomun kütləsi sərbəst elektronun kütləsindən çox böyük olduğuna görə zərbə zamanı fotonun enerjisi çox cüzi miqdarda dəyişir və nəticədə səpilən şüaların tərkibində dalğa uzunluğu düşən şüaların dalğa uzunluğuna bərabər olan şüalar da müşahidə olunur. Elementin sıra nömrəsi artdıqca nüvə ilə elektronların rabitə enerjisi də artır. Bu səbəbə görə də ağır elementlərdən səpilmə zamanı dalğa uzunluğu dəyişən şüalanmanın intensivliyi daha az olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, Kompton effekti spektrin görünən oblastında müşahidə olunmur. Bu onunla əlaqədardır ki, görünmə oblastının dalğa uzunluğuna uyğun gələn fotonun enerjisi elektronun atomla rabitə enerjisinə çox yaxın olur. Belə olan halda atomun xarici təbəqəsində yerləşən elektronu artıq sərbəst hesab etmək olmaz. Beləliklə, Kompton effekti və fotoeffekt hadisələri kvant nəzəriyyəsinə görə fotonların elektronlarla qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır. Birinci hadisə fotonların elektronlarla elastiki səpilməsi nəticəsində, ikinci hadisə isə fotonların elektronlar tərəfindən udulması (qeyri-elastiki toqquşma) zamanı müşahidə olunur.

V HİSSƏ. ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI

FƏSİL 5.1 KVANT MEXANİKASININ ELEMENTLƏRİ

5.1.1. Maddi zərrəciklərin dalğa təbiəti. Lui -de-Broyl hipotezi

İnterferensiyası, difraksiya, dispersiya hadisələri işığın dalğa təbiətinə malik olduğunu, polarizasiya hadisəsi isə onun eninə elektromaqnit dalğaları olduğunu təsdiq edir. Fotoelektrik effekti, rentgen şüalanması, Kompton effekti isə işığın kvant təbiətli- zərrəciklər selindən ibarət olduğunu göstərdi. Bu hadisələri ümumiləşdirdikdə işığın ikili təbiətə- həm dalğa, həm də zərrəcik xüsusiyyətlərinə malik olduğunu təsdiq etmək olar. Bu ikili təbiət ***dalğa-zərrəcik dualizmi*** adlanır.

1924-ci ildə fransız alimi Lui - de - Broyl dalğa zərrəcik dualizminin yalnız materiyanın sahə növünə deyil, həm də maddə növünə aid olması haqqında hipotez irəli sürdü. De-Broyl hipotezinə görə materiyanın sahə növünə aid olan işıq dalğaları korpuskulyar təbiətə malikdirsə, onda maddi zərrəciklər, məsələn elektron dalğa xassəsi göstərməlidir.

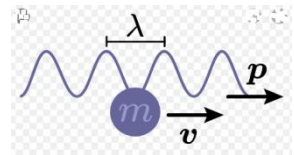
Maddə zərrəcikləri ilə (elektron) sahə zərrəcikləri (foton) arasında bu sahədə prinsipial fərq yoxdur. Maddə zərrəcikləri də, fotonlar da mikroobyektlər olub, eyni zamanda zərrəcik və dalğa xassəsinə malikdir. Hər bir mikroobyektə E enerji və p impuls kimi korpuskulyar, eləcə də ν tezlik və λ dalğa uzunluğu kimi dalğa xarakteristikaları uyğun gəlir. Əgər işıq fotonuna enerjisi $E = h\nu$, impulsu $p = \frac{h}{\lambda}$ kimi təyin olunan zərrəcik (korpuskul) kimi baxıla bilirsə, onda elektronun və ya digər ixtiyari maddi zərrəciyin hərəkətinə də dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\nu} \text{ tezliyi isə } \nu = \frac{E}{h}$$

kimi təyin olunan dalğa hesab etmək olar. Yəni, zərrəciyin hərəkətinə dalğa hərəkəti kimi baxmaq olar.

Kvant mexanikasına uyğun olaraq, m kütləli zərrəciyin $p = m\nu$ impulsu sərbəst hərəkətini, zərrəciyin hərəkət istiqamətdə yayılan $\lambda = \frac{h}{m\nu}$ dalğa uzunluqlu müstəvi monoxromatik dalğa (*de Broyl dalğası*) kimi təsəvvür etmək olar (Şəkil 1).

Makroskopik cisimlərin de-Broyl dalğasının uzunluğu çox kiçikdir: məsələn, 1 m/san sürətlə hərəkət edən 1 q kütləli hissəciyə uyğun de-Broyl dalğasının uzunluğu $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-31} \text{ m}$ çox kiçik olduğundan onun dalğa xüsusiyyətləri müşahidə olunmur. Korpuskulyar-dalğa dualizmi hiss olunacaq dərəcədə yalnız mikroobyektlərdə özünü biruzə verə bilər.



Şəkil 1

Lakin maddi zərrəciyin, məsələn elektronun dalğa təbiətini (interferensiya və difraksiya effektlərini) üzə çıxarmaq üçün elə cihaz tələb olunurdu ki, onun həndəsi parametrləri elektron dalğasının uzunluğu ilə müqayisə edilə bilsin. Əgər elektron müəyyən U potensiallar fərqi keçərək sürətləndirilsə elektrik sahəsinin gördüyü iş onun kinetik enerjisinə çevrilər

$$A = eU = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{p^2}{2m}.$$

Buradan elektronun impulsu üçün $p = \sqrt{2meU}$ ifadəsini alırıq. Belə impulsa malik elektrona qarşı qoyulan de Broyl dalğasının uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$$

h, m, e sabit kəmiyyətlərinin məlum qiymətlərini (2)-də yerinə yazıb, müvafiq hesablamalar aparsaq elektrona qarşı qoyulan de Broyl dalğa uzunluğu üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-10} \text{ m} = \frac{12.26}{\sqrt{U}} \text{ Å} \quad (3)$$

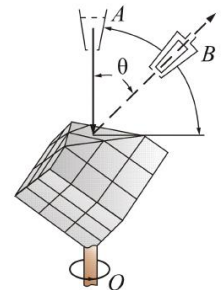
Əgər elektronun keçdiyi potensiallar fərqi $U = 100 \text{ V}$ intervalında olarsa $\lambda_D \approx 1 \text{ Å}$ olar. Göründüyü kimielektronun de Broyl dalğa uzunluğu rentgen şüalarının dalğa uzunluğu diapazonunda dəyişir.

Bu diapazonda olan dalğaların difraksiyasını müşahidə etmək üçün süni şəkildə difraksiya qəfəsi düzəltmək çətindir. Onlar üçün difraksiya qəfəsini təbiət özü hazırlamışdır. Belə ki, təbii kristallarda müstəvilər arasındakı məsafə elektronun dalğa uzunluğu tərtibindədir. Deməli, bu enerjili elektronların difraksiyası qəfəs sabiti dalğa uzunluğu tərtibində olan təbii kristal qəfəslərdə müşahidə oluna bilər.

Kristallar yüksək dərəcədə nizamlı quruluşa malikdir. Kristallarda quruluş elementləri üçölçülü periodik kristal qəfəsdə düzülərək uyğun dalğa uzunluğu üçün fəza difraksiya qəfəsi əmələ gətirir. Paralel kristalloqrafik müstəvilər sistemindən səpilən dalğalar difraksiya mənzərəsi yaradır. Əks olunan dalğalar üçün difraksiyanın maksimumluq şərti Vulf-Breq düsturu ilə təyin olunur:

$$2d\sin\theta = m\lambda.$$

De-Broyl fərziyyəsini yoxlamaq üçün 1927-ci ildə amerikan fizikləri L. Devissonun və K.Cermer vakuuma nazik elektron dəstəsini nikel monokristalına yönəltdirmiş və əks olunmuş elektronları kollektorla qeydə almışlar (kollektor yerlə birləşdirilmiş və qalvanometr qoşulmuş metal qutu ola bilər) (Şəkil 2). Kollektoru müxtəlif bucaqlar



Şəkil 2

altında yerləşdirərək, qalvanometr cərəyanının bəzi bucaqlar altında maksimum qiymətlər aldığı müşahidə edilmişdir.

Kristaldan keçən ox ətrafında fırlana bilən qəbuledicinin göstərişi vasitəsilə qeyd edilən elektronların miqdarı təyin edilir. Elektronların sürəti katodla anod arasında yaradılan potensiallar fərqi vasitəsilə tənzimlənir. Təcrübələr göstərdi ki, qeyd olunan elektronların miqdarı həm θ bucağının, həm də U gərginliyinin qiymətindən asılıdır. Elektronların sürətinin və θ bucağının müəyyən seçilmiş qiymətlərində əks olunan elektronların sayı ən böyük olur.

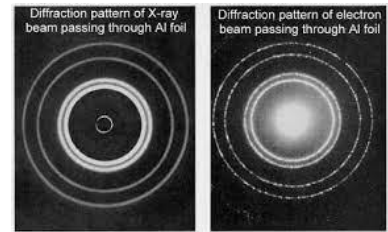
Nikel monokristallarında elektronları əks etdirən atom müstəvilər arasındakı məsafəsi rentgen quruluş təhlilindən təyin oluna bilər. Alınan difraksiya maksimumları Breqq düsturuna uyğun gəlir. Təcrübələrin nəticəsinə görə, əks olunan elektronların sayının ən çox olması şərti, rentgen şüalarının həmin monokristallardan əks olunmasında interferensiyanın maksimumluq şərti ilə yaxşı uzlaşır. Breqq düsturu ilə hesablanmış dalğa uzunluğu (3) ifadəsinə əsasən hesablanmış de-Broyl dalğasının uzunluğuna bərabər olur.

Nikel kristalından əks olunan elektron dəstəsinin maksimumlarını Vulf-Breqq düsturuna uyğun gəlməsi yalnız, onların dalğa təbiəti və difraksiyası əsasında izah oluna bilər. Beləliklə Devisson-Jermer təcrübəsi elektronların dalğa təbiətini təcrübə olaraq təsdiq etdi.

Sürətləndirici gərginlik yüksək (onlarla kV) olduqda elektronların qazandığı kinetik enerji 10^{-5} sm qalınlığında olan nazik təbəqələrdən keçməsinə imkan verir. Onda keçən sürətli elektronların difraksiyası yaranır. Bu difraksiyanı ilk dəfə ingilis fiziki J.J.Tomson 1927-ci ildə alüminium və qızıl polikristal nazik təbəqələrində müşahidə etmişdir. Sürətli elektronlar rentgen şüaları kimi difraksiya mənzərəsi yaradır.

Şəkil 3-də $\lambda = 71$ pm dalğa uzunluqlu rentgen şüaları və 600 V potensiallar fərqi keçən sürətli elektronların alüminium folqadan keçdikdə alınan oxşar difraksiya mənzərələri təsvir edilmişdir. Bu oxşarlıq onu göstərir ki, elektronlar da rentgen şüaları kimi difraksiyaya uğrayır.

Atom və molekullarında difraksiyasını müşahidə etmək mümkün olmuşdur. Mütləq temperaturu T olan qaz atomlarına uyğun de Broyl dalğa uzunluğu



Şəkil 3

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3m_0kT}}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Yüngül atom, molekullar (H , H_2 , He)

üçün yüz kelvinlərlə temperaturalarda da Broyl dalğa uzunluğu $1\text{\AA}$ ətrafında olur. Diafraqma ilə formalaşdırılmış atom və ya molekul dəstəsi kristal üzərinə yönəldilir və müəyyən üsullarla əks olunan difraksiya dəstələrinin qeydiyyatı aparılır. Bu üsulla keçən əsrin 30-cu illərində atom və molekul dəstələrinin difraksiyası müşahidə olunmuşdur.

Sonralar protonları və neytronların difraksiyası müşahidə olundu və bütün mikrohissəciklərin dalğa təbiətinə malik olması təcrübi olaraq sübuta yetirildi. Zərrəciklərin difraksiyası materiyanın ikili təbiətə (dalğa-zərrəcik dualizmi) malik olmasını müəyyənləşdirməkdə böyük rol oynamaqla yanaşı, maddə quruluşunun öyrənilməsində əsas işçi metoda çevrildi. Elektronografiya və neytronografiya kimi iki vacib və müasir analiz metodları zərrəciklərin difraksiyasına əsaslanmışdır.

Mikroaləm fizikasında dalğa və zərrəciklər haqqında təsəvvürlərin birləşməsi təbiətin fundamental qanunu olan korpuskulyar-dalğa dualizminin kəşfinə səbəb oldu. Dalğa xassəsi mikrozərrəciklərin yayılma prosesi üçün, zərrəcik xassəsi isə onların qarşılıqlı təsiri (fotoeffekt və s.) zamanı xüsusilə əyanidir.

5.1.2. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi

İkili təbiətə, dalğa-zərrəcik dualizminə uyğun olaraq mikroobyektlərin təsvirində onların həm dalğa, həm də korpuskul təbiətindən istifadə olunur. Buna görə də, onlara zərrəciklərin və dalğaların bütün xüsusiyyətlərini aid etmək qeyri-mümkündür. Təbii ki, mikrodünyanın obyektlərinə klassik mexanika anlayışlarının tətbiq edilməsində bəzi məhdudiyyətlər tətbiq etmək lazımdır.

Klassik mexanikada klassik hissəciyin (maddi nöqtənin) vəziyyəti koordinatların, impulsun, enerjinin və s.-nin qiymətləri göstərilməklə təyin olunur. Bu kəmiyyətlər ciddi şəkildə mikrozərrəciyə şamil oluna bilməz. Lakin mikrozərrəciyin xassələri onların makroobyektlərlə qarşılıqlı təsirindən təyin olunduğundan, onun parametrləri yenə elə x , P , E olacaqdır. Mikrozərrəciyin özünə məxsusluğu ondadır ki, bu parametrlərin hamısı eyni zamanda dəqiq təyin oluna bilmir.

Hissəciklərin dalğa xüsusiyyətləri və onların fəzanın müəyyən bir nöqtəsində olma ehtimalı, kvant mexanikasında hissəciyin koordinatı və sürəti (və ya impulsu) anlayışlarından məhdud dərəcədə istifadə edilə biləcəyinə gətirib çıxarır. Klassik fizikada da bəzi hallarda bir obyektin fəzada vəziyyətini təyin etmək üçün koordinat anlayışı yaramır. Məsələn, bir elektromaqnit dalğasının fəzanın müəyyən bir nöqtəsində yerləşdiyini və ya dalğa cəbhəsi səthinin suyun üzərindəki vəziyyətinin x , y , z koordinatları ilə xarakterizə edildiyini söyləmək mənasızdır.

Dalğa – zərrəcik ziddiyyətini aradan qaldırmaq məqsədilə 1927-ci ildə alman alimi V.Heyzenberq qeyri –müəyyənlik prinsipini verdi. Hər bir kinematik kəmiyyətə qarşı onunla elə bil bağlı olan yaxud ona «qoşma» olan dinamik kəmiyyəti qoymaq olar. Belə qoşma kəmiyyətlər cütünə x oxu üzrə zərrəciklərin halının koordinatlarını və zərrəciklərin həmin x oxu üzrə impulsunun P_x proyeksiyasını göstərmək olar.

Kvant mexanikasında öyrənilən hissəciklərin dalğa-zərrəcik dualizmi bir sıra hallarda bir hissəciyin fəzada vəziyyətini (koordinatları) və sürətini (və ya impulsunu) eyni zamanda təyin etməyin qeyri-mümkün olduğunun ortaya çıxmasına səbəb olur. Beləliklə, məsələn, elektronun (və digər hər hansı bir mikro hissəciyin) həm x koordinatının, həm də impulsun P_x komponentinin dəqiq qiymətlərə sahib ola bilməz.

Doğrudan da zərrəciyə müəyyən dalğa prosesi uyğun gəldiyindən onun «məskunlaşmasının» qeyri-müəyyənliyi de-Broyl dalğasının uzunluğu tərtibində olur $\Delta x \approx \lambda$ və klassik trayektoriya anlayışı öz mənasını itirir. Makroskopik obyektlər üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu çox kiçikdir və ona görə də bu halda trayektoriya anlayışı tətbiq oluna bilər.

Klassik mexanikadan fərqli olaraq, qeyri – müəyyənlik prinsipinə görə mikroaləmdə hər iki qoşma mexaniki kəmiyyətlərin qiymətini eyni zamanda dəqiq ölçmək olmaz. x koordinatını ölçərkən Δx xətasına, eyni zamanda impulsunu təyin etməyə cəhd ediriksə, ΔP_x xətasına yol veririk. Belə olan halda qeyri-müəyyənlik prinsipi aşağıdakı bərabərsizliklə ifadə olunur.

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h \quad (1)$$

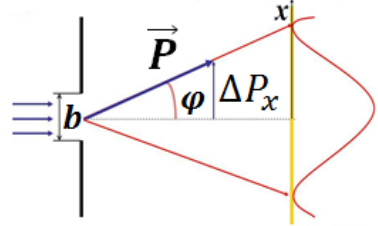
Bu asılılıq **Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibəti** adlanır. Yəni koordinatın və impulsun müvafiq proyeksiyalarının qeyri-müəyyənliyinin hasili tərtib etibarilə h –dan kiçik ola bilməz. Buradan alınır ki, zərrəciyin koordinatını nə qədər dəqiq təyin etsək, yəni Δx nə qədər kiçik olsa, impulsun proyeksiyasının təyindəki Δp_x qeyri-müəyyənlik bir o qədər böyük olar. Yaxud əksinə, zərrəciyin impulsunun proyeksiyasını nə qədər dəqiq təyin edilsə, yəni Δp_x nə qədər kiçik olsa, koordinat bir o qədər qeyri-müəyyən olar.

(1) -dən münasibətin belə çıxır ki, qoşma kəmiyyətlərdən birinin qeyri-müəyyənliyi nə qədər kiçik olarsa, digərinin qeyri-müəyyənliyi bir o qədər çox olur. Ola bilsin ki, dəyişənlərdən biri dəqiq təyin ($\Delta x = 0$) olduğu halda, digər dəyişənin tamamilə qeyri-müəyyən ($\Delta P_x \rightarrow \infty$ -qeyri-müəyyənliyi sonsuz böyük) olsun. Beləliklə, bir mikro hissəcik üçün koordinatlarının və impulsunun hər ikisinin eyni zamanda yüksək dəqiqliklə təyin olunması mümkün deyildir. Başqa sözlə, klassik zərrəcikdən fərqli olaraq kvant zərrəciyini eyni zamanda fəzanın müəyyən hissəsində

lokallaşdırmaq ($\Delta x = 0$) və ona müəyyən impuls aid etmək ($\Delta P_x = 0$) mümkün deyildir.

Elektronun difraksiya təcrübəsinə müraciət edərək, təcrübi və nəzəri mülahizələr əsasında qeyri-müəyyənlik prinsipinin doğruluğunu göstərək. Fərz edək ki, impulsu $\vec{P}$ olan elektron dəstəsi y koordinat oxu boyunca hərəkət edir (Şəkil 1).

Bu dəstədən müəyyən hissə elektron ayırmaq üçün onun qarşısına perpendikulyar (x koordinat oxuna paralel) istiqamətdə, yarığın eni b olan ekran. Bu yarığın eni kifayət qədər böyük olduqda ($b \gg \lambda$) elektron səpilmədən keçəcək, impulsun qiyməti müəyyən qalacaq, yəni $\Delta P_x = 0$ olacaq, lakin elektronun keçib getdiyi yer Δx qeyri – müəyyən olacaqdır.



Şəkil 1

Əksinə yarığın enini kiçiltəndikdə elektronun keçdiyi yer dəqiqləşəcək və elektron dalğa xassəsinə malik olduğu üçün $\Delta x = b \approx \lambda$ tərtibində olduqda yarıqdan keçən elektronlar difraksiya hadisəsinə məruz qalacaq və yarıqdan kifayət qədər böyük məsafədə olan fotolövə y oxuna nəzərən simmetrik yerləşmiş geniş baş maksimumun hər iki tərəfində simmetrik yerləşən maksimumlardan ibarət difraksiya mənzərəsi alınır. Bu zaman impulsun ΔP_x xətası qeyri – müəyyən olacaqdır.

İşığın bir yarıqdan difraksiyası nəzəriyyəsinə görə yarıq müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə birinci minimumun istiqaməti arasındakı bucağı aşağıdakı şərti ödəməlidir.

$$b \sin \varphi = \Delta x \cdot \sin \varphi = \lambda = \frac{h}{p}$$

$$\Delta x \cdot P \sin \varphi = h \quad (2)$$

Elektron yarıqdan keçərək müəyyən ehtimalla fotolövənin istənilən yerinə düşə bilər və ilk hərəkət istiqamətini dəyişərək ox oxu istiqamətində impulsun ΔP_x komponenti yarana bilər. Bu komponentin qiyməti bizə məlum deyil. Deyə bilmərik ki, elektron lövənin hansı nöqtəsinə düşəcəkdir. Yarığın eni $b = \Delta x$ dəqiqliyi ilə bizə məlum olduğu halda impulsun ΔP_x komponenti qeyri – müəyyən qalır. Şəkildən göründüyü kimi $\Delta P_x = P \sin \varphi$ qiymətinə çata bildiyini nəzərə alsaq (2) ifadəsini

$$\Delta x \cdot \Delta P_x = h$$

şəklində yazmaq olar.

Nəzərə almaq lazımdır ki, elektronların baş maksimumdan kənarda az bir qismi üçün $\Delta P_x > P \sin \varphi$ ola bilər. Ona görə də qeyri – müəyyənlik prinsipi

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h \quad (3)$$

kimi yazılır. (3) ifadəsinə oxşar olaraq,

$$\Delta y \cdot \Delta P_y \geq h; \quad \Delta z \cdot \Delta P_z \geq h$$

yaza bilərik.

Kvant nəzəriyyəsində enerji ilə zaman arasında da qeyri müəyyənlik münasibətinə baxılır. Koordinat və impulsun qeyri-müəyyənliyini əlaqələndirən bu sonuncu münasibətdən enerji ilə zamanın qeyri-müəyyənliyini əlaqələndirən münasibətə keçmək mümkündür. Bunu aşağıdakı kimi etmək olar.

Məlumdur ki, sərbəst zərrəciyin enerjisi

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{P^2}{2m}; \quad dE = \frac{P}{m}dP = \vartheta dP = \frac{dx}{dt}dP_x$$

$$dE \cdot dt = dx \cdot dP_x$$

Diferensialı sonlu artımla əvəz etsək

$$\Delta E \cdot \Delta t = \Delta x \cdot \Delta P; \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq h$$

yaza bilərik.

Spektrin təbii eni enerji ilə zaman arasında mövcud olan qeyri müəyyənlik prinsipi ilə izah olunur. Orta yaşama müddəti Δt olan sistem müəyyən enerji ilə xarakterizə oluna bilməz, sistemin yaşama müddəti azaldıqca enerjinin qeyri-müəyyənliyi $\Delta E = \frac{h}{\Delta t}$ artır. Məsələn, atomların həyəcanlanmış halda yaşama müddəti sonlu olduğundan, bu halın enerjisi dəqiq təyin olunmur və uyğun enerji səviyyəsi sonlu qalınlıqla xarakterizə olunur. Atom sistemi müəyyən halda Δt orta yaşama müddətinə malikdirsə enerjinin pərakəndəliyi ΔE olur və şüalanan fotonların tezliyindəki qeyri – müəyyənlik $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h}$ təşkil edir. Bu səbəbə görə spektral xətlər sonlu enə malik olur.

Qeyri-müəyyənlik prinsipini təbiətin mükəmməl qanunu olub, cihazların təkmilləşməsindən asılı deyildir. Ondan alınan bir neçə nəticəni qeyd edək.

1. Klassik fizikadan fərqli olaraq kvant mexanikasında ölçmə dəqiqliyi müəyyən məhdudiyyətə malikdir
2. Kvant mexanikasında trayektoriya anlayışı öz mənasını itirir.
3. Zərrəciyin tam sükunət halını reallaşdırmaq mümkün deyildir.
4. Kvant mexanikasında tam enerjini kinetik və potensial enerjiyə ayırmaq öz mənasını itirir.

5.1.3. Dalğa funksiyası. Şredinger tənliyi

Dalğa-zərrəcik dualizminin universallığı, qeyri-müəyyənlik münasibətinin ədiktə etdiyi klassik mexanikanın mikroobyektlərə tətbiqinin məhdudluğu, eyni zamanda XX əsrin əvvəllərində kvant bir sıra eksperimental nəticələrin mövcud nəzəriyyələrlə ziddiyyət təşkil etməsi fizikasının inkişafında yeni bir mərhələyə - kvant mexanikasının yaradılmasına səbəb oldu. Kvant mexanikası mikroobyektlərin

dalğa xüsusiyyətlərini nəzərə alaraq onların hərəkət qanunları və qarşılıqlı təsirini öyrənir. Onun yaranması 1900-cü ildən, Plankın kvant hipotezinin formalaşdırılmasından başlayır və inkişafı hər şeydən əvvəl Avstriya fiziki E. Şredinger, alman fiziki V. Heyzenberq, ingilis fiziki P. Dirakın əsərləri ilə əlaqələndirilir.

Mikroobyektlərin halını təsvir etmək üçün kvant mexanikasında fəza koordinatlarının və zamanın funksiyası olan $\Psi(x, y, z, t)$ dalğa funksiyası adı altında elə bir kəmiyyət yaradıldı ki, o, çox məharətlə hərəkətin dalğa xarakteri ilə zərrəciyin korpuskulyar xassəsini özündə birləşdirdi. Dalğa funksiyasının konkret forması zərrəciyin halından və ona təsir edən qüvvələrin xarakterindən asılıdır.

Mikroobyektlərin təsvirinin ehtimal xarakterli olması kvant nəzəriyyəsinin fərqləndirici ən vacib xüsusiyyətidir. Mikroobyektlərə qarşı qoyulan de Broyl dalğalarını ehtimal dalğaları, yəni mikrozərrəciyin fəzanın müxtəlif nöqtələrində olma ehtimalının dalğa qanunu ilə dəyişdiyini qəbul etmək olarmı? Alman fiziki M.Born 1926-cı ildə dalğa qanunu ilə ehtimalın deyil, ehtimal amplitudu adlanan $\Psi(x, y, z, t)$ dalğa funksiyasının dəyişməsinə təklif edir. Ehtimal amplitudu kompleks funksiya ola bilər, W ehtimalı onun kvadratı ilə mütənasibdir.

$$W \sim |\Psi(x, y, z, t)|^2$$

Burada $|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*$, Ψ^* funksiyası Ψ dalğa funksiyasına kompleks qoşma funksiyadır.

Beləliklə mikroobyektlərin halının dalğa funksiyası ilə təsviri statistik və ehtimal xarakterlidir, zərrəciyin hər hansı dV həcm elementində olma ehtimalı $dW = |\Psi|^2 dV$ kimi təyin olunur. Ψ dalğa funksiyası özü real fiziki mənə daşımır, ancaq onun modulun kvadratı ehtimal sıxlığını verir.

$$w = \frac{dW}{dV} = |\Psi|^2$$

Zərrəciyin sonlu həcmdə olma ehtimalı

$$W = \int dW = \int |\Psi|^2 dV$$

Əgər zərrəcik verilmiş hər hansı V həcmində olarsa, onun həmin həcmdə tapılma ehtimalı 1-ə bərabər olar və

$$\int |\Psi|^2 dV = 1$$

ifadəsi dalğa funksiyasının **normallaşdırma şərti** adlanır. Ψ dalğa funksiyası zərrəciyin halının obyektiv xarakteristikası olması üçün, onun üzərinə müəyyən məhdudiyyətlər qoyulmalıdır. Mikroobyektlərin hər hansı həcm elementində olma

ehtimalı bu funksiya ilə xarakterizə olunduğundan, o **kəsilməz, sonlu və birqiymətli** olmalıdır.

Əgər sistem $\Psi_1, \Psi_2 \dots \Psi_n$ dalğa funksiyaları ilə təsvir olunan müxtəlif hallarda olursa, bu halların xətti kombinasiyası olan

$$\Psi = C_1\Psi_1 + C_2\Psi_2 + \dots + C_n\Psi_n = \sum_{i=1}^n C_i\Psi_i$$

halında da ola bilər. Bu **superpozisiya prinsipini** adlanır.

Dalğa funksiyasına əsasən zərrəciyin fəzanın bu və ya digər yerində olma ehtimalını, eləcə də impuls və koordinatdan asılı olan istənilən fiziki kəmiyyətin orta qiymətini təyin etmək olar.

Kvant mexanikasının əsas məsələsi dalğa funksiyasını təyin etməkdən ibarətdir. Onun əsasında duran tənlik özünü həm dalğa, həm də zərrəcik kimi aparan mikroobyektlərin ikili təbiətini təsvir edə bilməlidir. 1925-1926-cı illərdə Heyzenberq və Şredinger kvant mexanikasının eyni nəticələrə gətirən, ekvivalent iki variantını təklif etdilər.

Şredingerin təklif etdiyi variant hesablama əməliyyatını aparmaq üçün daha əlverişli olduğundan Şredinger tənliyi kvant mexanikasının əsas tənliyi kimi qəbul edilmişdir. Klassik mexanikada Nyuton tənliyi hansı rolu oynayarsa, kvant mexanikasında mikrosistemlər üçün Şredinger tənliyi həmin rolu oynayır.

Nyutonun və yaxud elektromaqnit sahəsi üçün Maksvell tənlikləri kimi Şredinger tənliyinin də dəqiq ardıcıl çıxarılışı yoxdur. Bu tənliyin düzgünlüyü, onun köməyi ilə əldə edilən nəticələrin təcrübə ilə uyğunluğuna əsasən təsdiqlənir və bu da ona təbiət qanunu xarakteri verir.

E.Şredinger aşağıdakı dalğa tənliyini təklif etmişdir

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (1)$$

Burada $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – Laplas operatoru, m – zərrəciyin kütləsi, $\psi = \psi(x, y, z, t)$ – axtarılan dalğa funksiyası, $U(x, y, z, t)$ – qüvvə sahəsində hərəkət edən zərrəciyin potensialı, i – xəyali vahiddir. (1) tənliyi **ümumi hal üçün** və yaxud **zamandan asılı hal üçün Şredinger tənliyi** adlanır.

Mikroaləmdə baş verən bir çox fizika hadisələr üçün, ψ dalğa funksiyasının zamandan asılılığını aradan qaldırmaqla (1) Şredinger tənliyini sadələşdirmək olur. Əgər zərrəciyin hərəkət etdiyi qüvvə sahəsi potensialı sahə olarsa, onda U funksiyası zamandan asılı olmur və potensial enerjini ifadə edir. Qarşılıqlı təsirin potensialının zamandan asılı olmadığı hallar **stasionar hallar** adlanır. Bu halda Şredinger tənliyi

həlli, biri yalnız koordinatlardan, ikincisi isə yalnız zamandan asılı olan iki vuruğa ayrılır.

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \quad (2)$$

Burada E –zərrəciyin tam enerjisidir, stasionar sahədə tam enerji sabit qalır. (2) dalğa funksiyasını (1) tənliyində yerinə yazsaq

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z)\psi = E\psi \\ \Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \end{cases} \quad (3)$$

(3) tənlikləri stasionar hallar üçün Şredinger tənlikləridir.

$\tilde{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(x, y, z)$ Hamilton və ya tam enerji operatorundan istifadə etməklə stasionar hallar üçün Şredinger tənliyini

$$\tilde{H}\psi = E\psi \quad (4)$$

şəkilində yazmaq olur.

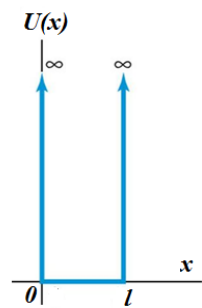
Qeyd etmək lazımdır ki, Şredinger tənliyinin həlli adi tənliklərdə olduğu kimi ədəd deyil, funksiyadır, daha doğrusu funksiyalar toplusudur. Dalğa funksiyasının Şredinger tənliyini ödəməsi üçün standart şərtlərlə yanaşı onun üzərinə bir sıra digər sərhəd şərtləri də qoyulur. Standart şərtlər daxilində Şredinger tənliyinin həlli, baxılan məsələnin xarakterindən asılı olaraq, yalnız enerjinin müəyyən seçilmiş qiymətlərində mövcuddur. Şredinger tənliyinin həllinin mümkün olduğu enerjinin seçilmiş qiymətləri **məxsusi enerji**, onlara uyğun ψ funksiya isə **məxsusi dalğa funksiya** adlanır. Enerjinin məxsusi qiymətlər çoxluğu **spektr** adlanır. Məxsusi qiymətlər konkret obyektlər üçün kəsilməz və ya diskret ardıcılıq təşkil edə bilər. Diskret ardıcılıq halı enerjinin kvantlanması deməkdir. Beləliklə, heç bir əlavə şərtsiz, kvant mexanikasında diskret enerji səviyyəsinin mövcudluğu meydana çıxır.

5.1.4. Zərrəciyin birölçülü sonsuz dərin, düzbucaqlı potensial çuxurda hərəkəti

Zərrəciyin birölçülü sonsuz dərinliyə malik olan düzbucaqlı potensial çuxurda hərəkətinə stasionar hallar üçün Şredingerin tənliyinin tətbiq edək. Sadəlik üçün zərrəciyin eni l olan çuxurda x oxu istiqamətində hərəkət etdiyini və çuxurun potensial enerjisinin (Şəkil 1)

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x \leq 0 \\ 0, & 0 < x < l \\ \infty, & x \geq l \end{cases}$$

funksiyası ilə təsvir olunduğunu qəbul edək.



Şəkil 1

Hərəkət bir ölçülü olduğundan stasionar hal üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi(x) = 0 \quad (1)$$

Zərrəciyin hərəkət etdiyi $0 \leq x \leq l$ oblastında $U(x) = 0$ olduğundan (1) tənliyini

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\psi(x) = 0; \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + k^2\psi(x) = 0; k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (2)$$

şəklində yazıla bilər. (2) tənliyinin həlli

$$\psi(x) = A\sin kx + B\cos kx \quad (3)$$

şəkilində axtarılır. Dalğa funksiyası kəsilməz dəyişdiyindən sərhəd şərtlərinə görə $\psi(0) = \psi(l) = 0$ olmalıdır, yəni zərrəcik çuxurdan kənara çıxma bilmir. $x = 0$ olduqda

$$\psi(0) = A\sin 0 + B\cos 0 = 0 \Rightarrow B = 0; \psi(x) = A\sin kx$$

$$x = l \text{ olduqda } \psi(l) = A\sin kl = A\sin \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}l = 0$$

Bunun üçün $kl = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}l = \pi n \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$ şərti ödənilməlidir. Sonuncu ifadədən potensial çuxurda hərəkət edən zərrəciyinin enerjisinin qiymətini tapa bilərik:

$$E_n = \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2ml^2} = \frac{n^2 h^2}{8ml^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

Enerjinin hər bir qiymətinə, zərrəciyin halını təyin edən dalğa funksiyası uyğun gəlir.

$$\psi_n(x) = A\sin \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}x = A\sin \frac{\pi n}{l}x = \sqrt{\frac{2}{l}}\sin \frac{\pi n}{l}x \quad (5)$$

A sabiti normallaşdırma şərtindən tapılır.

Beləliklə, zərrəciyin sonsuz dərin potensial çuxurda hərəkətini təsvir etmək üçün biz (5) dalğa funksiyaları dəstini və bu funksiyalara uyğun zərrəciklərin mümkün olan (4) enerji qiymətlərini aldıq. kvant ədədindən asılı olan enerjinin və dalğa funksiyasının qiyməti həmin zərrəciyin halını müəyyən edir. (4) ifadəsindən çox vacib nəticələr çıxır.

1-ci nəticə: Potensial çuxurda elektronun enerjisi və onun sürəti istənilən deyil, n kvant ədədinin qiymətlərinə uyğun müəyyən seçilmiş, $E_1 = \frac{h^2}{8ml^2}$; $E_2 = \frac{4h^2}{8ml^2} = 4E_1$; $E_3 = \frac{9h^2}{8ml^2} = 9E_1$; ... və s. diskret qiymətlər ala bilər.

Deməli, potensial çuxurda hərəkət edən zərrəciyin **enerjisi kvantlanır**. Enerjinin kvantlanmış E_n qiymətləri enerji səviyyələri, n ədədi isə zərrəciyin enerji səviyyəsini təyin etdiyindən baş kvant ədədi adlanır.

2-ci nəticə: Zərrəciyin enerjisi onun hərəkətində əsas hala uyğun gələn sıfırdan fərqli minimal qiyməti ilə aşağıdan məhdudlaşmışdır. Ən kiçik enerji halı $n = 1$, əsas hal adlanır $E_{min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}$.

3-cü nəticə: Elektronun enerjisi potensial çuxurun ölçüsü ilə təyin olunur. Potensial çuxurun enini atomun ölçüsünə bərabər götürsək, onda (4) ifadəsinə uyğun olaraq elektron üçün enerjinin diskret qiymətləri (xətti spektrlər) özünü açıq-aşkar göstərəcəkdir. Ölçüsünün böyüməsi ilə onun kvadratı qədər elektronun enerjisinin azalması baş verir ki, bu hadisə **delokalizasiya** adlanır. Delokalizasiya hadisəsi zərrəciyin məsələn, nüvədən nuklonların və ya atomdan elektronların daha böyük çuxura köçürülməsi, başqa sözlə, zərrəciklərin sərbəstləşməsi deməkdir. Potensial çuxurun ölçüsünün azalması ilə elektronun enerjisi artır. Bu proses **lokallaşma** adlanır.

4-cü nəticə: Enerjinin (4) ifadəsində elektronun kütləsi əvəzinə makrocisimlərin kütləsini qoysaq, enerjinin qiymətləri çox kəskin azalacaq və səviyyələr üst-üstə düşəcəkdir. Bu zaman enerjinin diskretliyi itəcəkdir. Yəni mikrosistemdən makrosistemə keçdikdə klassik mexanikanın enerjinin kəsilməzlik prinsipi ödəniləcəkdir. Başqa sözlə, klassik mexanika kvant mexanikasının xüsusi halı kimi özünü göstərir.

(5) məxsusi dalğa funksiyasının köməyi ilə zərrəciyin olma ehtimalının maksimum və minimum olduğu nöqtələrin koordinatlarını təyin edək. Bunun üçün $|\psi(x)|^2 = A^2 \sin^2 \frac{\pi n}{l} x$ funksiyasından koordinanta görə törəmə alıb, sıfıra bərabər edək:

$$2A^2 \sin \frac{\pi n}{l} x \cdot \cos \frac{\pi n}{l} x \cdot \frac{\pi n}{l} = \frac{A^2 \pi n}{l} \sin \frac{2\pi n}{l} x = 0;$$

$$\sin \frac{2\pi n}{l} x = 0; \frac{2\pi n}{l} x = k\pi; x = \frac{kl}{2n}$$

k -nın tək qiymətlərində $|\psi(x)|^2$ funksiyası maksimum, cüt qiymətlərində sıfır qiymətlərini alır. Şərtini nəzərə alsaq, ehtimal sıxlığının maksimum olduğu nöqtələrin koordinatları aşağıdakı kimi olar.

$n = 1$ olduqda $k = 0, 1, 2; x = 0, \frac{l}{2}, l$

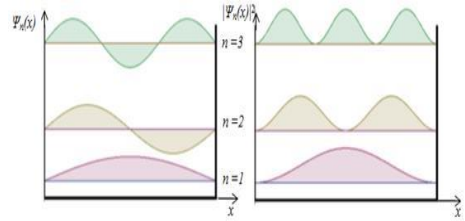
$n = 2$ olduqda $k = 0, 1, 2, 3, 4; x = 0, \frac{l}{4}, \frac{l}{2}, \frac{3l}{4}, l$

$n = 3$ olduqda $k = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6; x = 0, \frac{l}{6}, \frac{l}{3}, \frac{2l}{3}, \frac{5l}{6}, l$

Şəkil 2-də (4) enerji səviyyələrinə uyğun (5) məxsusi funksiyalarının ($n = 1, 2, 3$ halları üçün) və çuxurun divardan müxtəlif uzaqlıqda zərrəciyin müşahidə oluna bilmə ehtimal sıxlığının üçün $|\psi(x)|^2$ qrafikləri təsvir edilmişdir.

5-ci nəticə: Zərrəciyin ehtimal sıxlığının koordinatından asılılığından görünür ki, (məsələn, kvant halının halı üçün) zərrəciyin «çuxurun» sağ və sol tərəfində olma ehtimalı eynidir.

7-ci nəticə: Dalğa funksiyasının koordinatdan asılılığı göstərir ki, dalğa funksiyası şəbəkə nöqtələrinin (öz işarəsini əksinə dəyişdiyi nöqtə) sayın -1 ilə, zərrəciklərin ehtimal sıxlığının maksimumlarının sayı isə n sayı ilə ifadə olunur.



Şəkil 2

5.1.5. Kvant mexanikasında xətti harmonik ossilyator

Zərrəciyin $F = -kx$ kvazielastik qüvvəsinin təsiri ilə birölçülü hərəkəti **harmonik ossilyator** adlanır. İstənilən formalı potensial çuxurda tarazlıq vəziyyəti ətrafında kiçik rəqslər icra edən mikrohissəciklər də harmonik ossilyator xüsusiyyətlərinə malikdir. Mikrozzərrəciklərdən təşkil olunmuş sistemin (atomun, molekulun və s.) müəyyən tarazlıq vəziyyəti ətrafında ixtiyarı kiçik rəqsi hərəkətini birinci yaxınlaşmada harmonik rəqsi hərəkət olduğunu qəbul etmək olar.

Rəqs sistemlərin potensial enerjisinə x koordinatının funksiyası kimi baxmaqla harmonik ossilyator üçün Şredinger tənliyini həll etmək olar. Harmonik ossilyatorun potensial enerjisi

$$U(x) = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega^2 x^2}{2}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada m -zərrəciyin kütləsi, $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ - ossilyatorun məxsusi dövrü tezliyidir.

Potensial enerjinin ifadəsini nəzərə alaraq harmonik ossilyator təsvir edən stasionar hallar üçün Şredinger tənliyini

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0$$

və yaxud

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(\frac{2mE}{\hbar^2} - \left(\frac{m\omega x}{\hbar} \right)^2 \right) \psi = 0 \quad (2)$$

şəklində yazmaq olar.

$$\alpha = \frac{m\omega}{\hbar}; \quad \beta = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (3)$$

əvəzləmələri aparmaqla (2) tənliyini aşağıdakı kimi yazarıq

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + (\beta - \alpha^2 x^2) \psi = 0 \quad (4)$$

x dəyişənindən, başqa bir $z = \sqrt{\alpha}x$ dəyişəninə keçsək (4) tənliyi

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \left(\frac{\beta}{\alpha} - z^2\right)\psi = 0 \quad (5)$$

şəkilində yaza bilərik.

Differensial tənliklər nəzəriyyəsində isbat olunur ki, bu tənliyin sonlu, birqiymətli, kəsilməz həlli yalnız $\frac{\beta}{\alpha}$ -nın müəyyən qiymətlərində mümkündür

$$\frac{\beta}{\alpha} = 2n + 1, n = 0, 1, 2, \dots$$

(3) əvəzləmələrini bu şərtə nəzərə alaraq harmonik ossilyatorun enerjisini təyin edə bilərik

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{2E}{\hbar\omega} = 2n + 1; \quad E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$$

Tam qiymətlərə malik olan n **kvant ədədi** adlanır. Klassik mexanika nöqtəyi nəzərinə kəsilməz enerji spektrinə malik olan ossilyator, kvant mexanikasına görə enerjinin yalnız seçilmiş qiymətlərinə malik olar bilir.

Ossilyatorun diskret enerji səviyyələrinin əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

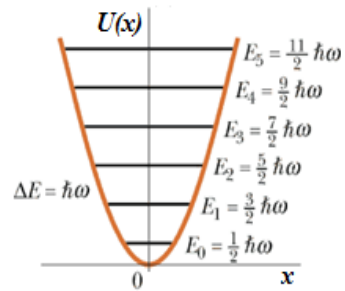
1. Xətti harmonik ossilyatorun enerjisi kvantlanmışdır (diskret qiymətlər alır). İki qonşu səviyyə arasındakı enerji fərqi n –qiymətindən asılı olmayıb, $\Delta E = \hbar\omega$ kimi təyin olunur. Enerji spektri ekvidistant xətlərdən ibarətdir (Şəkil 1). İstənilən iki qonşu səviyyə arasında keçid zamanı eyni tezliyə malik foton udulur və ya şüalanır.

2. Müxtəlif səviyyələr arasında keçid ehtimallarının hesablanması göstərir ki, harmonik ossilyatorda yalnız $\Delta n = \pm 1$ olduqda optik keçidlər mümkündür. Bu şərt **optik keçidlər üçün seçmə qaydası** adlanır. Hər bir harmonik ossilyator yalnız məxsusi ω tezliyinə malik şüaları udub və ya şüalandıra bilər və bu zaman ossilyatorun enerjisi $\Delta E = \pm \hbar\omega$ qədər dəyişər. Kvant mexanikasında bir nəticə kimi alınan

bu müddəə, mütləq qara cismin şüalanma qanunlarını izah etmək üçün irəli sürülən Plankın hipotezi ilə tam uyğunluq təşkil edir.

3. Harmonik ossilyatorun minimal enerjisi sıfır yox, $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ – ya bərabərdir. Bu ossilyatorun **sıfırıncı enerjisi** adlanır.

Sıfırıncı enerji mütləq sıfır temperaturunda belə ossilyatorda zərrəciklərin hərəkətlərinin davam etdiyini göstərir. Kvant nəzəriyyəsinə görə, ossilyatorun ən kiçik enerjisinin sıfırdan fərqli olması, bilavasitə qeyri-müəyyənlik prinsipinin varlığı ilə əlaqədardır. İfrat aşağı temperaturalarda işığın müxtəlif kristallardan səpilməsinin



Şəkil 1

tədqiqi bu müddəanın təcrübi olaraq doğru olduğunu sübut edir. Belə ki, temperaturu 0 K –ə ekstrapolyasiya etdikdə səpilən işığın intensivliyi sıfıra deyil, müəyyən sabit bir qiymətə malik olur. Bu təcrübi nəticə atomlarda sıfırıncı rəqslərin mövcud olmasını bir daha təsdiq edir.

5.1.6.Zərrəciyinpotensial çəpərdən keçməsi. Tunel effekti

Fərz edək ki, zərrəcik X oxu boyunca soldan sağa hərəkət edərək U hündürlüyünə və l uzunluğuna malik potensial çəpərlə rastlaşır .

Klassik fizika baxımından zərrəciyin E tam enerjisi çəpərin maksimal potensial enerjisindən (potensial çəpərin U hündürlüyündən) böyük olduqda ($E > U_0$) çəpəri aşib keçir. Əgər zərrəciyin enerjisi potensial çəpərin hündürlüyündən kiçik yaxud ona bərabər olarsa ($E \leq U_0$) çəpəri keçə bilməyib geri qayıdacaqdır.

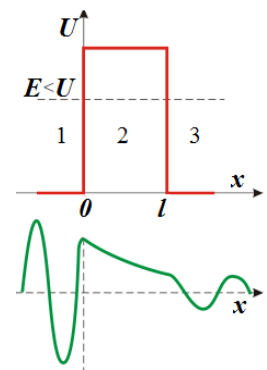
Məsələyə kvant baxımdan yanaşdıqda yuxarıda deyilən vəziyyət özünü doğrultmur. Belə ki, mikrozərrəciyin tam enerjisi potensial çəpərin hündürlüyündən kiçik olduqda belə zərrəcik potensial çəpəri qismən keçə bilir. Həmçinin klassik fizikadan fərqli olaraq $E \leq U_0$ enerjisinə malik olan zərrəciklər selinin bir qisminin çəpərdən keçməsi hadisəsi sırf kvant hadisəsi olub, “tunel effekti” adlanır.

Məsələn, zərrəciklərin atom nüvələrindən xaricə çıxması (radioaktiv hadisəsi), metallardan elektronların soyuq emissiyası, güclü elektrik sahəsində atomların ionlaşması, müxtəlif növ naqillər toxunduqda xarici kvant potensiallar fərqi yaranması və s. hadisələr təcrübədə müşahidə olunan və klassik fizikanın izah edə bilmədiyi fiziki hadisələrdən olub, yalnız “tunel effekti”nin tətbiqi ilə izah olunurlar.

“Tunel effekti”nin varlığını göstərmək üçün ən sadə hala, mikrozərrəciyin düzbucaqlı potensial çəpərdən keçməsinə baxaq. Bunun üçün Şredinger tənliyinin düzbucaqlı potensial çuxurda olan zərrəciyin bir ölçülü hərəkətinə tətbiq edək. Şredinger tənliyinin həlli göstərir ki, hətta $E < U_0$ olduqda zərrəciyin çəpəri keçmə ehtimalı, $E > U_0$ olduqda isə çəpərdən əks olunma ehtimalı sıfırdan fərqli olur.

Zərrəciyin birölçülü hərəkəti üçün düzbucaqlı formada potensial çəpəri nəzərdən keçirək. Sadəlik üçün zərrəciyin x oxu istiqamətində hərəkət etdiyini və eni l çəpərinpotensial enerjisinin (Şəkil 1)

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & \text{I oblast} \\ U_0, & 0 \leq x \leq l & \text{II oblast} \\ 0, & x > l & \text{III oblast} \end{cases}$$



Şəkil 1

funksiyası ilə təsvir olunduğunu qəbul edək. Fərz edək ki, zərrəcik, üç oblasta bölünmüş OX oxu boyunca hərəkət edir. Hər bir oblast üçün Şredinger tənliyini yazaq:

$$\frac{d^2\psi_{1,3}}{dx^2} + k^2\psi_{1,3} = 0; \quad (\text{I və III oblastlar üçün, } k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2})$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + q^2\psi_2 = 0; \quad (\text{II oblast üçün, } q^2 = \frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2})$$

Bu differential tənliklərin ümumi həlli

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \text{ I oblast üçün}$$

$$\psi_2(x) = A_2 e^{-qx} + B_2 e^{qx} \text{ II oblast üçün}$$

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \text{ III oblast üçün}$$

A_i və B_i sabitləri hər bir dalğanın uyğun toplananının amplitudur:

A_1 – - sol tərəfdən çəpər üzərinə düşən dalğanın amplitudu;

B_1 – - I oblastda əks olunan dalğanın amplitudu;

A_2 – II oblasta çəpərdən keçmiş dalğanın amplitudu;

B_2 – II oblastında səthdən əks olunan dalğanın amplitudu;

A_3 – III oblasta keçən dalğanın amplitudu;

B_3 – III oblastında əks olunan (mövcud olmayan) dalğanın amplitududur.

Dalğa funksiyası ilə əlaqədar olan ehtimal sıxlığı bu funksiyasının amplitudunun kvadratı ilə mütənasibdir olduğundan potensial çəpərin şəffaflıq əmsalını təyin edə bilərik. Şəffaflıq əmsalı dedikdə potensial çəpərdən keçən zərrəciklərin sayının, həmin vaxtda onun üzərinə düşən zərrəciklərin sayına nisbəti nəzərdə tutulur. Ehtimal uyğun dalğaların amplitudunun modulunun kvadratı ilə mütənasib olduğu üçün

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2$$

yaza bilərik.

Sərhəd və standart şərtlər daxilində bu tənliklərin həllindən düzbucaqlı formalı potensial çəpərin şəffaflıq əmsalı üçün

$$D \cong e^{-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}}$$

ifadəsi alınır. Zərrəciyin çəpəri keçməsi, çəpərin l –enindən, zərrəciyin m –kütləsindən, həm də $U_0 - E$ fərqiindən asılıdır.

İxtiyari formalı potensial çəpər üçün şəffaflıq əmsalı

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U_0 - E)} dt}$$

ifadəsi ilə hesablanılır.

Klassik baxımdan, zərrəciyin $E < U_0$ vəziyyətində potensial çəpəri keçməsi enerjinin saxlanma qanununa ziddir. Kvant nəzəriyyəsi baxımdan isə belə ziddiyyət

yoxdur. Tunel effekti klassik fizikada analoqu olmayan, sırf kvant hadisəsidir. Belə ki, zərrəcik tuneldə yerləşdikdə $E < U_0$ olduğundan kinetik enerji üçün mənfi qiymət alınır.

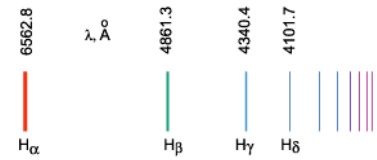
$E_k < 0$ olması göstərir ki, kvant mexanikasında enerjini kinetik və potensial enerjilərə bölmək doğru deyil. Zərrəcik çəpərdən keçərkən **virtual** halda olur və enerjinin qeyri-müəyyənliyi $\Delta t = \frac{h}{\Delta E}$ müddətində enerjinin saxlanma qanununun pozula bilmə imkanı yaradır. Əgər bu müddət zərrəciyin çəpəri keçməsi üçün kifayətdirsə, o tunel effekti vasitəsi ilə *III* oblasta keçir, kifayət deyilsə əks olunaraq *I* oblastda qalır.

FƏSİL 5.2. ATOM FİZİKASI

5.2.1. Hidrogen atomunun spektrində qanunauyğunluqlar

Seyrəldilmiş qaz şəkilində olan izolə edilmiş atomlar və ya metalların buxarının buraxma spektri ayrı-ayrı xətlərdən ibarətdir (*xətti spektr*). Atomun quruluşunun dərk edilməsinə onların spektrlərinin öyrənilməsi xüsusi rol oynamışdır. Atomspektrləri xətlərin düzülüşü nizamsız deyil, müəyyən qruplar şəklində yerləşir ki, həmin xətlər spektral seriya adlanır.

Hər bir spektral xətlərin tezliklər fərqi və xətlərin intensivliyi onların tezliyinin artması ilə qanunauyğun şəkildə azalır. Şəkildə 1-də hidrogen atomunun görünən və yaxın ultrabənövşəyi oblastda spektrləri verilmişdir.



Şəkil 1

İsveçrə alimi Balmer (1885) hidrogen atomu spektrlərinin işığın görünən oblastına düşən xətlərdən dördünün ($H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$) dalğa uzunluğunu bilərək, onları hesablamaq üçün

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1)$$

empirik düsturunu vermişdir. $n = 3, 4, 5, \dots, 11$ tam ədədlər, λ_0 sabit kəmiyyətdir.

Spektroskopiyada spektral xətləri dalğa uzunluğunun tərs qiyməti olan dalğa ədədi ilə xarakterizə etmək qəbul olunmuşdur.

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ olduğunu nəzərə almaqla sonuncu düsturu tezliklə ifadə edərk

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2)$$

$R = cR' = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ san}^{-1}$ Ridberq sabitidir.

Dalğa uzunluqları (1), tezlikləri (2) düsturu ilə təyin olunan spektral xətlər qrupu Balmer seriyası adlanır. Sonrakı tədqiqatlar göstərdi ki, hidrogen atomunun spektrində Balmer seriyasından başqa digər bir neçə seriyalar da vardır. Belə ki, spektrin ultrabənövşəyi oblastında Layman seriyası yerləşir. Digər seriyalar isə infraqırmızı oblastda yerləşir. Həmin seriyalar cədvəldə verilmişdir.

Hidrogen atomu spektrində müşahidə olunan bu seriyaları ümumi bir düsturla ifadə etmək olar:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad n = m + 1, m + 2, m + 3 \dots \quad (3)$$

<i>Seriy a</i>	<i>Spektrin oblastı</i>	<i>Seriyanın düsturu</i>
Layman	Ultra bənövşəyi	$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 1, 2, 3$
Balmer	Görünən	$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 2, 3, 4$
Paşen	İnfraqırmızı	$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 4, 5, 6$
Breket	İnfraqırmızı	$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 5, 6, 7$
Pfund	İnfraqırmızı	$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 6, 7, 8$
Hemfri	İnfraqırmızı	$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 7, 8, 9$

(3) ifadəsi ümumiləşmiş Balmer düsturu adlanır. Burada n ədədi m -in verilmiş qiymətində $(m+1)$ -dən başlayaraq tam qiymətlər alır və həm də Layman seriyası üçün $m=1$, Balmer seriyası üçün $m=2$, Paşen seriyası üçün $m=3$ və s. olur. m – in eyni qiyməti ilə ifadə olunan spektral xətlər qrupu spektral xətlərin seriyası adlanır. Ümumiləşmiş Balmer seriyasını aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar:

$$\nu = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2} = T(m) - T(n) \quad (4)$$

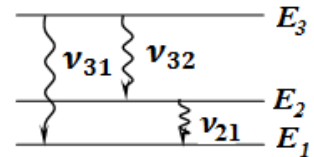
$T(m)$ və $T(n)$ kəmiyyətləri spektral term adlanır. Uyğun atomlar üçün termlər sistemini bilməklə (təkcə hidrogen üçün deyil) onların kombinasiyasından istənilən spektral seriyanın dalğa ədədini və ya tezliyini təyin etmək olar.

$T(m) = \frac{R}{m^2}$ olduğu üçün $m = 1, 2, 3 \dots$ qiymətlərinə uyğun termlər

$$\frac{R}{1^2}; \frac{R}{2^2}; \frac{R}{3^2} \dots \quad (5)$$

ardıcılığını götürsək, hidrogen atomunun spektrindəki ixtiyari xətt üçün dalğa ədədi bu ardıcılıqdakı iki ədədin fərqi kimi təyin oluna bilər.

Deməli, verilmiş (5) termlər sistemini bilsək, bu atomun spektrində istənilən xəttin dalğa ədədini (4) düsturuna əsasən iki termin fərqi kimi tapa bilərik. Bu qayda 1908-ci ildə İsveçrə alimi Rits tərəfindən müəyyən edilmişdir və **Ritsin kombinasiya prinsipi** adlanır.



Şəkil 2

Ritsin kombinasiya prinsipinə görə, əgər spektrdə iki ν_{21} və ν_{32} tezlikli müxtəlif xətt iştirak edərsə, onda bu tezliklərin cəminə və yaxud fərqinə bərabər tezlikli xətti tapmaq olar (Şəkil 2).

$$\nu_{31} = \nu_{21} + \nu_{32}$$

Bunu Bora istinad edərək başa düşmək olar. Belə ki, spektrdə, məsələn ν_{21} tezliyinə uyğun gələn istənilən xəttin olması atomda iki enerji səviyyəsinin olmasını göstərir.

5.2.2. Atomun quruluş modelləri

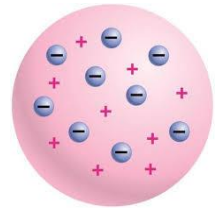
Atom haqqında ilk fikirlər bizim eradan çox-çox əvvəl qədim Çin, Hind, Yunan və Roma fəlsəfəsində özünə yer tapmışdır. Ardıcıl təlim kimi formalaşmış atomistikaya görə atomlar bölünməz, əbədi və dəyişməz, daim hərəkətdə olan, forma və ölçüsünə görə fərqlənən ən kiçik maddi hissəciklər hesab edilirdi. Bu təlim XVII əsrə qədər davam etmişdir.

XVII – XVIII əsrlərdə mexanika daha çox inkişaf etdiyindən atomların qarşılıqlı təsirləri və birləşmələri onların mexaniki xassələri ilə izah olunmağa başlandı. XIX-əsrə əsas kimyəvi qanunlar və ideal qaz qanunları müəyyənləşdi. 1869 – cu ildə elementlərin dövri sistemi kəşf olundu, atomun mürəkkəb quruluşa malik olması aydınlaşdı.

Atomun mürəkkəb quruluşu atomun xətti spektrə malik olması və bu xətlərə uyğun tezliklər arasında müəyyən qanunauyğunluğun mövcudluğu, 1896 – cı ildə A.Bekkerel tərəfindən radioaktivlik hadisəsinin, 1897 – ci ildə elektronun kəşfi (C.Tomson) kimi fundamental tədqiqatlarla təsdiq olundu. Atom haqqında tam təəvvür əldə etmək üçün atom modelini yaratmağa kəskin ehtiyac vardı.

İlk atomun modeli 1903-cü ildə elektronu kəşf edən Tomson tərəfindən təklif edilmişdir. Tomson modelinə görə atomlar bütün həcmdə bərabər paylanmış və daxilində müxtəlif nöqtələrdə elektronlar yerləşən müsbət yüklü bircins kürədən ibarətdir (Şəkil 1). Kürənin müsbət yükü elektronun yükünə qiymətcə bərabər olduğundan, atom bütövlükdə elektroneytraldır. Elektron tarazlıq vəziyyətindən azacıq meyl etdikdə onu tarazlıq vəziyyətinə qaytaran kvazielastiki qüvvə yaranır. Bu qüvvənin təsiri ilə harmonik rəqs icra edən elektronlar, Maksvell nəzəriyyəsinə görə tezliyi elektronların rəqsi tezliyinə bərabər olan monoxromatik elektromaqnit dalğaları şüalandırmalıdır.

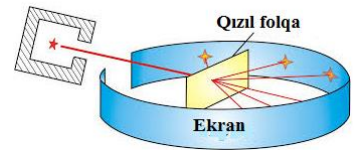
Tomson modeli atomun şüalanmasında yaranan xətti spektrlər kimi xarakterik xüsusiyyəti izah edə bildi. Digər tərəfdən Q.A.Lorens Tomson modeli əsasında dispersiyanın elektron nəzəriyyəsini yaratdı və əsasən nəzəri olaraq normal və anomal



Şəkil 1

dispersiyanı izah etdi. Elektronların harmonik rəqsləri vasitəsilə atom spektrlərindəki qanunauyğunluqları və başqa hadisələri izah etməkdə bu model aciz qaldı. Digər tərəfdən Tomson modeli statik model olub, hərəkətdə olmayan yüklər sisteminə əsaslanırdı ki, bu cür sistem İrənşou teoreminə görə dayanıqlı tarazlıqda ola bilməzdi.

1911-ci ildə E.Rezerfordun apardığı təcrübələr isə Tomson modelinin tamamilə həqiqətə uyğun olmadığını nümayiş etdirdi. Tomson modeli atomun quruluşunun öyrənilməsində bir mərhələ kimi yalnız tarixi əhəmiyyətə malikdir. Rezerfordun tələbələri Heyger və Marsden birlikdə α –zərrəciklərin metaldan səpilməsi təcrübəsini qoyaraq göstərmişlər ki, əksər α –zərrəciklər maddədən keçir və çox cüzi hissəsi öz istiqamətindən kənara çıxır və yaxud tək-tək hallarda geri qaydır. Təcrübə sxematik olaraq 2-ci şəkildə göstərilmişdir. Paralel -şüalar nazik yarıqdan qızıl folqa üzərinə istiqamətləndirilir. Onu keçən zərrəciklər ekran (ZnS) üzərində parıltılar əmələ gətirir ki, bunlar da mikroskopun köməyi ilə qeydə alınır. Mikroskopu nazik qızıl təbəqəsinin mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlatmaqla, müxtəlif bucaqlar altında səpilən α –zərrəcikləri müşahidə etmək və onların sayını təyin etmək mümkündür.



Şəkil 2

Rezerfor təcrübəsindən aşağıdakılar müəyyən edilmişdir:

- 1) Metal lövhə üzərinə düşən α –zərrəciklərin az qismi səpilməyə məruz qalır.
- 2) α –zərrəciklərin çox böyük bucaq altında səpilənləri və hətta geriye təpilənləri də vardır. 90° –dən böyük bucaq altında səpilən zərrəciklər ümumi sayın, təqribən 0.01 % –ni təşkil edir. 0,01% -i 90° -, yəni metal təbəqədən geri qaydır.
- 3) Səpilmə bucağı böyüdükcə səpilən α –zərrəciklərin sayı kəskin azalır.

Qeyd edək ki, Rezerford təcrübələrinin nəticələri çox gözlənilməz oldu. α –zərrəciklərin kütləsi elektronun kütləsindən təqribən 8000 dəfə böyük olduğundan, folqanı keçən α –zərrəciklərin hərəkət istiqamətini bu folqanın atomlarına daxil olan elektronlar dəyişə bilməz. Müxtəlif bucaqlar altında səpilən α –zərrəciklərin mövcud olması, onların öz yolunda kütləcə α –zərrəciyin kütləsi tərtibində olan müsbət yüklü maneələrlə rastlaşdığını sübut edir. Çünki yalnız həmin müsbət yüklü hissəciklər α –zərrəcikləri geriye ata bilər. α –zərrəciklərin əksəriyyətinin səpilmədən düz keçməsi səpən obyektin çox kiçik həcm oblastında yerləşdiyini göstərir.

Rezerford belə bir nəticəyə gəldi ki, atomun ancaq kiçik bir hissəsi α –zərrəciklərin folqadan keçməsinə maneçilik göstərə bilər, yəni müsbət yük atomun daxilində çox kiçik bir həcmdə toplanmış və atomun əsas kütləsi də bu həcmə aiddir. Bu nəticələr Rezerford tərəfindən 1911-ci ildə **atomun planetar modelinin (atomun**

Rezerford modelinin) yaradılmasına gətirdi. Bu modelə görə atom müsbət yüklü ağır, kiçik ölçülü mərkəzi hissədən (nüvədən) və onun sahəsində hərəkət edən («fırlanan») mənfi yüklü yüngül elektronlardan ibarətdir.

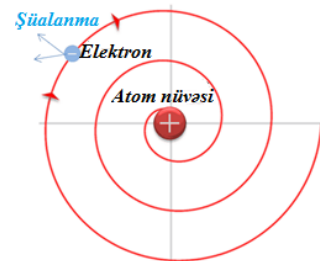
Atomun planetar modeli Tomson modelinə nisbətən xeyli üstünlüyə malik olub, α – hissəciklərin səpilməsinə aid təcrübi faktlarla yaxşı uyğun gəlirdi. Lakin atomun planetar modelinin də prinsipial çatışmazlıqları vardı.

1. Rezerford Tomsondan fərqli olaraq elektronları sükunətdə deyil, nüvə ətrafında qapalı orbit boyunca hərəkətdə götürmüşdür. Klassik elektrodinamika qanunlarına görə nüvə ətrafında dairəvi orbit üzrə böyük təcillə hərəkət edən elektron özündən elektromaqnit dalğaları şüalandırmalıdır. Nəticədə elektronun enerjisi sürətlə azalmalı və elektron çox kiçik (10^{-8} san) müddətində spiralvari trayektoriya boyunca nüvə üzərinə düşməlidir (Şəkil 3).

2. Nüvənin ətrafında qapalı orbit boyunca təcillə hərəkət edən elektron arasы kəsilmədən elektromaqnit dalğası şüalandırmalı olduğundan atomun şüalanma spektri xətti deyil, kəsilməz olmalı idi.

3. Nəhayət, planetar modelin çatışmayan cəhətlərində biri də Rezerfordun elektrona ancaq klassik zərrəcik kimi baxması idi.

Beləliklə, planetar model atomun dayanıqlı sistem olmasını, atom spektrindəki qanunauyğunluqları izah edə bilmədi.



Şəkil 3

5.2.3. Hidrogen atomunun yarımklassik nəzəriyyəsi

Rezerford modelinin çatışmazlıqlarını aradan qaldırmaq və atom spektrlərinin xüsusiyyətlərini izah etmək üçün N.Bor 1913-cü ildə qeyd etdi ki, dayanıqsızlıq atomun nüvə modelinin deyil, klassik fizikanın təqsiridir. İlk dəfə olaraq klassik fizika qanunlarının atom daxili proseslərə tətbiq olunmadığı qəbul edilir, kvant fizikasının elementlərini verməklə atomun qeyri klassik nəzəriyyəsini yaradır. Bu nəzəriyyənin əsasında ona qədər məlum olan:

- 1-Hidrogen atomunun spektrindəki qanunauyğunluqlar;
- 2- Atomun nüvə modeli;
- 3-Şüalanmanın kvant xarakteri;

kimi vacib bu üç nəticənin vəhdətini yaratmaq ideyası durur.

Bu məsələni həll etmək üçün Bor atomda elektronun hərəkətinin təsvirinə klassik yanaşmanı saxlamaqla, Bor postulatları adlanan üç postulat irəli sürür. Qeyd edək ki, bu postulatların fiziki mənası elektronun atomdakı hərəkətinin klassik təsviri

ilə dərin ziddiyyət təşkil edirdi. Bor postulatlarının həqiqi mənası və əhəmiyyəti daha sonra, kvant mexanikası yaradıldıqdan sonra üzə çıxdı.

Birinci postulat (Stasionar hallar postulatı). *Atomda elektron nüvə ətrafında yalnız müəyyən davamlı və ya stasionar orbit üzrə hərəkət edir. Stasionar orbit üzrə hərəkət edən elektron nə enerji şüalandırmır, nə də udmur.*

Bir proton və bir elektrondan ibarət ən sadə hidrogen atomuna baxaq. Kütləsi m , sürəti v və yükü e olan elektron nüvənin ətrafında r radiuslu orbit üzrə hərəkət edir (Şəkil 1). Bu sistemin enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəmi kimi göstərilə bilər:

$$E = \frac{mv^2}{2} - k \frac{e^2}{r} \quad (1)$$

Əgər şəkildə göstərilən model davamlıdırsa, onda elektronla protonun elektrostatik cazibə qüvvəsi ($F = k \frac{e^2}{r^2}$) elektronun mərkəzəqaçma qüvvəsi ($F = \frac{mv^2}{r}$) ilə tarazlaşacaqdır:

$$k \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow mv^2 = k \frac{e^2}{r} \quad (2)$$

(2) ifadəsini (1) – də nəzərə alsaq,

$$E = -\frac{mv^2}{2} = -k \frac{e^2}{2r} \quad (3)$$

Bu sadə nəticəyə görə atomun əsas davamlılıq problemi öz həllini tapa bilmir. Belə ki, bu davamlılıq r radiusunun azalması ilə artmalı idi və müəyyən vaxtdan sonra elektron nüvənin üzərinə düşməli idi. Bu isə atomun məhv olmaması deməkdi. Həqiqətdə atomlar və onun əmələ gətirdiyi makrocisimlər stabil olaraq mövcuddur.

İkinci postulat (Orbitlərin kvantlanması). *Stasionar orbit üzrə hərəkət edən elektronun impuls momenti kvantlanır. Stasionar orbit üzrə hərəkət edən elektronun impuls momenti $\frac{h}{2\pi}$ –nin tam misillərinə bərabər olur.*

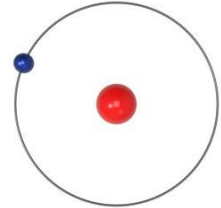
$$mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (4)$$

v_n –stasionar n –ci orbit üzrə hərəkət edən elektronun sürəti, r_n – icazə verilən (stasionar) n –ci orbitin radiusudur. , müsbət tam ədədlərdir.

Borun kvantlama şərtindən istifadə edərək stasionar orbitlərin radiusunu və enerjisini hesablamaq mümkündür. (3) ifadəsindən təyin olunmuş kütləni (2) nəzərə alsaq

$$v_n = \frac{ke^2}{nh} \quad (5)$$

(5) ifadəsini (4) – də nəzərə alsaq, n –ci orbitin radiusu üçün



Şəkil 1

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{kme^2} \quad (6)$$

alarıq.

(5) və (6) ifadələrindən göründüyü kimi stasionar orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun sürəti və orbitin radiusu müəyyən seçilmiş, diskret qiymətlər alır.

n – kvant ədədinin müxtəlif qiymətləri müvafiq Bor radiuslarını hesablamaq olar:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{kme^2} \approx 0.53 \text{ Å};$$

$$r_2 = 4r_1; \quad r_3 = 9r_1; \quad r_4 = 16r_1;$$

Göründüyü kimi r_1 -in qiyməti atomun qazokinetik ölçülərinə uyğun gəlir. Növbəti stasionar orbitlərin radius n^2 ilə mütənəsb olmaqla nüvədən uzaqlaşdıqca sürətlə artır. 2-ci şəkildə Bor tərəfindən təklif olunmuş hidrogen atomu modelində mümkün olan orbitlər verilmişdir.

Atomda hərəkət edən elektron dalğa təbiətinə malik olduğu üçün onun dairəvi orbit üzrə ϑ sürətilə hərəkəti zamanı yaratdığı de-Broyl dalğasının uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{m\vartheta}$$

kimi müəyyən olunur. Elektronun de-Broyl dalğa uzunluğunu Bor orbitinin stasionarlıq şərtində görə nəzərə alaq:

$$\vartheta_n r_n = n \frac{h}{2\pi}; \quad 2\pi r = n \frac{h}{m\vartheta}; \quad 2\pi r = n\lambda \quad (7)$$

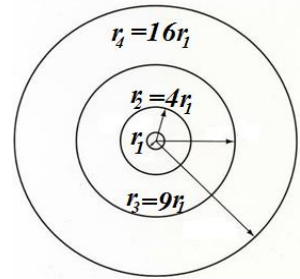
Bu sonuncu ifadədən yeni bir mühüm nəticəyə gələrək, ikinci postulatı aşağıdakı kimi də söyləmək olar:

Elektronun dairəvi orbitində tam sayda de-Broyl dalğası yerləşdikdə bu orbitdəki elektron enerjisi şüalandırmır.

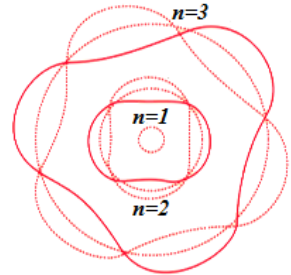
Burada elektron orbiti özünə qapanmış tam de-Broyl dalğasına uyğundur. 3- cü şəkildə çevrə boyunca iki, üç durğun dalğa uzunluğu göstərilmişdir. Dairədə yerləşən dalğa uzunluğunun sayı baş kvant ədədinə bərabər olur

(6) istifadə edərək, hidrogen atomunda n –ci stasionar səviyyədə məskunlaşan elektronun enerjisi üçün

$$E_n = -\frac{k^2 me^4}{2n^2 \hbar^2} = -\frac{2\pi^2 k^2 me^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} \quad (8)$$



Şəkil 2



Şəkil 3

ifadəsini alırıq. İfadədən göründüyü kimi hidrogen atomunda elektronun enerjisi diskret qiymətlər alır. Enerjinin mənfi qiyməti stasionar orbitdəki elektronun nüvə ilə cazibə qarşılıqlı təsirində olmasının nəticəsidir.

Hidrogen atomunun əsas halının ($n = 1$ olduqda) enerjisi

$$E_1 = -13.6 \text{ eV},$$

həyəcanlanmış halların enerjisi, $n = 2, 3, 4, 5$ olduqda

$$E_2 = -3.4 \text{ eV}; E_3 = -1.51 \text{ eV}; E_4 = -0.85 \text{ eV}; E_5 = -0.54 \text{ eV};$$

Nəhayət, $n = \infty$ olduqda $E_\infty = 0$ qiymətlərini alırıq.

Stasionar səviyyələrin enerjilərinin (8) düsturundan hesablanmış qiymətləri şəkil 4-də təsvir edilmişdir.

Elektronlar $m = 2, 3, 4 \dots$ səviyyəsindən $n = 1$ səviyyəsinə keçdikdə, tezlikləri

$$\nu_{1m} = \frac{E_1}{h} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

kimi təyin olunan şüalanma xətləri müşahidə olunur.

Tezlikləri ultrabənövşəyi oblasta düşən bu xətlərin məcmusu **Layman seriyasıdır**.

Elektronlar istənilən stasionar $m = 3, 4, 5 \dots$ səviyyəsindən $n = 2$ səviyyəsinə keçdikdə, görünən işıq oblastına düşən şüalanma xətlərinin tezliyi

$$\nu_{2m} = \frac{E_1}{h} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

kimi təyin olunan xətlər yığını **Balmer seriyasını** təşkil edir.

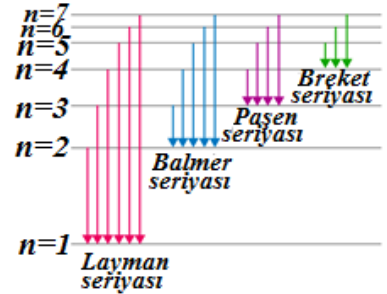
Hidrogen atomunun şüalanma spektrində infraqırmızı oblasta düşən şüalanma xətləri yuxarı səviyyələrdən $n = 3, 4, 5, \dots$ səviyyələrinə keçin hesabına yaranır. 4-cü şəkildəki Layman, Balmer, Paşen və Breket seriyalarında hidrogen atomunun spektral xətlərinin mənşəyini birləşdirən enerji səviyyələrinin sxemi verilmişdir.

Üçüncü postulat (Tezliklər qaydası). Atom yalnız bir stasionar haldan digər stasionar hala keçdikdə kvant şəklində enerji şüalandırır. Uduulan və ya buraxılan kvantın enerjisi keçiddə iştirak edən stasionar halların enerjiləri fərqli ilə təyin olunur

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad (9)$$

n –ci və m –ci stasionar hallara uyğun enerjini, (8) ifadəsini nəzərə alsaq (9) tezliklər qaydasını aşağıdakı kimi yazı bilərik

$$\begin{aligned} h\nu_{nm} &= E_n - E_m = \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right); \\ \nu_{nm} &= \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$



Şəkil 4

Bu sonuncu ifadəni, 5.2.1 yarımfəsilindəki (3) ifadəsi ilə, ümumiləşmiş Balmer seriyasının düsturu ilə müqayisə etsək, Ridberq sabitinin aşağıdakı kimi ifadə olunduğunu görürük:

$$R = \frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^3} = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ san}^{-1}$$

Göründüyü kimi Ridberq sabitinin Bor nəzəriyyəsindən hesablanmış qiymətinin təcrübədən məlum qiyməti ilə üst-üstə düşməsi, hidrogen atomunun spektrinin xəttiliyini, spektral qanunauyğunluqları izah etməsi yarım klassik Rezerford-Bor nəzəriyyəsinin ciddi uğurlarıdır.

Bu nəzəriyyədən alınan nəticələrin təcrübə ilə uyğunluğu atomun quruluşunun dərk olunmasından irəliyə doğru çox böyük addım olmaqla yanaşı, həm də atom daxili hadisələrin klassik fizika qanunları ilə deyil, məxsusən tərtib olunmuş kvant mexanikası qanunları ilə izah olunduğunun parlaq sübutuna çevrildi. Lakin Bor nəzəriyyəsinin bir sıra çətinliklərini də qeyd etmək lazımdır.

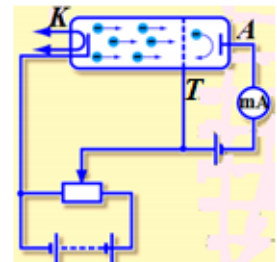
Bor nəzəriyyəsi mürəkkəb atomlara və hətta iki proton və iki neytrondan ibarət olan helium atomuna tətbiq oluna bilmədi.

Bor nəzəriyyəsinin uğursuzluğuna səbəb olan ən mühüm cəhət ondan ibarət idi ki, o daxili məntiqi ziddiyyətlərlə dolu idi. Nə ardıcıl klassik, nə də ardıcıl kvant nəzəriyyəsi idi. Maddənin dalğa nəzəriyyəsi aşkar edildikdən sonra daha yaxşı aydın oldu ki, Bor nəzəriyyəsi ardıcıl atom nəzəriyyəsinin yaranmasında keçid mərhələsi kimi tarixi məna daşıyır. Bu uğursuzluqlar elektronların atom daxilində hərəkətinə yeni baxışın – **kvant mexanikasının** yaradılmasını tələb edirdi.

5.2.4. Frank-Hers təcrübəsi

Bor nəzəriyyəsinin əsas nəticələrdən biri atom sisteminin enerjisi səviyyələrinə malik olmasıdır. Atomların diskret enerji səviyyələrinə malik olması təcrübə olaraq 1914-cü ildə Frank və Hers tərəfindən təsdiq olundu.

Onlar təcrübədə elektronların cıvə buxarından keçməsi prosesini öyrənmişdir. Təcrübəni sxemi 1–ci şəkildə təsvir olunmuşdur. Havası çıxarılmış şüşə boruya üç elektrod: katod (K), tor (T) və anod (A) daxil edilmişdir. Frank və Hers boruya $\sim 1 \text{ mm Hg ct.}$ təzyiq yaradan cıvə buxarı dolduraraq qurğunun voltamper xarakteristikasını tədqiq etmişlər.

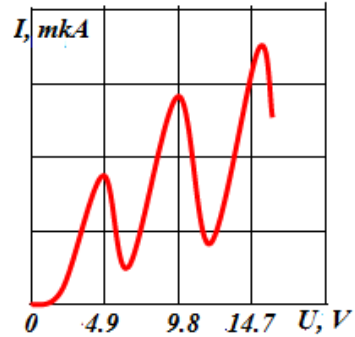


Şəkil 1

Xüsusi mənbədən qızdırılan katod termoelektron emissiya hadisəsi nəticəsində elektronları emissiya edir. Batareya vasitəsilə katod ilə anod arasında yaradılan gərginlik elektronları sürətləndirir və onlar anod dövrəsində cərəyan yaradırlar. Sürətləndirici sahənin potensialı potensiometr vasitəsilə tənzimlənir. Anod ilə T toru arasına tətbiq edilən kiçik ($\sim 0.5 V$) ləngidici gərginlik enerjisi kiçik olan elektronların anoda çataraq cərəyan yaratmasına imkan vermir.

Dövrədeki cərəyan şiddətinin katodla tor arasındakı gərginlikdən asılılığı tədqiq edilmişdir. Klassik təsəvvürlərə görə, gərginlik artdıqca cərəyan şiddəti monoton artmalı idi. Lakin təcrübənin nəticələrinə görə bu asılılıq 2 – ci şəkildəki kimidir.

Yəni cərəyan şiddəti sıfırdan başlayaraq potensialın $U_1 = 4.9 V$ qiymətinə qədər monoton artır. Potensialın sonrakı zəif artması nəticəsində anod cərəyanı kəskin azalır və minimum qiymətini alır. Sonra cərəyan şiddəti yenidən artmağa başlayır və gərginliyin $U_2 = 9.8 V$ qiymətində maksimum qiymətini alır. Sahənin potensialını bir daha artırmaqla əyridə gərginliyin $U_3 = 14.7 V$ qiymətində üçüncü maksimumu da almaq olar.



Şəkil 2

Alınan nəticəni aşağıdakı kimi izah etmək olar. $0 \leq U \leq 4.9 V$ intervalında gərginliyin artımı yalnız elektronların enerjisinin artmasına səbəb olur. Elektronların enerjisi kifayət qədər böyük olmadıqda onların civə atomları ilə toqquşması elastiki xarakter daşıyır və atomların kütləsi elektronun kütləsindən çox böyük olduğuna görə enerji mübadiləsi demək olar ki, baş vermir. Uyğun olaraq $U < 4.9 V$ gərginliyə qədər elektronlar civə atomları ilə elastiki toqquşur, yəni toqquşmada enerji mübadiləsi olmadığından elektronlar elektrik sahəsində aldıkları enerjini itirmirlər.

Lakin elektrik sahəsində sürətlənən elektronların enerjisi müəyyən həddə çatdıqda atomlarla qeyri-elastiki toqquşaraq onları həyəcanlandıra bilirlər və bunun nəticəsində öz enerjilərini itirirlər. $U = 4.9 V$ gərginlikdə anod cərəyanının kəskin azalması isə onu göstərir ki, bu potensiallar fərqi keçmiş elektronların enerjisi civə atomlarını ionlaşdırmaq üçün kifayət edir və elektronlarla civə atomları arasında toqquşma qeyri-elastiki olur. Civə atomları elektronların enerjisindən ionlaşma enerjisi qədər udur və enerjisi azalmış elektronlar torla anod arasındakı zəif əks sahəni keçə bilmir, beləliklə də anod cərəyanı kəskin azalır.

Elektronların enerjisi civə atomunun birinci ionlaşma enerjisindən azacıq çox olduqda, yenə də elastiki toqquşmaların ehtimalı çoxalır və elektronlar tor – anod

arasındakı əks zəif sahəni asanlıqla keçir və cərəyan şiddəti artır. Bu proses elektronların enerjisinin $eU = 9,8 \text{ eV}$ qədər artdığı intervalda davam edir. Elektronların enerjisi eU_2 olduqda yenə də toqquşma qeyri-elastiki xarakterli olur. Bu halda eU_2 enerjili elektron katodla tor arasında ardıcıl olaraq iki civə atomu ilə qeyri-elastiki toqquşaraq öz enerjisini onların ionlaşmasına sərf edir. İki ardıcıl toqquşmadan sonra enerjisini itirmiş elektron tor-anod potensialını keçə bilmir ki, bu da cərəyan şiddətinin kəskin azalmasına səbəb olur. Katod-tor potensialını artırmaqla üçüncü maksimum alınır və enerjisi $eU_3 = 14,7 \text{ eV}$ olan elektronlar isə civə atomu ilə üç ardıcıl toqquşmaya məruz qalır.

Bu fikri davam etdirərək yekunlaşdırmaq olar ki, civə atomu və həm də başqa atomlar diskret enerji səviyyələrinə malikdir: atomlar enerjini ancaq müəyyən paylarla-kvantlarla udur və buraxır.

$E_1 = eU = 4.9 \text{ eV}$ enerji qəbul etmiş civə atomu normal haldan həyəcanlanmış hala keçməlidir. Həyəcanlanmış halda onun yaşama müddəti çox kiçik (10^{-8} san tərtibində) olduğundan atom $E = 4.9 \text{ eV}$ enerjili kvant şüalandırmaqla öz əvvəlki əsas halına keçməlidir. Şüalanan kvantın dalğa uzunluğunu $\lambda = \frac{hc}{eU_1} = 2573 \text{ Å}$ kimi hesablamaq olar. Optik spektrin ultrabənövşəyi oblastına uyğun gələn bu şüalar Frank və Hers tərəfindən müşahidə olunmuşdur. Civə atomlarının şüalanma spektrində başqa dalğa uzunluqlarını müşahidə etmək üçün uyğun şüalanma potensialı tətbiq etmək lazımdır.

5.2.5. Məcburi şüalanma. Lazerlər

İndiyə qədər nəzər yetirdiyimiz optik keçidləri yüksək enerjili səviyyədən aşağı enerjili səviyyəyə özbaşına (spontan) və aşağı enerji səviyyəsindən daha yüksək enerjili səviyyələrə düşən şüanın təsiri ilə məcburi keçidlər kimi səciyyələndirmək mümkündür. Spontan keçidlər foton şüalanması ilə, məcburi keçidlər isə fotonun udulması ilə müşayiət olunur. Spontan keçidlərin ehtimalı yalnız atomların məxsusi xassələri ilə təyin olunduğundan, düşən işığın intensivliyindən asılı olmur. Udulmaya uyğun məcburi keçidlərin ehtimalı isə həm atomların xassələrindən, həm də düşən işığın intensivliyindən asılıdır.

1918-ci ildə A.Eynşteyn göstərdi ki, şüalanma ilə cisim arasında tarazlığın mövcud olması üçün bu iki növ keçid kifayət deyil. İstilik şüalanmasında udulma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcud olduğundan, düşən şüanın intensivliyinin istənilən qiymətində tarazlıq halının bərpa oluna bilməsi üçün spontan

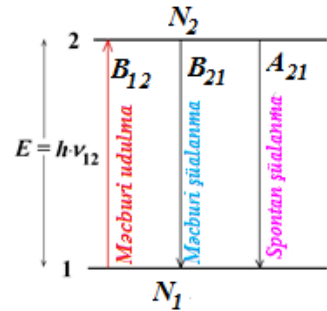
şüalanma keçidləri ilə yanası, düşən işığın intensivliyindən asılı olan məcburi şüalanma keçidlərinin də mövcud olması zəruridir.

Termodinamik təsəvvürlərdən istifadə edən Eynşteyn şüalanmaya və udulmaya uyğun gələn məcburi keçidlərin ehtimallarının bərabər olduğunu sübut etdi. Məcburi şüalanma spontan şüalanmaya nəzərən bir sıra üstün xassələrə malikdir. Belə ki, məcburi şüalanmanın fazası, tezliyi, polyarizasiyası və yayılma istiqaməti düşən şüa ilə tam üst-üstə düşür, məcbureddici şüa ilə məcburi keçidə uyğun şüalar ciddi koherentliyə malik olurlar.

Məcburi şüalanmanın bu xassələri yeni növ işıq mənbələri olan lazerlərin yaradılması ilə nəticələndi. Məcburi şüalanma keçidlərinin mövcud olması Eynşteynə istilik şüalanmasının əsas funksiyasını ifadə edən Plank düsturunu nəzəri olaraq çıxarmağa imkan vermişdir.

Enerjiləri E_1 və E_2 , uyğun səviyyələrində elektronların sayı N_1 və N_2 olan atomda keçid ehtimalları A_{21} spontan, B_{12} və B_{21} məcburi keçidlər mümkündür (Şəkil 1).

Keçid ehtimalı zamandan asılı olmayan A_{21} spontan şüalanma keçidləri bir-biri ilə əlaqədə olmadığından şüalar koherent olmurlar. Vahid zamanda belə keçidlərin sayı $N_2 A_{21}$ kimi təyin olunur. Yalnız düşən fotonun təsiri altında reallaşa bilən B_{21} məcburi keçidlərinin miqdarı həm şüalanma intensivliyindən, həm də uyğun səviyyədəki atomların sayından asılı olub, $f(\nu, T) N_2 B_{21}$ kimi təyin olunur. A_{21} və B_{21} Eynşteyn əmsalları adlanır. Termodinamik tarazlıq halında $N_1 \rightarrow N_2$ və $N_2 \rightarrow N_1$ keçidlərinin sayı bərabər olmalıdır.



Şəkil 1

$$f(\nu, T) N_1 B_{12} = f(\nu, T) N_2 B_{21} + N_2 A_{21} \quad (1)$$

Səviyyələrdə zərrəciklərin sayı Bolsman paylanması ilə təyin olunduğundan

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{E_1}{kT}}; \quad N_2 = N_0 e^{-\frac{E_2}{kT}} \quad (2)$$

olar. $E_2 - E_1 = h\nu$ olduğundan $\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{\frac{h\nu}{kT}}$ olduğunu nəzərə alaraq (1)

ifadəsindən şüalanma funksiyasını

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{21}} \quad (3)$$

kimi təyin edə bilərik. $T \rightarrow \infty$ olduqda $f(\nu, T) \rightarrow \infty$ olması üçün bu ifadənin məxrəci sıfıra bərabər olmalıdır, yəni $B_{12} = B_{21}$ şərti ödənilməlidir. Onda (3) ifadəsindəki paylanma funksiyası

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

şəklinə düşər. $\frac{A_{21}}{B_{12}}$ əmsalını təyin etmək üçün Eynşteyn kiçik tezliklər oblastında mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyəti üçün Reley-Cins düsturunun doğru olması faktından istifadə etdi. Bu ifadənin Reley-Cins funksiyası ilə müqayisəsi

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} h\nu$$

olduğunu müəyyən etməyə imkan verdi.

Ötən əsrin 50-ci illərində rus fizikləri Basov, Proxorovun və Amerika alimi Taunsun müşahidə etdiyi santimetrlik ($\lambda = 1.65 \text{ sm}$) elektromaqnit dalğalarının müəyyən mühitlərdən keçərkən güclənməsi hadisəsi Eynşteynin kəşf etdiyi məcburi şüalanma ilə izah olundu. Bu ilk optik kvant generator mauzerin yaradıcıları 1964-cü ildə Nobel mükafatına layiq görüldülər. Optik diapazonda işləyən analoji cihaz 1960-cı ildə Meyman tərəfindən quruldu və lazer adlandırıldı. Lazer ingiliscə məcburi şüalanmanın köməyi ilə işığın güclənməsi sözlərinin baş hərflərini (*Light Application by Stimulated Emission of Radiation*) ifadə edir.

Mühitə ν tezliyinə malik işıqla təsir etdikdə məcburi B_{12} və B_{21} keçidləri reallaşa bilər (Şəkil 1). B_{12} keçidləri işığın udulmasına və mühitdən keçdikdə zəifləməsinə, B_{21} keçidləri isə şüalanmaya, yəni işığın güclənməsinə səbəb olur. Bu keçidlərdən hansının üstünlük təşkil etməsi mühitdən keçən işığın yekun intensivliyinin artması və ya azalmasını müəyyən edir. B_{21} keçidlərin intensivliyi N_2 –dən asılı olduğundan düşən işığın güclənməsi üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki, 2 halında olan atomların sayı 1 halında olanların sayından çox olsun. Bu şərait atom hallarının **invers məskunlaşması** adlanır.

İnvers məskunlaşma halını bəzən formal olaraq «**mənfi temperatur**» halı da adlandırırlar. Belə adın verilmə səbəbini termodinamik tarazlıq halında olan sistemin enerji səviyyələrinin məskunlaşmasını müəyyən edən Bolsman qanununa əsaslanaraq izah etmək olar. (3)-lə ifadə olunan həmin qanuna görə

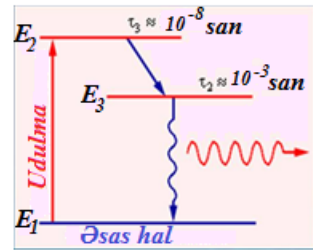
$$T = \frac{E_1 - E_2}{k \ln \frac{N_2}{N_1}}$$

$E_2 > E_1$ olduğundan, həmçinin termodinamik tarazlıq halında $N_1 > N_2$ olduğundan $T > 0$ alınır. Lakin termodinamik tarazlıq halının pozulması nəticəsində $N_1 < N_2$ olan halda $T < 0$ alınır, yəni mənfi temperatur əldə olunur. Doğrudanmı **mənfi temperatur** mövcuddur? Mənfi temperaturun mövcud olmadığına asanlıqla inana bilərik. Bildiyimiz kimi, Bolsman paylanması yalnız termodinamik tarazlıqda olan sistem üçün doğru olduğundan, onu $n_2 > n_1$ halına, yəni termodinamik tarazlığın

pozulduğu hala tətbiq etmək olmaz. Biz isə yalnız termodinamik tarazlıq halı üçün doğru olan Bolsman paylanması termodinamik tarazlığın pozulduğu hala tətbiq etdik. Məhz bu səbəbdən $n_2 > n_1$ halı üçün $T < 0$ aldığımızı. Deməli, aldığımız mənfi temperatur heç bir fiziki mənə kəsb etmir. O yalnız formal olaraq $n_2 > n_1$ olduğunu, yəni invers məskunlaşmanı ifadə edir.

Belə mühit, yəni invers məskunlaşmaya malik olan mühit **fəal mühit** adlanır. Sadə mülahizələrdən aydın olur ki, optik körükləmə yolu ilə iki enerji səviyyəsinə malik olan sistemlərdə invers məskunlaşma yaratmaq olmaz.

Lazerlərin yaradılması elə invers məskunlaşmaya malik mühitin alınması ilə reallaşmışdır. Bu məqsədlə ilk dəfə **yaqut** ($Al_2O_3 + 0.05 \text{ at } \%Cr^{+3}$) adlanan maddədən istifadə edilmişdir. Cr^{+3} ionları Al_2O_3 -də yaşama müddəti kəskin fərqlənən bir neçə metastabil səviyyə yaradırlar. Cr^{+3} ionlarının Al_2O_3 -də əsas səviyyələri şəkil 2-də təsvir olunmuşdur. Əsas halı E_1 ilə göstərilən Cr ionları güclü udulan ($\lambda = 5600 \text{ Å}$) işığın təsiri ilə həyəcanlanaraq B_{21} keçidləri ilə E_2 halına keçirlər.



Şəkil 2

Bu səviyyədə yaşama müddəti $\tau \approx 10^{-8} \text{ san}$ olduğundan, həyəcanlanmış atomların bir hissəsi ani olaraq A_{21} keçidi ilə əsas hala qayıdır, bir qismi isə A_{23} keçidləri vasitəsilə enerjisinin bir hissəsini kristal qəfəsə verərək E_3 halında ilişib qalırlar. Seçmə qaydası $E_3 \rightarrow E_1$ keçidlərini qadağan etdiyindən, bu halda olan həyəcanlanmış Cr atomlarının yaşama müddəti E_2 halına nisbətən $\sim 10^5$ dəfə böyük olub, $\sim 10^{-3} \text{ san}$ tərtibindədir. Belə xassəyə malik səviyyə **metastabil hal** adlanır.

Həyəcanlanmanı davam etdirdik də, müəyyən müddətdən sonra E_3 metastabil səviyyəsi tam dolur və ona görə də bu hala malik Cr ionlarının miqdarı əsas 1 halındakı Cr ionlarının sayından daha çoxdur və optik həyəcanlanmanı kəsəndə sistem invers məskunlaşma halında olur. Xrom ionlarının metastabil E_3 halından E_1 əsas halına qayıtmasında həm spontan A_{31} , həm də məcburi B_{31} keçidləri iştirak edir.

Məcburi şüalanma aktlarının baş vermə zamanı spontan keçidlərə nəzərən çox kiçik olduğundan, E_3 halına həyəcanlanmış atomların əksəriyyəti məcburi keçidə məruz qalaraq enerjisi $E_3 - E_1 = h\nu$, dalğa uzunluğu $\lambda = 6943 \text{ Å}$ olan kohorent işıq şüalandırır. Kohorent şüaları bir yerə yığmaq üçün uzunluğu 5 sm, diametri 1 sm olan yaqut kristalının ucları cilalanaraq böyük dəqiqliklə paralel olan formaya salınır. Sonra kristalın uclarına gümüş çəkilərək bir tərəfində qeyri-şəffaf (QŞ), digər

tərəfində isə şüaların lazım gəldikdə çıxıb bilməsi üçün yarımşəffaf (YŞ) güzgülər yaradılır. Buna **rezonator** deyilir.

Qeyd edək ki, lazerlər çox kiçik *f.i.ə*-na malik olurlar, çünki həyəcanlanan atomların yalnız cüzi bir hissəsi istiqamətlənmiş məcburi şüalanma dəstəsində iştirak edirlər.

Lazer şüalarının bir neçə əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

- a) Onlar yüksək dərəcədə monoxromatikdirlər
- b) Çox yüksək fəza və zaman koherentliyinə malikdirlər.
- c) Dalğa bucağı çox kiçik (10^{-5}radian) olan, yüksək istiqamətliliyə malik dar işıq dəstəsi almağa imkan verir.

Yerdən buraxılmış belə işıqla Ayı işıqlandırmaq mümkün olur və buraxılan 1 mm diametrli işıq dəstəsi Ay səthində diametri 3 km olan işıqlanan sahə yaradır.

d) Kiçik davam etmə müddətinə (sürətliliyə) malik yüksək intensivlikli işıq impulsları almağa imkan verir. İntensivliyin belə qiymətlərində işıq vektorunun elektrik sahəsi atomdaxili elektrik sahəsinin intensivliyindən daha böyük qiymətə malik ola bilər. Bu isə bir sıra yeni fiziki hadisələrin müşahidəsinə və müasir fizikanın xüsusi sahəsi olan **“qeyri xətti optika”** bölməsinin yaranmasına imkan vermişdir.

Belə mühüm xassələri lazerlərdən elmdə, texnikada, hərbdə, tibdə, rabitə vasitələrində və s. sahələrdə geniş istifadə edilməsi perspektivlərini yaradır.

Hazırda yaqutdan başqa bir sıra bərk, maye və qaz halında olan maddələr əsasında geniş optik diapazonda işləyən lazerlər yaradılmışdır. Bir sıra yarımkeçici maddələrdə yüksək effektivliyə malik injeksiya lazerlərinin yaradılması da həyata keçirilmişdir.

FƏSİL 5.3. ATOMUN KVANTOMEXANİKİ TƏSVİRİ

5.3.1. Hidrogen və hidrogenə bənzər atomların kvant nəzəriyyəsi

5.1. fəsilində Şredinger tənliyinin sadə hallara tətbiqinə baxmışıq. Həmin qayda ilə elektronun atomdakı hərəkətinə də baxmaq olar. Elektronun atomda nüvənin yaratdığı sahədə hərəkəti mərkəzi sahədə hərəkətdir. Şredinger tənliyinin tətbiqi və dəqiq həlli baxımından atom sistemi sadə və mürəkkəb olmaqla iki yerə bölünür. Sadə atomlar sisteminə atomun nüvə sahəsində ancaq bir elektronu olan hidrogen və hidrogenə bənzər atomlar daxildir.

Atomun yalnız bir elektronu qalan, $(Z - 1)$ qat müsbət ionu hidrogenə bənzər atom hesab edilir. Məsələn, hidrogen atomu və istənilən bir elektronlu ionlar (He^+, Li^{+2}, Be^{+3} və s.) sadə atomlar hesab olunurlar. Belə atomlar üçün Şredinger tənliyinin həlli də sadə və dəqiq olur.

Hidrogen atomunu kvant mexanikasının köməyi ilə öyrənək. Hidrogen atomu üçün aşağıdakı xarakterik cəhətləri nəzərə alaq:

1. Hidrogenə bənzər atomlarda elektron nüvənin yaratdığı mərkəzi-simmetrik potensiallı sahədədir və onun potensial enerjisi

$$U(r) = -k \frac{Ze^2}{r} \quad (1)$$

kimi ifadə olunur.

2. Protonun kütləsi elektronun kütləsindən 1836 dəfə ağır ($m_p = 1836m_e$) olduğu üçün adətən nüvə hərəkətsiz, elektron isə nüvənin cazibə sahəsində hərəkətdə qəbul olunur.

3. Kvant mexanikası baxımından elektron nüvənin Kulon sahəsində özünü dalğa kimi aparır. Ona görə də atom sistemi üçün planetar model yaramır. Onu kvant mexanikasının (dalğa mexanikasının) qanunları ilə izah etmək lazım gəlir.

4. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə atom daxilində olan elektronun trayektoriya anlayışı öz mənasını itirir. Elektron atom daxilində istənilən yerdə ola bilər. Lakin onun ən çox ehtimal olunan yerindən danışmaq olar.

Tədqiq etdiyimiz sistemin nəzəriyyəsi – özünə məxsus hal tənliyinin köməkliyi ilə xarakterizə olunur.

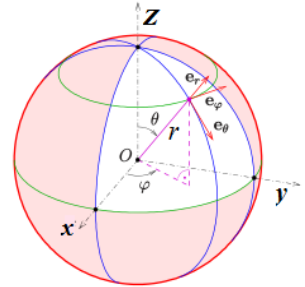
Hidrogen və hidrogenə bənzər atomlar kvant sistemi olduğu üçün, belə sistemi kvant nəzəriyyəsi baxımından təsvir edən hal tənliyi Şredinger tənliyidir.

Ən sadə kvant sistemi olan hidrogen atomuna baxaq. Potensial enerji zamandan asılı olaraq dəyişmədiyinə görə bir elektronlu atomlar sistemi üçün Şredinger tənliyi belə yazılır:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + k \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (2)$$

Baxılan məsələdə elektron nüvənin yaratdığı mərkəzi-simmetrik potensialı sahədə hərəkət etdiyindən (2) təlyini sferik koordinatlara keçib həll etmək lazımdır. Bunun üçün sferik koordinatlar sisteminə keçək (Şəkil 1). Dekart koordinat sistemindən (x, y, z) sferik sistemə (r, θ, φ) keçmək üçün aşağıdakı münasibətlərdən istifadə olunur:

$$\begin{aligned} x &= r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi; \quad y = r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi; \\ z &= r \cdot \cos \theta; \quad r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \end{aligned} \quad (3)$$



Şəkil 1

Bu zaman dalğa funksiyası ümumi halda üç koordinatın funksiyası olacaqdır: $\psi = \psi(r, \theta, \varphi)$ Sferik koordinatlar radius vektor $r = 0 \div \infty$, zenit bucaq $\theta = 0 \div \pi$; və azimut bucaq $\varphi = 0 \div 2\pi$ oblastında dəyişir. x, y, z üçün aldığımız ifadələri Şredingerin (2) tənliyində yerinə yazıb, uyğun çevrilmələri apardıqdan sonra sferik koordinat sistemi üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + k \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (4)$$

Sferik koordinatlarla ifadə olunmuş (4) Şredinger tənliyini dəyişənlərə ayırmaq yolu ilə həll etmək olur. Bunun üçün r, θ və φ parametrlərindən asılı olan $\psi(r, \theta, \varphi)$ funksiyasını hər birini bir dəyişəndən asılı olan üç funksiyanın hasilı kimi vermək olar.

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot \theta(\theta) \cdot \Phi(\varphi) \quad (5)$$

Bərabərliyinin sağ tərəfindəki, yalnız r koordinatından asılı olan $R(r)$ birinci vuruq radial, uyğun olaraq zenit və azimut bucaqlarından asılı olan ikinci və üçüncü vuruq $\theta(\theta)$ və $\Phi(\varphi)$ isə bucaq hissəsi adlanır.

$R(r)$ funksiyası θ və φ bucaqlarının sabit qiymətlərində elektronun dalğa funksiyasının r – radius boyunca dəyişməsinə, $\theta(\theta)$ funksiyası r və φ – nin sabit qiymətlərində mərkəzində nüvə yerləşən kürənin meridianı boyunca θ zenit bucağından asılı olaraq dalğa funksiyasının dəyişməsinə və nəhayət $\Phi(\varphi)$ funksiyası r və θ –nin sabit qiymətlərində mərkəzi nüvədə olan kürədə φ azimutal bucaqdan asılı olaraq ψ – funksiyasının dəyişməsinə xarakterizə edir.

Şredinger tənliyinin radial hissəsinin həlli. İndi xüsusi hala baxaq. Mümkün olan həllərdən eləsini seçək ki, ψ – funksiyası ancaq r –dən asılı olsun. Belə hala

Bor nəzəriyyəsində baxılmayıb. Orada nüvə ətrafında elektronun hərəkəti müstəvi orbit üzrə baş verir və aydındır ki, o sferik simmetrik ola bilməz.

ψ – funksiyası ancaq r – dən asılı olan $R(r)$ radial hissə üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı şəkildə alırıq:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + k \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (6)$$

Bunun sadə həlli belədir: $\psi(r) = Ce^{-ar}$,

c – ölçüsüz sabit, a – uzunluq ölçüsünün tərs qiymətinə malik sabitdir. ψ funksiyasının r – ə görə birinci və ikinci tərtib törəmələri uyğun olaraq aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = -a \cdot C \cdot e^{-ar} ; \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = a^2 \cdot C \cdot e^{-ar} \quad (7)$$

(7) ifadələrini (6) – də nəzərə alsaq,

$$a^2 - \frac{2a}{r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + k \frac{Ze^2}{r} \right) = 0 \quad (8)$$

alırıq.

Göründüyü kimi birinci və üçüncü toplananlara r daxil deyildir, ikinci və dördüncü toplananlar isə $\frac{1}{r}$ ilə mütənasibdir. (8) tənliyi r – in bütün mümkün olan qiymətlərində doğru olduğuna görə aşağıdakı münasibətlər ödənilməlidir.

İkinci və dördüncü toplananlar üçün

$$a = \frac{kmZe^2}{\hbar^2}, \quad (9)$$

birinci və üçüncü toplananlar üçün isə

$$a^2 + \frac{2mE}{\hbar^2} = 0 \Rightarrow E = -\frac{a^2 \hbar^2}{2m} = -\frac{2\pi^2 k^2 m Z^2 e^4}{h^2}$$

Enerji üçün aldığımız bu ifadə hidrogen atomunun əsas halı üçün ($Z = 1$; $n = 1$) Bor nəzəriyyəsinin verdiyi enerjinin qiyməti ilə üst-üstə düşür.

$$E = -\frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^2} = -13.6 \text{ eV} \quad (10)$$

alırıq.

Hidrogen atomunun həyəcanlanmış halı və hidrogenəbənzər atomlar üçün ψ – funksiyası üzərinə müntəzəmlik (sonlu kəsilməz və birqiymətli) şərtini qoysaq, Şredinger tənliyi aşağıdakı hallarda həllərə malikdir:

- 1) Enerjinin istənilən müsbət qiymətində;
- 2) Enerjinin aşağıdakı diskret mənfi qiymətlərində.

$$E = -\frac{2\pi^2 k^2 m Z^2 e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3 \dots \infty) \quad (10)$$

ifadəsinə daxil olan n sıfırdan fərqli olan qiymətlər alır və baş kvant ədədi adlanır. Göründüyü kimi, kvant mexanikasında Şredinger tənliyinin həllinə əsasən hidrogenə bənzər atomlarda elektronun enerjisi üçün alınmış (10) ifadəsi Rezerford-Bor yarımklassik nəzəriyyəsindən təyin edilmiş stasionar orbitlərin enerjisinin ifadəsi ilə eynidir. Bor bu nəticəyə verdiyi hipotezlər əsasında gəldiyi halda, kvant mexanikasında enerjinin kvantlanması bilavasitə Şredinger tənliyinin həllindən alınır.

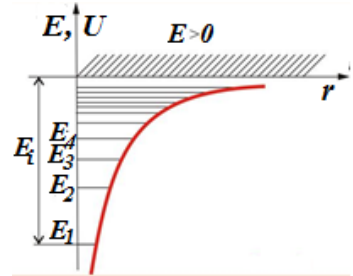
Hidrogen atomu üçün $Z = 1$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_n = -\frac{2\pi^2 k^2 m Z^2 e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} = 13.6 \cdot \frac{1}{n^2} \text{ eV}.$$

$n = 1$ olduqda $E_1 = -13.6 \text{ eV}$; $n = 2$ olduqda $E_2 = -3.4 \text{ eV}$;
 $n = 3$ olduqda $E_3 = -1.5 \text{ eV}$; $n = 4$ olduqda $E_4 = -0.81 \text{ eV}$;
 və s. olur.

Beləliklə, zərrəciyin sonsuz dərin düzbucaqlı potensial çuxurda hərəkətində olduğu kimi, hidrogen atomu üçün Şredinger tənliyinin həlli **diskret enerji səviyyələrinə** gətirir. Atomun udulma və buraxma spektrinin xətti olması, şüalanma və udulmanın müəyyən kvantlarla (paylarla) baş verməsi atomda enerjini kvantlandığını təcrübi olaraq təsdiq edən faktlardandır. Atomda elektronun enerjisi $E_1, E_2, E_3 \dots$ diskret qiymətləri alır və həm də $E_1 < E_2 < E_3 < \dots$ olur. Atomda enerjinin digər aralıq halları müşahidə oluna bilməz. Onun enerjisi ancaq kvant keçidləri sayəsində sıçrayışla dəyişə bilər. Enerjinin mümkün olan ən aşağı qiyməti E_1 enerji səviyyəsi ($n = 1$) **əsas hal**, digər $E_n > E_1$ ($n = 2, 3, 4 \dots$) səviyyələr isə **həyəcanlanma hallardır**.

2 – ci şəkildə $U(r)$ funksiyasının əyrisi və enerjinin E_1, E_2, E_3, E_4 səviyyələri üfüqi xətt kimi təsvir edilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi n kvant ədədinin artdıqca enerji səviyyələri bir-birinə daha yaxın yerləşir. Göründüyü kimi n – nin artması ilə enerji səviyyələri bir-birinə yaxınlaşır və $n = \infty$ olduqda $E_n = 0$ olub, ionlaşma enerjisinin sərhəddi ilə üst-üstə düşür. Göründüyü kimi, atom kvant sistemi olub, kvant mexanikasının qanunlarına tabedir.



Şəkil 2

Əgər tam enerji $E = T + U < 0$ olarsa, onda elektronun hərəkəti sərbəst deyildir, başqa sözlə, o nüvəyə bağlı olub, potensial çuxurdadır. $E > 0$ olduqda elektronun hərəkəti sərbəstləşir və hidrogen atomu müsbət iona çevrilir.

Hidrogen atomu üçün aldığımız enerjinin qiyməti məxsusi qiymət, ona uyğun olan ψ - funksiyası isə məxsusi funksiya adlanır.

5.3.2. Kvant ədədləri

Üçölçülü fəzada olan elektron üç sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. Kvant mexanikasında göstərilir ki, Şredinger tənliyinin həllini ödəyən, atomda elektronun halını təsvir edən məxsusi dalğa funksiyası $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$ tam qiymətlər alan üç kvant ədədi dəsti ilə təyin olunur. Şredinger tənliyindən belə çıxır ki, atomda elektronun halı: n – baş kvant ədədi, l – orbital kvant ədədi, m_l – maqnit kvant ədədləri ilə təsvir olunur. Bu kvant ədədləri dalğa funksiyasının ödəməli olduğu təbii (standart) şərtlərin (sonlu, birqiymətli, kəsilməz) tələbinə uyğun meydana çıxır.

Kvant ədədlərinin qiymətləri atomda elektronun ən çox olma ehtimalının yerini (ünvanını) göstərir. Atomda elektron bir haldan digərinə keçdikdə elektron buludunun dəyişməsi, yəni atomun enerji kvantı şüalandırması və ya udması ilə müşayiət olunan, kvant ədədlərinin qiymətlərinin dəyişməsi baş verir

Kvant ədədlərinin fiziki mahiyyəti ilə tanış olaq.

1. Baş kvant ədədi. Şredinger tənliyinin radial hissəsinin həllindən aldığımız ki, hidrogen atomunun enerjisinin məxsusi qiyməti aşağıdakı kimi müəyyən olunur:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 k^2 m e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

Baş kvant ədədi atomda elektronun enerji səviyyəsinin sıra nömrəsini göstərir və enerjinin məxsusi qiymətini müəyyən edir. $n = 1, 2, 3 \dots$ ancaq müsbət tam qiymətlər ala bilər. Əks halda Şredinger tənliyi həllə malik deyildir. Həndəsi olaraq baş kvant ədədi nüvə ətrafında elektron buludunun ölçüsünü müəyyən edir.

Real mövcud atomlar üçün n baş kvant ədədi 1 –dən 7 –yə qədər, elementlərin dövrü sistemindəki dövrlərin sayı qədər, tam ədədləri ala bilər. Uyğun enerji səviyyələri latın əlifbasının baş hərfləri ilə işarə olunur

n	1	2	3	4	5	6	7
	K	L	M	N	O	P	Q

Baş kvant ədədinin qiymətinin artımı uyğun səviyyənin enerjisinin artır və elektron buludunun ölçüsü böyüyür.

2. Orbital kvant ədədi. Təcrid olunmuş sistemdə və yaxud sferik-simmetrik sahədə impuls momenti saxlanılır. Hidrogen və hidrogenə bənzər atomlarda nüvənin yaratdığı mərkəzi Kulon sahəsində yalnız bir elektron hərəkət etdiyi üçün, onun impuls momenti saxlanılır. Şredinger tənliyinin standart şərtləri ödəyən həllindən

alınır ki, atomda elektronun orbital mexaniki momenti-impuls momenti müəyyən seçilmiş, diskret qiymətlər alır

$$M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (2)$$

Burada $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ tam qiymətlərini alır və **orbital kvant ədədi** adlanır. l – mümkün qiyməti n –nin qiymətləri ilə məhdudlaşdırılmışdır. (2) ifadəsindən görüldüyü kimi, atomda elektronun hərəkət miqdarı momenti kvantlanır.

$l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymətlərinə uyğun, impuls momenti uyğun olaraq $M_l = 0, \sqrt{2}\hbar, \sqrt{6}\hbar, 2\sqrt{3}\hbar, \dots, \sqrt{l(l+1)}\hbar$ qiymətlərini alır. $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$ mikoobyektlərin mexaniki impuls momentinin ölçülməsi üçün təbii vahididir.

l orbital kvant ədədinin müxtəlif qiymətlərinə impuls momenti müxtəlif olan hallar uyğun gəlir. Orbital kvant ədədi $l = 0$ olduqda $M_l = 0$ olur. Yəni elektronun hərəkət miqdarı momenti sıfır olur. Klassik mexanika baxımından bu mümkün deyil. Belə hərəkət elektronun atomda radius boyunca hərəkətinə, elektronun nüvədən keçməsinə uyğun gəlir.

Kvant mexanikasına görə isə orbital momentin sıfıra bərabər olduğu hərəkət halı mümkündür. Bu, elektron buludu sferik-simmetriyaya malik olduğunu göstərir. Bütün istiqamətlərdəki momentlər bir-birini kompensə edir (tarazlaşdırır) və nəticədə yekun hərəkət miqdarı momenti sıfıra bərabər olur.

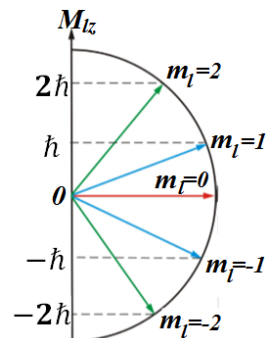
l orbital kvant ədədi elektronun impuls momentindən başqa həm də elektron buludunun formasını (dəqiq desək simmetriyanı) müəyyən edir.

3. Maqnit kvant ədədi. Nüvə ətrafında fırlanan elektron ancaq hərəkət miqdarı momentinə deyil, həm də maqnit momentinə malikdir. O, özünü kiçik maqnit kimi aparır və təbii ki, xarici maqnit sahəsi ona təsir göstərməlidir. Atom maqnit sahəsinə gətirildikdə elektron orbitlərinin müstəvisi fəzada vəziyyətini dəyişir.

Klassik fizikada, elektronunun orbital impulsu momenti vektoru ixtiyari istiqamətdə yönələ bilər, yəni Bor orbiti müstəvisi vəziyyətini kəsilməz şəkildə dəyişə bilər. Lakin bu dəyişmə, kəsilməz şəkildə deyil, sıçrayışla, diskret şəkildə baş verir. Kvant mexanikasında Şredinger tənliyinin həllindən ciddi şəkildə sübut olunur ki, atomda elektronun hərəkət miqdarı momenti $\vec{M}_l$ vektorunun xarici maqnit sahəsi istiqamətindəki M_{lz} proyeksiyası yalnız $\hbar$ – nin tam misillərinə bərabər qiymətlər ala bilər (Şəkil 1):

$$M_{lz} = m_l \hbar \quad (3)$$

Orbitlərin fəzadakı hər bir yeni istiqaməti i **maqnit kvant ədədi** adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Başqa sözlə, m_l



Şəkil 1

orbitinin fəzada vəziyyətini xarakterizə edir. l – in verilmiş qiymətində maqnit kvant ədədi $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ müxtəlif $2l + 1$ sayda qiymətlər ala bilər. Məsələn $l = 0$ olduqda yalnız bir qiymət: $m_l = 0$; $l = 1$ olduqda üç müxtəlif $m_l = -1, 0, 1$ qiymətlərini, $l = 2$ olduqda beş müxtəlif $m_l = -2, -1, 0, 1, 2$ qiymətlərini, $l = 3$ olduqda yeddi müxtəlif $m_l = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ qiymətlərini alır. (3) ifadəsindən görünür ki, orbital impuls momentinin $\vec{M}_l$ istiqaməti də xarici maqnit sahəsinə nəzərən kvantlanmışdır. 1-ci şəkildə orbital hərəkət miqdarı momentinin fəza kvantlanması göstərilmişdir ($l = 2$).

Beləliklə, Şredinger tənliyinin hidrogen atomu üçün həlli üç kvant ədədinin varlığına gətirir. Baş (n), orbital (l) və maqnit (m_l) kvant ədədləri elektronun halını təsvir edən dalğa funksiyasını müəyyən edir.

$$\psi = \psi_{n,l,m_l} = R_{n,l}(r) \cdot \theta_{l,m_l}(\theta) \cdot \Phi_{m_l}(\varphi)$$

Göründüyü kimi, üç sərbəstlik dərəcəsi (r, θ, φ) üç kvant ədədinə uyğun gəlir. Üç kvant ədədinin $n = 1, 2, 3$ qiymətlərində mümkün olan müxtəlif hallarını təsvir edən dalğa funksiyaları cədvəl 1-də verilmişdir.

Cədvəl.1

Enerji səviyyəsi E_n	Kvant ədədləri			ψ_{nlm_l} -dalğa funksiya		Enerji səviyyəsi E_n	Kvant ədədləri			ψ_{nlm_l} -dalğa funksiyası
	n	l	m_l				n	l	m_l	
E_1	1	0	0	ψ_{100}		E_3	3	1	0	ψ_{310}
E_2	2	0	0	ψ_{200}			3	1	1	ψ_{311}
	2	1	-1	ψ_{21-1}			3	2	-2	ψ_{32-2}
	2	1	0	ψ_{210}			3	2	-1	ψ_{32-1}
	2	1	1	ψ_{211}			3	2	0	ψ_{320}
	3	0	0	ψ_{300}			3	2	1	ψ_{321}
E_3	3	1	-1	ψ_{31-1}			3	2	2	ψ_{322}

Göründüyü kimi, üç sərbəstlik dərəcəsi (r, θ, φ) üç kvant ədədinə uyğun gəlir. (1) düsturuna uyğun olaraq elektronun enerjisi yalnız n – baş kvant ədədindən asılıdır. Enerjinin hər bir məxsusi E_n qiymətinə, l və m_l kvant ədədləri ilə fərqlənən bir neçə ψ_{n,l,m_l} məxsusi dalğa funksiyası uyğun gəlir. Bu enerjinin eyni qiymətində, hidrogen atomunun bir neçə müxtəlif hallarda olduğunu göstərir. Eyni enerji hallarında olma **cırılma**, enerjinin müəyyən qiymətində müxtəlif halların sayı

cırlaşma dərəcəsi adlanır. Üç kvant ədədinin $n = 1, 2, 3$ halı üçün mümkün qiymətləri cədvəldə verilmişdir.

l və m_l kvant ədədlərinin mümkün qiymətlərindən cırlaşma dərəcəsini asanlıqla hesablamaq olur. l kvant ədədinin müəyyən qiymətində m_l kvant ədədi $(2l + 1)$ sayda qiymətlər aldığında, n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində cırlaşma dərəcəsi

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 1 + 3 + 5 + \dots + (2n - 1) = n^2$$

olur.

Hidrogenə bənzər atomlarda enerji səviyyələri arasında qadağan olunmamış keçidlər seçmə qaydası ilə müəyyən edilir. Atomda elektron bir enerji səviyyəsindən digərinə keçdi şüa udma və ya buraxılması ilə müşayiət olunur. Bu proseslər zamanı atomun elektrik dipol momenti dəyişməlidir. Bu isə elektron buludunun forması dəyişdikdə baş verir. Elektron buludunun forması l kvant ədədi ilə müəyyən olunur. Foton məxsusi impuls momentinə malik olduğundan, impulsun saxlanma qanununa uyğun olaraq, şüaudma və şüaburaxma proseslərində orbital kvant ədədinin dəyişməsi $\Delta l = \pm 1$ olmalıdır. Bu **seçmə qaydası** adlanır.

Orbital kvant ədədinin qiymətlərini optik spektroskopiyada tarixən latın əlifbasının kiçik hərfləri ilə işarə edilmişdir:

l	1	2	3	4	5	6
	s	p	d	f	g	h

Bu işarələrin meydana gəlməsi kvant mexanikəsindən qabaq, qələvi metalların spektral seriyasının yaranmasına səbəb olan bir sıra terminlərin qəbul olunması ilə bağlıdır.

Seçmə qaydası ilə təyin olunan keçidlər nəticəsində alınan xətlər qrupu spektral seriyalara bölünür. $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4 \dots$) keçidləri Layman seriyasını əmələ gətirir, Balmer seriyası $np \rightarrow 2s$, $ns \rightarrow 2p$, $nd \rightarrow 2p$ keçidləri hesabına yaranır.

5.3.3. Atom orbitalları

Əvvəlki yarımfəsildə göstərdik ki, atomda elektronun halını təsvir edən dalğa funksiyası üç kvant ədədi ilə təyin olunur. Yalnız elektronla nüvə arasında Kulon qarşılıqlı təsiri olan bir elektronlu sistemlərin (hidrogenə bənzər atomlarda) halını təsvir edən dalğa funksiyası atom orbitalı adlanır.

Orbital sözü «orbit» sözündən fərqlənir. Belə ki, orbit dedikdə elektronun müəyyən trayektoriya üzrə hərəkəti nəzərdə tutulur ki, bu da kvant nəzəriyyəsi baxımından yol verilməzdir. Orbital nüvə ətrafında «elektron buludu» və yaxud elektronların ən çox ehtimal olunan yeri kimi qəbul edilməlidir. Atom fəzasının elektronun ən çox olma ehtimalı (90 %) oblastına **atom orbitalı** deyilir. Atom orbitalı ψ dalğa funksiyası ilə təsvir olunur və elektron sıxlığı, enerji, kvant ədədləri və forması ilə xarakterizə olunur.

Üç kvant ədədi ilə təyin olunan dalğa funksiyasının özü və vuruqları həmin kvant ədədlərindən aşağıdakı kimi asılıdır:

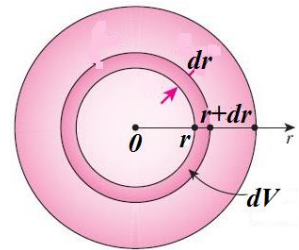
$$\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot \theta_{lm_l}(\theta) \cdot \Phi_{m_l}(\varphi)$$

Burada dalğa funksiyasının yalnız radius vektorundan-elektronla nüvə arasındakı məsafədən asılı olan $R_{nl}(r)$ radial hissəsidir. n və l kvant ədədlərindən asılı olan radial hissə nüvədən olan məsafədən asılı olaraq elektronun olma ehtimalını hesablamağa imkan verir. Azimut və meridian bucaqlarından asılı olan $Y_{lm_l}(\theta, \varphi) = \theta_{lm_l}(\theta) \cdot \Phi_{m_l}(\varphi)$ bucaq hissəsi impuls momenti kvadratı operatorunun məxsusi funksiyası olub, elektron sıxlığının bu bucaqlardan asılı olaraq paylanmasını ifadə edir. $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$ dalğa funksiyası bütövlükdə atomda elektronların paylanma ehtimalını hesablamağa imkan verir. s –halında olan elektronların impuls momentləri sıfıra bərabər olduğundan $Y_{00}(\theta, \varphi)$ funksiyası sabit olur, ψ_{n00} -dalğa funksiyası yalnız r – radius vektordən asılı olur.

Hidrogen atomunun $1s$ –əsas halının orbitalı sferik-simmetriyaya malikdir və onun sıxlığı nüvədən olan məsafənin artımı ilə eksponensial olaraq azalır. 5.3.1 yarımfəslində göstərildiyi kimi Şredinger tənliyinin radial hissəsinin həlli $\psi(r) = Ce^{-ar}$ kimi axtarılır. Kvant mexanikasında trayektoriya anlayışı öz mənasını itirdiyinə görə elektron atom daxilində müxtəlif oblastlarda olması ehtimalı müxtəlifdir. Radial hissənin bu həllindən istifadə edərək elektronun r və $r + dr$ intervalında olma ehtimalını tapaq (Şəkil 1). Müəyyən t zaman anında elektronun hər hansı dV həcm elementində olması ehtimalı onun halını təsvir edən dalğa funksiyasının modulunun kvadratı ilə təyin olunur. Bu ehtimal aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$dW = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 4\pi r^2 dr$$

Elektron buludunun radial paylanmasını, yəni elektron buludunun sıxlığının atomun nüvəsindən olan r məsafəsindən asılılığını aşağıdakı kimi təyin etmək olar.



Şəkil 1

$$w(r) = \frac{dW}{dr} = 4\pi r^2 |\psi|^2$$

Dalğa funksiyasının $\psi(r) = Ce^{-ar}$ şəklində olduğunu nəzərə alsaq,

$$w(r) = \frac{dW}{dr} = 4\pi r^2 C^2 e^{-2ar}$$

Ehtimal sıxlığının maksimum qiymət aldığı nöqtədə $\frac{dw(r)}{dr} = 0$ şərti ödənilməlidir.

$$\frac{dw(r)}{dr} = 4\pi C^2 (2re^{-2ar} - 2ar^2 e^{-2ar}) = 8\pi C^2 re^{-2ar} (1 - ar)$$

$$1 - ar = 0; \quad r_{mak} = \frac{1}{a}$$

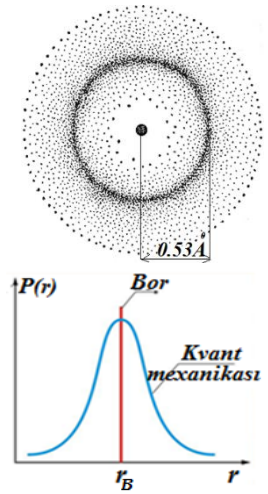
5.3.1. yarımfəslində (9) ifadəsinə görə $a = \frac{kmZe^2}{\hbar^2}$ olduğunu nəzərə alsaq, ehtimal sıxlığının maksimumuna uyğun radius vektorun qiyməti üçün

$$r_{mak} = \frac{1}{a} = \frac{\hbar}{kmZe^2}$$

ifadəsini alırıq. Hidrogen atomu üçün ($Z = 1$) ehtimal sıxlığının maksimumuna uyğun radiusun qiyməti üçün

$$r_{mak} = \frac{\hbar^2}{kme^2} = 0.53 \text{ Å} = r_B \quad (1)$$

5.2.3 yarımfəslində təyin etdiyimiz birinci Bor orbitinin radiusuna bərabər qiymət alır. Deməli, Bor orbiti elektronun ən çox olma ehtimallı nöqtələrinin həndəsi yeridir. Bor nəzəriyyəsinə görə elektronun r -in $r = r_B$ qiymətindən fərqli yerlərdə olma ehtimalı sıfıra bərabərdir (Şəkil 2). Kvant mexanikasında isə elektronun $r = r_B$ fərqli məsafələrdə az ehtimalla olma imkanı vardır.



Şəkil 2

Hidrogen atomunda $1s$ – halında olan elektronun əmələ gətirdiyi yük buludu şəkil 5.3.4-də təsvir edilmişdir.

Yük ədədi Z olan atomda ehtimal sıxlığının maksimumuna uyğun məsafə

$$r_{mak} = \frac{1}{a} = \frac{\hbar}{kmZe^2} = \frac{r_B}{Z}$$

olar. Axırıncı ifadədən belə nəticə çıxır ki, nüvənin Z yük ədədinin artması ilə $1s$ – elektron buludu sıxılır, başqa sözlə, $1s$ – orbitinin «radiusu» kiçilir. Məsələn, hidrogen atomunun ($Z = 1$) $1s$ – orbiti üçün $r_{max} = r_B \approx 0.53 \text{ Å}$ olduğu halda, uran atomunun ($Z = 1$) $1s$ – orbiti üçün

$$r_{mak} = \frac{r_B}{Z} = \frac{0.53 \text{ Å}}{92} = 0.006 \text{ Å}$$

olur.

Deyilənlərdən aşağıdakı nəticəyə gəlmək olar:

1. Elektron atomda müəyyən orbit üzrə hərəkət etmir, nüvə ətrafında fəzada yayılmışdır həm, də elektronun Bor orbiti oblastında olma ehtimalı daha böyükdür. Çünki bu orbitdə elektronların tam enerjisi minimum qiymət alır. Klassik mexanikadan fərqli olaraq kvant mexanikasında zərrəciklərin enerjilərini kinetik və potensial enerjilərə ayırmaq mümkün deyildir. Burada ancaq tam enerji dəqiq fiziki mənə daşıyır. Lakin enerjinin saxlanma qanunu klassik mexanikada olduğu kimi öz mənasını saxlayır. Belə demək olar ki, tam enerjinin orta qiyməti potensial və kinetik enerjilərin orta qiymətlərinin cəminə bərabərdir. Bu klassik fizikada olduğu kimi $E = T + U$ ədədi qiymətlərinin bərabərliyinə ekvivalent deyildir.

Qeyri-müəyyənlik prinsipindən ($\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$) istifadə edərək və hidrogen atomunda ($\Delta x \rightarrow r, \Delta p_x \rightarrow p$) elektronun tam enerjisi

$$E = T + U = \frac{p^2}{2m} - k \frac{e^2}{r} = \frac{\hbar^2}{2mr^2} - k \frac{e^2}{r} \quad (2)$$

ifadəsini təhlil etsək, görərik ki, elektronun nüvəyə yaxınlaşması ilə onun potensial enerjisi azalır və kinetik enerjisi artır, kinetik enerjinin artması $\sim \frac{1}{r^2}$, potensial enerjisinin azalması isə $\frac{1}{r}$ qanunu üzrə baş verir. Yəni kinetik enerjinin artması potensial enerjinin azalmasından daha sürətlə baş verir, başqa sözlə, elektron nüvəyə yaxınlaşdıqca daha böyük sürətlə hərəkət edir ki, bu da onun nüvə üzərinə düşməsinə imkan vermir. Elektronun həqiqətən nüvədən minimum enerjiyə uyğun gələn məsafədə yerləşməsinə yoxlamaq üçün (2) tənliyindən tam enerjinin minimumluq ($\frac{dE}{dr}$) şərtindən istifadə etsək,

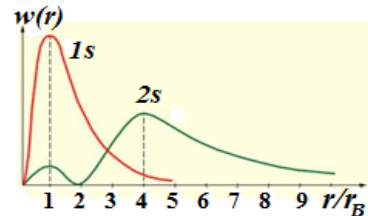
$$\frac{dE}{dr} = -\frac{\hbar^2}{mr^3} + k \frac{e^2}{r^2} = 0$$

həqiqətən Bor radiusunu $r_{min} = \frac{\hbar^2}{kme^2} = r_B$ alırıq.

2. Atomda elektron kəskin çəkilmiş sərhədə malik deyildir. Lakin elektron sıxlığının nəzərə alınmayacaq oblastını həmişə ayırmaq mümkündür. Şəkil 3-də hidrogen atomunda əsas halarda, $1s$ –halında elektronun ehtimal sıxlığının nüvədən olan r məsafədən asılı olaraq dəyişməsi təsvir edilmişdir.

İndi $2s$ ($n = 2, l = 0$ və $m_l = 0$) atom orbitalına baxaq. Bu zaman radial hissənin həllindən alınan dalğa funksiyası

$$\psi_{2s} = C(2 - ar) \cdot e^{-\frac{ar}{2}}$$

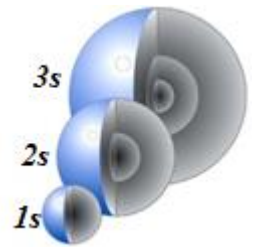


Şəkil 3

şəklində olacaqdır. Bu halda ehtimal sıxlığının maksimumluq $\frac{dw(r)}{dr} = 0$ şərtindən alınan tənlik $r - a$ görə kvadrat alınır. Bu tənliyin iki kökə malik olması elektron sıxlığının paylanma əyrisi (radial ehtimalı) iki maksimuma malik olacağını göstərir. Fərqli hündürlüyə malik bu maksimumlardan biri nüvəyə nisbətən yaxın $r_{1max} = r_B$ məsafədə, digəri isə xeyli uzaq $r_{2max} = 4r_B$ məsafədə yerləşir (Şəkil 3).

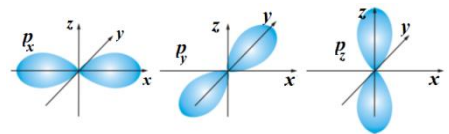
$n = 1, l = 0$ olduqda $1s$ –orbitalı sferik simmetrik olduğu kimi $2s$ –halındada elektron buludu yenə də sfera şəklində olur, lakin bu sferanın radius $1s$ haldakından 4 dəfə böyükdür. Eyni qayda ilə göstərmək olar ki, bütün n hallarda elektron buludu sfera şəklindədir və n baş kvant ədədinin böyük qiymətləri üçün bu sferanın radiusu da böyük olur (Şəkil 4).

Atomun $2p$ – orbitalının fəza paylanmasına baxaq. $n = 2, l = 1$ olduqda $2p$ – orbitalı halında maqnit kvant ədədi üç müxtəlif $m_l = -1, 0, +1$ qiymətlərini ala bilər ki, bu da üç müxtəlif $2p$ – orbitalının olduğunu göstərir. Bu atom orbitalları sferik-simmetrik deyildir. Onlar üç qarşılıqlı perpendikulyar oxlar (x, y, z) boyu paylanırlar. $2p_x$ halına uyğun elektron buludu O koordinat başlanğıcına nəzərən simmetrik olmaqla Ox koordinat oxu boyunca yönəlmiş qantel (sferik səkkiz) formasında olur. $2p_y$ – və $2p_z$ – hallara uyğun elektron buludları isə, uyğun olaraq, Oy və Oz koordinat oxları boyunca yönəlmiş qantel formasında alınır (Şəkil 5).



Şəkil 4

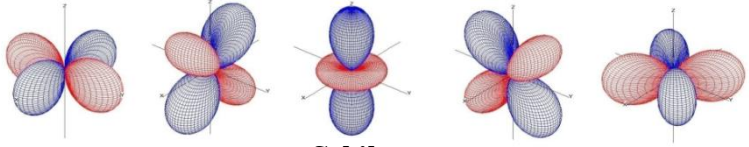
Üç müxtəlif p –orbitallar bir-birindən yalnız fəzada yönümləri ilə fərqləndiyindən bu orbitallarla təsvir olunan halların enerjisi eyni olmalıdır. Bu mərkəzi sahədə hərəkət edən elektronun enerjisinin m_l kvant ədədindən asılı olmadığını göstərir.



Şəkil 5

Eyni qayda ilə d – və f – atom orbitallarına uyğun olan elektron buludlarının formasını müəyyənləşdirmək olar. Atomun $3d$ – orbitalına uyğun ($n = 3$ və $l = 2$) maqnit kvant ədədi beş müxtəlif $m_l = -2, -1, 0, +1, +2$ qiymətlərini ala bilər ki, bu da beş müxtəlif $3d$ – orbitalının mövcud olduğunu göstərir. Beş d –orbitaldan dördünə uyğun gələn elektron buludları kvadratın küncələrinə doğru yönəlmiş ləçəklər formasındadır. Beşinci elektron buludu isə z –oxu boyunca yönəlmiş və ortası həlqə şəkilli kəmərlə əhatə olunmuş qantel formasındadır. $3d$ –orbitalları üçün sərhəd səthi şəkil 6-da təsvir olunmuşdur.

$n = 4$, $l = 3$ olduqda $m_l = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ qiymətlərini alır və bu halda m_l – in yeddi qiymətinə uyğun mürəkkəb yeddi $4f$ – orbitalı mövcud olur. Mürəkkəb formaya malik olan f – orbitadan sonra g – orbitalı gəlir.



Şəkil 6

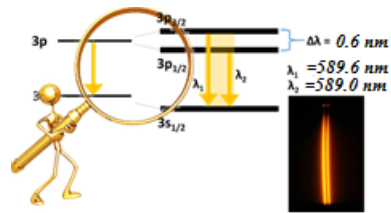
Hesablamalar göstərir ki, g – orbitalna elektronun düşməsi 125-ci elementdən başlayacaqdır.

Orbitalların əksəriyyətinin mürəkkəb formaya malik olması elektronun halını təsvir edən dalğa funksiyasının radial və bucaq hissələrinin olması ilə əlaqədardır. Elektronun hər hansı kiçik həcm elementində olma ehtimalı həm nüvəyə qədər məsafədən, həm də nüvəni bu nöqtə ilə birləşdirən fəza vektorunun istiqamətindən asılıdır.

5.3.4. Elektronun spini və maqnit momenti

Kvant nəzəriyyəsi hidrogen atomunun quruluşunun kifayət qədər tam və aydın mənzərəsini yaratmaqla atomun quruluşuna dair təsəvvürlərimizi Bor modelinə nəzərən xeyli genişləndirdi. Dalğa mexanikasının inandırıcı uğurlarına baxmayaraq, heç də bütün spektroskopik məlumatlar onun çərçivəsində izah olunmadı. Atomların spektrlərinin və xassələrinin ətraflı öyrənilməsi göstərdi ki, onların ψ_{nlm_l} dalğa funksiyasının köməyi ilə üç kvant ədədindən asılı olaraq təsviri hələ tam deyildir. Bəzi təcrübi faktlara müraciət edək.

Məsələn, hidrogen atomunun yüksək ayırdetmə qabiliyyətinə malik spektroskop vasitəsilə aparılan tədqiqatı np vəziyyətlərindən $1s$ əsas vəziyyətə keçidlərinə uyğun olan Lyman seriyası xətlərinin bir-birinə çox yaxın yerləşmiş iki ayrıca xətlərdən ibarət olduğunu göstərir. Lakin Şredinger tənliyinin həllinə əsaslanan spektrlərinin analizi belə bir hadisənin mövcudluğunu göstərmir. Qələvi metalların spektrinin dəqiq tədqiqi spektral xətlərin qoşa (dublet) xətlərdən ibarət olduğunu göstərdi. Məsələn, natriumun $3p \rightarrow 3s$ keçidi üçün xarakterik olan sarı xətt 5890 Å və 5896 Å dalğa uzunluqlu iki xətdən ibarətdir (Şəkil 1).



Şəkil 1

Xətlərin komponentlərə ayrılmasını əks etdirən spektrin quruluşuna **inca quruluş** deyilir. Bir neçə komponentdən ibarət olan mürəkkəb xətlər **multiplet** xətlər

adlanır. İncə quruluş, qələvi metallara əlavə olaraq, digər elementlərdə də mövcuddur və multipletdəki komponentlərin sayı iki (dulet), üç (triplet), dörd (kvartet), beş (kvintet) və s. olur. Xüsusi halda, incə quruluşu nəzərə alınsa belə spektral xətlər tək (sinqlet) ola bilər.

Hidrogen atomunun əsas vəziyyətlərində (1s) – orbital maqnit momenti sıfıra bərabər olduğu üçün maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olmamalı idi (anomal Zeyeman effekti).

Spektral xətlərin parçalanması enerji səviyyələrinin parçalanmasını, onlarda incə quruluşun yarandığını göstərir. Belə təcrübi faktların kvant mexanikasının nəzərə almadığı hansısa qarşılıqlı təsirin varlığını söyləməyə imkan verir. Nəzərə alınmayan qarşılıqlı təsirin xarici sahə olmadıqda belə özünü biruzə verməsi, onun atomun daxili xassəsi ilə bağlı olduğunu göstərir.

Yuxarıda göstərilən təcrübi faktları izah etmək üçün 1925 – ci ildə Hollandiya fizikləri Qaudsmit və Ulenbek belə, elektron orbital hərəkəti ilə bağlı olmayan, məxsusi impuls momentinə – *spinə* malik olması haqqında fərziyə irəli sürmüşlər. Əvvəllər spin elektronun öz oxu ətrafında fırlanması ilə bağlı olduğu güman edilirdi. Fırlanmanın xətti sürətinin ədədi qiymətləndirilməsi vakuumdakı işığın yayılma sürətindən böyük alınması göstərdi ki, "fırlanma" sözü əsl mənasında qəbul edilə bilməz. Həqiqətdə spin elektronun kütləsi və yaxud yükü kimi fundamental xarakteristikası olub, onun daxili xassəsidir. O, tamamilə kvant hadisəsidir və klassik mexanikada onun analoqu yoxdur.

Spinin mövculuğu Heyzenberq-Şredinger kvant mexanikası çərçivəsində, sirr olaraq qalır. Spinin nəzəri olaraq varlığı, nisbilik nəzəriyyəsini kvant mexanikası ilə birləşdirən P. Dirakın (1927) relyativistik kvant nəzəriyyəsindən bilavasitə alınır. Bu tənliyə görə mərkəzi sahədə elektronun vəziyyəti dörd koordinatdan (uç koordinat və spindən) asılı olub, dörd kvant ədədi n , l , m_l , m_s ilə xarakterizə olunur.

Spinin varlığını bilavasitə göstərən əsas təcrübədən biri Ştern və Herlax (1922) təcrübəsidir. Stern və Herlax atomun maqnit xassəsini təyin etmək üçün, atom və molekulların qarşılıqlı təsiri kollektiv effektlərin meydana gəlməsinə səbəb olan bərk cisim və ya maye ilə deyil, bilavasitə atomlarla təcrübə aparırlar. Makroskopik effekt almaq üçün atom dəstəsi yaratmalı olurlar. Tədqiqat obyektini kimi gümüş atomları seçilir.

Sobada yerləşdirilən gümüş qızdırıldıqda gümüş buxarı əmələ gəlir. Sobanın dar yarığından gümüş atomları iki ardıcıl diafraqmadan keçərək 100 m/san sürətlə vakuuma uçar. Atomlarının seli sabit maqnitlərin yaratdığı güclü qeyri bircinsliyə malik maqnit sahəsindən keçirilir. Maqnit momentinə malik olan atomlar qeyri bircins sahədən keçərkən sahə tərəfindən ona göstərilən təsir spinin proyeksiyasından

asılı olacaq. Atomların maqnit momentlərinin düzülüşü nizamsız olarsa maqnit sahəsindən keçən dəstə müxtəlif istiqamətlərdə səpilər və lövhədə yayılmış zolaq alınar. Lakin, təcrübə lövhədə iki aydın nazik zolaqlar yaranır (Şəkil 2). Bu atomların maqnit momentlərinin yalnız iki istiqamətdə yönəldiyini göstərir. Bu elektronların maqnit momentinin kvant xarakterini sübut edir.

Elektronun məxsusi hərəkət miqdarı momentinin (M_s) qiyməti spin kvantı ədədi ($S = \frac{1}{2}$) ilə aşağıdakı kimi müəyyən olunur

$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \hbar \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2} + 1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

Spin kvantı ədədi yalnız $S = \frac{1}{2}$ qiyməti aldığından məxsusi impuls momentində ancaq bir qiymət $M_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$ qiymətini alır.

Elektronun spininin fəza kvantlanması **maqnit spin kvant ədədi** (m_s) ilə xarakterizə olunur. Əgər maqnit sahəsinin induksiya vektoru Z oxu boyunca yönəlsə, onda spin hərəkət miqdarı momentinin M_{sz} toplananı Z oxu istiqamətində kvantlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$M_{sz} = m_s \hbar \quad (1)$$

burada $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətləri alır. Bu qiymətləri (1) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$M_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

olar.

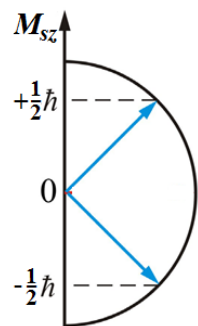
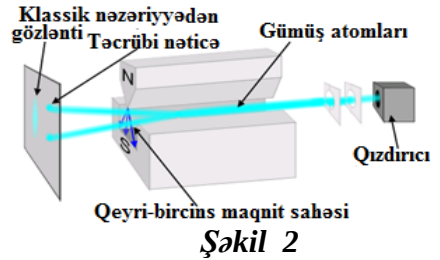
Spin hərəkət miqdarı momenti vektorunun $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiyməti ilə təyin olunan iki mümkün istiqamətlənməsi 3-cü şəkildə verilmişdir.

Aşağıdakı cədvəldə kvant ədədləri və onların mümkün qiymətləri verilmişdir. Spin kvant ədədi həmişə $S = \frac{1}{2}$ olduğu üçün sistemin vəziyyəti tam mənada (n, l, m_l, m_s) kimi dörd kvant ədədləri ilə təyin edilə bilər.

Elektron məxsusi mexaniki momentlə (M_s) yanaşı μ_s məxsusi maqnit momentinə də malikdir. Onların nisbəti

$$\frac{\mu_s}{M_s} = -\frac{e}{m_e c} \quad (2)$$

kimi təyin olunur.



Bu ifadədən
$$\mu_s = -\frac{e}{m_e c} M_s \quad (3)$$

alınır. Mənfi işarəsi elektronun M_s – məxsusi mexaniki momentinin μ_s maqnit momenti ilə əks istiqamətlərə yönəldiyini göstərir. $M_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ qiymətini (3) – də nəzərə alsaq,

$$\mu_s = -\frac{e\hbar}{m_e c} \sqrt{s(s+1)} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e\hbar}{m_e c}$$

alırıq.

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2m_e c} \text{ ifadəsinin Bor maqnetonu olduğunu nəzərə alsaq.}$$

$$\mu_s = -\sqrt{3}\mu_B$$

alınır.

(3) ifadəsinə uyğun olaraq μ_s –in Z oxu üzrə proyeksiyasını yazaq.

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e c} M_{sz} = -\frac{e}{m_e c} \left(\pm \frac{1}{2} \hbar \right) = \pm \frac{e\hbar}{2m_e c} = \pm \mu_B$$

Beləliklə, elektronun məxsusi impuls momentinin proyeksiyası $+\frac{1}{2}\hbar$ və $-\frac{1}{2}\hbar$, məxsusi maqnit momenti isə $+\mu_B$ və $-\mu_B$ qiymətlərini alır.

5.3.5. Atomun energetik səviyyələrində elektronların paylanması

Atomların fiziki-kimyəvi xassələri elektron təbəqələrinin quruluşundan asılıdır. Atomda electron hallarının dolma sistemi təbiətin fundamental qanunlarından olan elementlərin dövrü sistemini izah etməyə imkan verir. Atomda elektronun halı dörd müxtəlif n , l , m_l və m_s kvant ədədləri ilə təsvir olunur. Bir mikrohissəciyin hərəkətindən çox elektronlu sistemə keçdikdə, klassik fizikada analoqu olmayan, xüsusi xassələr meydana çıxır. Çox elektronlu atomda elektronların energetik səviyyələrdə paylanması aşağıdakı üç prinsipə əsaslanır: Enejinin minimumluq şərti, Pauli prinsipi və Hund qaydası.

Bunların hər birinin fiziki mahiyyəti ilə tanış olaq.

Pauli prinsipi. Spininə görə elementar zərrəciklər iki qrupa bölünür. Tam $(0, \hbar, 2\hbar)$ spinə və kəsirli $(\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar)$ spinə malik olan elementar zərrəciklər. Tam spinli zərrəciklərin enerjiyə görə paylanması Boze-Eynşteyn statistikasına tabe olduğundan bozonlar adlanır. Kəsir spinli zərrəciklər Fermi-Dirak statistikasına tabe olur və fermionlar adlanır. Bunlar üçün Pauli prinsipi ödənilir.

Bu prinsipə görə atomda dörd kvant ədədi də eyni olan iki r elektron ola bilməz. Başqa sözlə, atomdakı elektronlar heç olmasa bir kvant ədədinə görə fərqlənirlər. Pauli prinsipinə əsasən hər bir atom orbitalında spinləri antiparalel

olmaqla ən çox 2 elektron yerləşə bilər. Pauli prinsipi orbital kvant ədədinin verilmiş istənilən qiymətlərində yerləşə biləcək maksimal elektronların sayını təyin etməyə imkan verir. Bunun üçün orbital kvant ədədinin verilmiş qiymətinə uyğun dörd kvant ədədindən təkrar olunmayan mümkün kombinasiyalarının sayını tapmaq lazımdır.

$n = 1$ olduqda, $l = 0 (s)$, $m_l = 0$, $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətlərini alır. Təkrar olunmayan mümkün kombinasiyaların sayı ikidir. Pauli prinsipinə uyğun olaraq bu halların hər birində yalnız bir elektron yerləşəcəkdir. Deməli $l = 0$ vəziyyətində iki elektron yerləşə bilər.

$l = 1 (p)$ olduqda $m_l = -1, 0, +1$; $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətlərini alır, təkrar olunmayan mümkün kombinasiyaların sayı altıya bərabər olur. $l = 1 (p)$ vəziyyətində maksimum 6 elektron (p^6) yerləşəcəkdir.

$l = 2 (d)$ olan halda $m_l = -2, -1, 0, +1, +2$; $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətlərinin kombinasiyasından on təkrarlanmayan hal düzəlir. $l = 2 (d)$ vəziyyətində olan elektronların maksimum sayı 10 bərabər (d^{10}) olacaqdır.

$l = 3 (f)$ vəziyyətində maqnit kvant ədədi yeddi müxtəlif qiymət alır ($m_l = -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$; $m_s = \pm \frac{1}{2}$). Bu halda təkrar olunmayan 14 mümkün kombinasiya olduğu üçün $l = 3 (f)$ halında maksimum 14 (f^{14}) elektron yerləşə bilər.

Beləliklə l –orbital kvant ədədinin verilmiş qiymətinə uyğun maqnit kvant ədədinin aldığı qiymətlərin ($m_l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm l$) sayı $2l + 1$, spin kvant ədədi ($m_s = \pm \frac{1}{2}$) iki müxtəlif qiymətlər aldığından $2(2l + 1)$ sayda təkrar olunmayan kombinasiyalar əmələ gəlir. n –baş kvant ədədinin verilmiş istənilən qiymətinə $n = 1(K), 2(L), 3(M), 4(N), 5(O) \dots$ uyğun gələn elektron təbəqələrində yerləşən elektronların maksimum sayını tapmaq üçün $2(2l + 1)$ ifadəsini $l = 0$ – dan $l = n - 1$ – ə qədər cəmləmək lazımdır:

$$Z = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2(1 + 3 + 5 + \dots 2n - 1) = 2n^2$$

Buradan alınır ki, $n = 1$ olduqda (K səviyyəsində) $Z_K = 2$ elektron ola bilər, Analogi qayda ilə L, M, N, O təbəqələrində yerləşə biləcək elektronların maksimal sayını təyin edə bilərik:

$n = 2$ olduqda $Z_K = 8$, $n = 3$ olduqda $Z_M = 18$, $n = 4$ olduqda $Z_N = 32$, $n = 5$ olduqda $Z_O = 50$.

Təbəqələrdə elektronların nəzəri olaraq yol verilə bilən sayı $Z = 2n^2$ kimi ifadə olunur. Dediklərimizi ümumiləşdirərək 5.3.1–ci cədvəl şəklində verək.

<i>Elektron təbəqələri</i>	<i>n-baş kvant ədədi</i>	<i>l-orbital kvant ədədi</i>	<i>Şərti işarələr</i>	<i>Yarım səviyyədə elektronların maksimal sayı</i>	<i>Təbəqədə elektronların maksimal sayı</i>
K	1	0	1s	2	2
L	2	0	2s	2	8
		1	2p	6	
M	3	0	3s	2	18
		1	3p	6	
		2	3d	10	
N	4	0	4s	2	32
		1	4p	6	
		2	4d	10	
		3	4f	14	
O	5	0	5s	2	50
		1	5p	6	
		2	5d	10	
		3	5f	14	
		4	5g	18	

Enerjinin minimumluq şərti. Həqiqətdə atomda elektron təbəqələrində elektronların dolması yuxarıdakı cədvəldə göstərilən «ideal» sxem üzrə baş vermir. «İdeal» mənzərəsinin pozulmasının səbəbi elektronların sayının artması ilə onlar arasında qarşılıqlı təsirin (itələmənin) artmasıdır. Elektronlar belə qarşılıqlı təsir zamanı orbital kvant ədədlərinin müxtəlif (baş kvant ədədlərinin eyni) qiymətlərindəki enerjiləri müxtəlif qiymətlər alır və həm də l – in böyük qiyməti yüksək enerjiyə uyğun gəlir.

Hidrogenə bənzər atomlarda elektronun enerjisi yalnız n –baş kvant ədədi ilə təyin olunur. Çox elektronlu atomlarda isə elektron təkcə nüvənin deyil, həm də digər elektronların yaratdığı sahədə hərəkət edir. Bunun nəticəsində isə elektronun enerjisi həm də l –orbital kvant ədədindən asılı olur. Belə ki, n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində l orbital kvant ədədinin mümkün olan müxtəlif qiymətlərinə ($l=0,1,2,\dots,n-1$) elektronun müxtəlif enerjisi uyğun gəlir. Məhz buna görə də çox elektronlu atomlarda, hidrogenə bənzər atomlardan fərqli olaraq, hər bir elektronun enerjisi $nvə$ $lkvant$ ədədlərindən asılıdır. Deməli, mərkəzi sahə yaxınlaşmasında çox elektronlu atomların enerji səviyyələri E_{nl} kimi işarə edilməlidir.

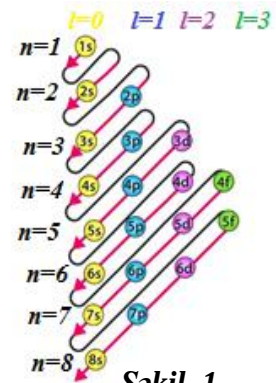
Enerjinin minimumluq prinsipi müxtəlif enerjili atom orbitallarının dolma ardıcılığını müəyyən edir. Bu prinsipə görə atomda elektronlar ilk növbədə maksimal davamlılığa uyğun gələn ən aşağı enerjili orbitalları tutmağa çalışır.

Elementlərin dövrü sistemindəki mövcud qanunauyğunluqlar alman alimi Madelunqun təklif etdiyi qaydaya görə təsvir olunur. Bu empirik qaydaya görə n –baş kvant ədədi ilə l –orbital kvant ədədlərinin $n + l$ cəmi kiçik olan atom orbitalları daha kiçik enerji hallarına uyğundur. $n + l$ cəmi eyni olan atom orbitallarından n –baş kvant ədədinin kiçik qiymətinə uyğun orbital aşağı enerjiyə malikdir. Orbitalların elektronlarla tutulması n və l kvant ədədlərinin $(n + l)$ cəminin artması ardıcılığı ilə baş verir. $(n + l)$ cəminin verilmiş qiymətində dolma əvvəlcə n –nin kiçik və l –in böyük qiyməti ilə davam edir və n –nin ən böyük, l –in isə ən kiçik qiyməti ilə yekunlaşır. Çoxelektronlu atomun energetik səviyyələrində elektronların Madelunq qaydası ilə dolması ardıcılığı sxemi şəkil 1-də təsvir edilmişdir.

Madelunq qaydası atom sistemində enerjinin minimumluq şərtinin ödənilməsini ifadə edir. Bu şərtə görə elementin atom nömrəsi (Z) artdıqca yarımsəviyyələrin elektronla dolması elə şəkildə gedir ki, hər bir yeni əlavə olunan elektron ən aşağı energetik səviyyəni tutmağa çalışır ki, bu onun nüvə ilə ən möhkəm rəbitəsinə uyğundur.

Madelunq qaydasından kənara çıxmalar ancaq atomlar xüsusi energetik davamlı (d^5, d^{10}, f^7, f^{14}) elektron konfigurasiyasında baş verir.

Hund qaydası. Atom spektrinin maqnit sahəsində parçalanmasını təhlil edərkən alman alimi Fridrix Hund (1927) yarımsəviyyələrdə elektronların paylanmasına aid qayda təklif etmişdir. Bu qayda orbital kvant ədədinin (l) eyni qiymətində elektron halının dolma ardıcılığı müəyyən edir. Hund təcrübi faktlar əsasında müəyyən edib ki, dolmaqda davam edən



Şəkil 1

təbəqələrdə elektronlar elə yerləşməlidir ki, atomun tam spini mümkün qədər maksimum olsun.

Elektronlar əvvəlcə spin kvant ədədinin bir $(m_s = +\frac{1}{2}\hbar)$, maqnit kvant ədədinin isə müxtəlif qiymətində $(m_l = 0, \pm l)$ bütün $2l + 1$ halları doldurduqdan sonra spin kvant ədədinin digər antiparalel qiymətlərində $(m_s = -\frac{1}{2}\hbar)$, olan bütün $2(2l + 1)$ halları doldurur.

Məsələn, p – halında $(l = 1)$ maksimum $2(2l + 1) = 6$ elektron yerləşə bilər. Hund qaydasına görə onların dolma ardıcılığı aşağıdakı kimi verilə bilər

$$m_l = 1 \quad 0 \quad -1 \quad 1 \quad 0 \quad -1$$

$$m_s = \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$$

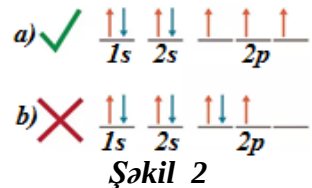
Bu o deməkdir ki, elektronlar kvant özəklərində (orbitallarda) əvvəlcə paralel, sonra isə antiparalel spinə malik olmaqla dolmanı davam etdirirlər. Belə hal enerjinin minimumluq şərtinə uyğundur.

Hund qaydasını aşağıdakı kimi də ifadə edə bilərik:

Atomun valent

təbəqəsində elektronlar paralel spinlərə malik olmaqla mümkün olan maksimum kvant özəyini (orbitalını) tutmağa cəhd göstərir.

Məsələn, azot atomunun əsas halında p –orbitalında üç elektron yerləşəcəkdir. Təcrübələr göstərir ki, şəkil 2-də göstərildiyi kimi a) halı energetik cəhətdən daha əlverişli olub, Hund qaydasının tələbini ödəyir. Bu qaydaya özündə enerjinin minimumluq şərtinin ödənilməsini saxlayan təbiət proseslərinin istiqamətli olması ideyasının təzahürü və tərkib hissəsi kimi baxmaq olar.



FƏSİL 5.4. NÜVƏ VƏ ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR

5.4.1. Atom nüvəsi və onun əsas xarakteristikaları

Atomun nüvəsi müstəqil obyekt kimi proton və neytronlardan ibarət əlaqəli kvant sistemidir. 1916-cı ildə E.Rezerford tərəfindən proton, 1932-ci ildə C.Çedvik tərəfindən neytron kəşf olunduqdan sonra, rus alimi D.İvanenko və alman alimi V.Heyzenberq nüvənin proton-neytron modelini təklif etdilər (Şəkil 1). Bu model nüvə fizikası haqda müasir təsəvvürlərin formalaşmasına real şərait yaratdı. Nüvəni təşkil edən proton və neytronlar birlikdə **nuklonlar** adlanır.

Nüvə ümumi şəkildə A_ZX simvolu ilə işarə olunur. Burada, X kimyəvi elementin işarəsi, Z –yük ədədi, A –kütlə ədədidir.

Yük ədədi nüvədəki protonların sayını, dövrü sistemdə elementin nömrəsini və atomda elektronların sayını göstərir. Nüvənin yükü mütləq qiymətcə, atom elektronlarının yükünə bərabərdir ($q = +Ze$). Elektrik yükü nüvənin əsas xarakteristikalarından olub, verilmiş elementin bütün izotoplarının kimyəvi, optik və s. xassələrini müəyyən edir. Qeyd etmək lazımdır ki, $Z > 92$ olan nüvələr təbii halda müşahidə olunmur, onlar süni yolla nüvə reaksiyalarından alınır.

Kütlə ədədi nüvədəki ümumi nuklonların sayını ifadə edir. Nüvədəki neytronların sayı yük və kütlə ədədlərinin fərqi kimi təyin olunur $N = A - Z$.

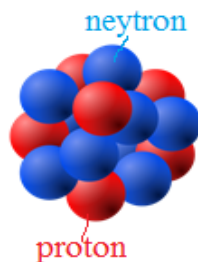
Nüvələrin müqayisəsi və növləri onlara daxil olan proton, neytron və nuklonların sayına görə yerinə yetirilir.

Eyni yükə, müxtəlif sayda neytronlara malik nüvələrə **izotop nüvələr** deyilir. İzotoplarda elektron örtüyü dəyişmədiyindən onlar oxşar kimyəvi xassələrə, valentliyə malik olurlar. Elementlərin dövrü sistemində xanalar yük ədədinə görə müəyyən olduğundan izotoplar eyni bir xanada yerləşir. Əksər kimyəvi elementlər bir neçə izotopa malikdir. Hazırda 280-ə yaxın davamlı və 2000-dən çox davamsız radioaktiv izotop məlumdur.

A - kütlə ədədi eyni, Z - yük ədədi fərqli olan atomlar **izobar** adlanır.

Neytronların sayı (N) eyni, Z -yük ədədi müxtəlif olan atomlar **izoton** adlanır. Yük və kütlə ədədləri eyni olub, yalnız yarımparçalanma perioduna görə fərqlənən atomlar **izomer** adlanır.

Nüvənin ölçüsü $1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m}$ tərtibində olur. Nüvə fizikasında uzunluq vahidi olaraq sistemdən kənar vahiddən – fermidən ($1f$) istifadə olunur. İlk



Şəkil 1

yaxınlaşmada nüvəni kürə kimi qəbul etmək olar. Onu radius (A) kütlə ədədi ilə müəyyən olunur:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}}; \quad R_0 = (1.2 - 1.3)10^{-15}m = (1.2 - 1.3)f$$

Bu ifadənin böyük dəqiqliklə ödənilməsi nüvə «maddəsinin» sıxlığı bütün kimyəvi elementlərdə eyni qiymətə malik olduğunu göstərir. Nüvənin həcmi

$V_{n\ddot{u}v\grave{e}} = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$, kütləsini isə təxminən $M_{n\ddot{u}v\grave{e}} = Am_N$ kimi təyin etmək olar. Burada, A –kütlə ədədi, $m_N = 1.67 \cdot 10^{27} kq$ – bir nuklonun kütləsidir. Bunlara əsasən nüvə maddəsinin sıxlığını hesablamaq olar

$$\rho_{n\ddot{u}v\grave{e}} = \frac{M_{n\ddot{u}v\grave{e}}}{V_{n\ddot{u}v\grave{e}}} = \frac{Am_N}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} \approx 2 \cdot 10^{17} \frac{kq}{m^3}$$

Mayelərdə molekullar sərbəst hərəkət etdiyi kimi nüvədə nuklonlar mayeyə oxşar olaraq sərbəst hərəkət edirlər. Nəzərə alsaq ki, nüvə zərrəciyinin uçuş sürəti işığın vakuumdakı sürətinə ($c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{san}$) yaxındır, onda onun uçuş müddətini

$$\tau = \frac{10^{-15}m}{10^8 m / san} \approx 10^{-23} san$$

kimi qiymətləndirmək olar.

Obyektlərin digər əlaqəli sistemlərində olduğu kimi, atom nüvəsinin sükunət kütləsi onu əmələ gətirən nuklonların sükunət kütlələrinin cəmindən kiçikdir.

$$M_{n\ddot{u}v\grave{e}} < Zm_p + (A - Z)m_n$$

m_p və m_n uyğun olaraq proton və neytronun kütləsidir.

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{n\ddot{u}v\grave{e}}$$

fərqi nüvənin kütlə defekti adlanır.

Nuklonlar sistemindən nüvə əmələ gələn zaman kütlə defektinin yaranması bu sistemin enerjisinin **rabitə enerjisi** (E_{rab}) qədər azaldığını göstərir. Rabitə enerjisi – nüvəni sərbəst nuklonlara ayırmaq üçün lazım olan minimum enerjidir. A.Eynşteynin kütlə ilə enerji arasındakı əlaqə düsturundan istifadə etməklə nüvənin rabitə enerjisini hesablamaq olar:

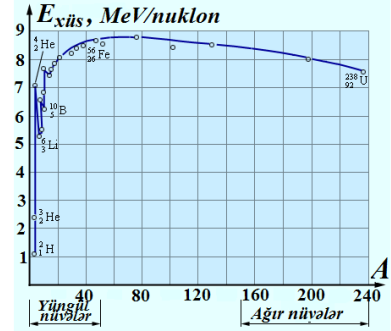
$$E_{rab} = \Delta Mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{n\ddot{u}v\grave{e}}]c^2$$

Nüvənin kütlə ədədinin artımı ilə rabitə enerjisində artır. Lakin, nüvənin dayanıqlığı bir nuklona düşən rabitə enerjisi-xüsusi rabitə enerjisi ilə xarakterizə olunur:

$$E_{x\ddot{u}s} = \frac{E_{rab}}{A} = \frac{\Delta Mc^2}{A}.$$

Xüsusi rabitə enerjisi nüvə yaranarkən 1 nuklon-a uyğun kütlə dəyişməsinə xarakterizə etdiyindən, onun qiyməti artdıqca nüvə qüvvələri güclənir və belə nüvələr daha stabil olur. Xüsusi rabitə enerjisinin qiyməti nüvədəki nuklonların sayından asılıdır. Şəkil 2-də xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən asılılıq qrafiki təsvir olunmuşdur.

Göründüyü kimi, kütlə ədədinin qiymətlərində $E_{xüs}$ qeyri – sabit dəyişir, $A = 56$ (${}^{56}_{26}Fe$ – dəmir) olduqda xüsusi rabitə enerjisi $E_{xüs} = 8.8 \text{ MeV}$ qiymətini alır, $A = 150$ -yə kimi təxminən sabit qalır və A –nın sonrakı artımı ilə $E_{xüs}$ –nin azalması ilə müşayiət olunur. Başqa sözlə, ağır və yüngül nüvələrdə rabitə zəif, kütləsinə görə orta qiymətlər alan nüvələrdə isə rabitə güclü olur.



Şəkil 2

Ağır elementlərə keçdikdə nüvənin xüsusi rabitə enerjisinin azalması protonlar arasında kulon itələmə enerjisinin artması ilə izah olunur. Ağır nüvələrdə nuklonlar arasındakı rabitə azalır, nüvənin dayanıqlığı zəifləyir.

5.4.2. Nüvə qüvvələri və nüvə modelləri

Nüvənin dayanıqlığı nuklonlar arasında mövcud olan nüvə qüvvələri vasitəsilə təmin edilir. Nüvə quruluşunu və nüvə reaksiyaları mexanizmlərini dərinlən öyrənmək üçün nüvə qüvvələrinin dəqiq araşdırılması çox vacibdir. Kvant elektrodinamikasının əsası olan qarşılıqlı təsirin kvantlarla verilməsi ideyası başqa qarşılıqlı təsir növlərinə, xüsusi halda, nüvə qarşılıqlı təsirinə də tətbiq edilə bilər.

1935-ci ildə Yapon fiziki Yukava göstərmişdir ki, nüvə zərrəcikləri arasında nüvə qüvvəsinin «daşıyıcısı» ola biləcək, kütləsi elektronla protonun kütlələri arasında olan və zərrəciyin xassəsini təsvir etdi. Kvant mexanikasına görə izlə edilmiş sistemin enerjisinin dəyişməsi ilə sistemin yaşama müddəti arasında:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

qeyri-müəyyənlik münasibəti vardır. Fərz etsək ki, nüvə qüvvələri qiymətcə çox böyük olub, çox kiçik zamanda baş verir, onda Δt kiçik zaman müddətində sistemin enerjisi $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}$ qədər dəyişə bilər. Bu enerji dəyişməsi $m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{c^2 \Delta t}$ kütləyə ekvivalentdir.

Lakin adi zərrəcikdən fərqli olaraq, virtual zərrəcik fəza və zamana görə sərbəst deyil, yalnız Δt kiçik zamanında nuklondan böyük olmayan məsafəyə uzaqlaşa bilər. Δt zamanından sonra qarşılıqlı təsir “daşıyıcısı” yenidən nuklon

tərəfindən "zəbt" edilir. Beləliklə, nuklonu aramsız udulan və buraxılan virtual "daşıyıcı" buludu ilə əhatə olunmuş sistem şəklində təsəvvür etmək olar.

Bu zamanı elə seçək ki, işıq sürətinə (c) yaxın sürətlə uçan zərrəcik nüvə qüvvəsinin təsir radiusu qədər məsafəni uçmağa nail olsun. Həmin buludun radiusunu nüvə qüvvələrinin təsir radiusu kimi ($r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15} \text{ m}$) qəbul etməklə qarşılıqlı təsir müddətini qiymətləndirmək olar:

$$\Delta t = \frac{r}{c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ san};$$

Δt üçün aldığımız bu qiymət nüvə müddəti adlanır. Əgər zaman çox kiçik olarsa, qeyri müəyyənlik münasibətinə görə ΔE kifayət qədər böyük ola bilər:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1.05 \cdot 10^{-34}}{5 \cdot 10^{-24}} = 2.1 \cdot 10^{-11} \text{ C} \approx 130 \text{ MeV}$$

Onda nüvə qarşılıqlı təsirinin daşıyıcısı olan zərrəciyin kütləsi üçün

$$m = \frac{\hbar}{c^2 \Delta t} \approx 2.33 \cdot 10^{-28} \text{ kq} = 256 m_e$$

qiymətini alırıq.

Nüvənin müşahidə olunan xassələri və nüvədə nuklonlar arasındakı rabitənin qanunauyğunluğu Yukava nəzəriyyəsi ilə izah etmək üçün nüvə qüvvələri sahəsinin kvantı olan zərrəciyin kütləsi elektronun kütləsindən 260 dəfə böyük olmalıdır. Yukava nəzəriyyəsində söylənilən hipotetik zərrəciyin kütləsi elektronla nuklonların kütlələrinə nəzərən aralıq mövqedə durduğundan, həmin zərrəcik mezon, bu nəzəriyyə isə mezon nəzəriyyəsi adlandırılmışdır. 1947-ci ildə həmin zərrəcik kosmik şüalar arasında qeydə alındı.

Bu fərziyyəyə görə bir-birindən nüvə qüvvəsinin təsir radiusuna bərabər məsafədə yerləşən iki nuklondan biri kütləsi $m \approx 260 m_e$ olan zərrəcik buraxır, digəri isə nüvə müddətindən $\Delta t = 5 \cdot 10^{-24} \text{ san}$ sonra onu udur. Nüvə müddətində nüvə qüvvəsinin təsir oblastında olan zərrəcik virtual zərrəcik adlanır. Belə zərrəciklər nüvədən aralı, nüvə qarşılıqlı təsir oblastından kənarda ola bilməz.

Həqiqətdə Yukava nəzəriyyəsi nüvə qarşılıqlı təsirinin üç zərrəciyi olduğunu göstərir. Neytronun protona çevrilməsi mənfi yüklü mezonun doğulması, protonun neytrona çevrilməsi ilə müsbət yüklü mezonun doğulması ilə müşayiət olunmalıdır. Nüvədə protonun protona, neytronun neytrona çevrildiyi keçidlər də baş verə bilər. Mezon nəzəriyyəsinə görə belə keçidlərdə neytral mezon doğulmalıdır.

Beləliklə, mezon nəzəriyyəsi güclü qarşılıqlı təsirin, müsbət, mənfi yüklü və mezonlar vasitəsilə neytral mezonların vasitəsilə ötürüldüyünü iddia olunur və onun kütləsi proqnozlaşdırılır. Qeyd edək ki, nuklon 300 MeV ətrafında kinetik enerjiyə malik olduqda, onun hərəkətsiz nuklonla toqquşması nəticəsində real π – mezon

yarana bilir və özünün yaranması ilə qarşılıqlı təsir oblastından uçub kənara çıxır. Pion mezonlar: müsbət (π^+), mənfi (π^-) və neytral (π^0) olmaqla üç növə bölünür.

Nüvədə nuklonların nəhəng rabitə enerjisi nuklonlar arasında güclü qarşılıqlı təsirin olduğunu göstərir. Nüvə qüvvələri aşağıdakı əsas xassələrə malikdir:

1. Bu qüvvələr nüvədə nuklonlar arasında rabitəni təmin edən, təbiətdə ən güclü və cazibə xarakterli qarşılıqlı təsir qüvvələridir, elektromaqnit və qravitasiya qüvvələrindən fərqli olaraq sonlu mikroskopik təsir radiusuna ($2.2 \cdot 10^{-15} m$) malikdir. Bu qüvvələr yaxın təsirli olub, makroskopik ölçüdə quruluş yaratmaq qabiliyyətinə malik deyildir..

2. Güclü qarşılıqlı təsir qüvvələri adlanan nüvə qüvvələri universal olmayıb, bütün zərrəcikləri əhatə etmir. Məsələn, foton və elektron bu qarşılıqlı təsirdə iştirak etmir.

3. Nüvə qüvvələri mərkəzi simmetriyaya malik deyildir. İki nuklon arasındakı qüvvə onları birləşdirən xətlə bucaq əmələ gətirir.

4. Güclü qarşılıqlı təsir zərrəciklərin yükündən asılı deyildir. Nuklonlar arasında cazibə təbiətli güclü qarşılıqlı təsir o dərəcədə böyükdür ki, protonlar arasında kifayət qədər böyük olan elektrostatik itələmə qüvvələrinə üstün gələrək nuklonlar arasında möhkəm rabitəni təmin edir.

5. Nüvə qüvvələri qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların spinlərinin yönümündən asılıdır. Məsələn, neytron və protonun birləşərək deytirionu əmələ gətirməsi üçün onların spinləri bir-birinə paralel olmalıdır.

6. Nüvə qüvvələri doyma xassəsinə malikdir. Yəni nüvədə hər bir nuklon nüvənin bütün nuklonları ilə deyil, ancaq məhdud sayda bir neçə qonşu nuklonlarla qarşılıqlı təsirdə ola bilər.

7. Nüvə qüvvələri mübadilə xarakterli qüvvələrdir. Bütün bunlar göstərir ki, nüvə qüvvələri mürəkkəb xarakterə malikdir. Bu qüvvələr nuklonların qarşılıqlı təsir halını xarakterizə edən kəmiyyətlər arasında sadə asılılığın təsvirinə imkan vermir və elektromaqnit qüvvələrindən əsaslı şəkildə fərqlənir.

Nüvənin bir qrup məlum xassələrini izah etmək üçün müəyyən nüvə modelləri verilir. Modellər müəyyən sayda eksperimental faktlara əsaslanmaqla, məsələnin riyazi həllini nisbətən asanlaşdırır. Tək bir model məlum xassələrin hamısını izah edə bilmir və ona görə də bu və ya digər xassələr üçün müxtəlif modellərdən istifadə edilir.

Nüvənin damcı modeli. Nüvənin ilk modeli 1936 – cı ildə Y.İ.Frenkel tərəfindən təklif olunmuş və H.Bor tərəfindən inkişaf edilmiş damcı modelidir. Bu model nüvədə nuklonların və mayədə molekulların özlərini aparma xüsusiyyətləri arasındakı oxşarlığa əsaslanır. Bu xüsusiyyətlər aşağıdakılardır:

1- Mayelər kimi, nüvə maddəsinin sıxlığı ($\rho = \text{const}$) sabitdir.

2- Mayeni buxar halına keçirmək üçün lazım olan enerji mayenin kütləsi ilə mütənasib olduğu kimi, nüvənin rabitə enerjisi nuklonların tam sayı ilə düz mütənasibdir. Nüvənin xüsusi rabitə enerjisi sabit olduğu kimi, mayelərdə də xüsusi rabitə enerjisi onların buxarlanma istiliyinə uyğun olub, demək olar ki, sabit qalır.

3- Nüvənin damcı modeli nüvənin xüsusi rabitə enerjisi ilə A və Z arasındakı asılılığı və nüvənin bölünmə prosesini keyfiyyətcə izah etməyə qadirdir.

4- Nüvə qüvvələri yaxın təsirlidir, mayenin molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri də kiçik təsir radiusuna malikdir.

5- Nüvə qüvvələri də maye molekulları arasında təsir edən qüvvələr kimi doymuşluq xassəsinə malikdir.

6- Mayədə molekullar mühərrik olduğu kimi nüvədə də nuklonlar mütəhərrikdir.

7- Nüvədə müsbət yüklü protonların sayının artması ilə Kulon dəf etməsi güclənir və rabitə enerjisi azalır. Buna oxşar olaraq maye damcısında molekulların sayının artması ilə maye damcısının davamlılığı azalır.

Nüvənin damcı modeli nüvədə nuklonların rabitə enerjisinin və nüvə reaksiyalarını yarımemprik ifadələrin köməkliyi ilə izah etməyə nail olmuşdur. Damcı modelinin ən böyük çatışmazlığı nüvə maddəsinin maye maddəsinə heç bir oxşarlığı olmamasıdır. Damcı modeli həyəcənlanmış nüvənin enerjisini və onun bir çox digər xassələrini izah etmək iqtidarında deyildir.

Nüvənin təbəqə (örtük) modeli. Təcrübi təsdiq olunmuşdur ki, nüvələrin xassələrinin dəyişməsində də elementlərin dövrü sisteminə oxşar olaraq dövrilik müşahidə olunur. Nüvədə protonların sayı $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ və neytronların sayı $N = 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126$ olduğu hallarda nüvələr digər nüvələrə nisbətən daha davamlı olurlar.

Davamlı nüvələri göstərən ədədləri sehirli (magik) ədədlər adlandırırlar. Bu nüvələr elementlərin dövrü sistemindəki elektron təbəqələri tam dolmuş (s^2p^6) təsirsiz qaz atomlarını davamlı elektron konfigurasiyasını xatırladır. Nuklonların sehirli sayı, atomların tam dolmuş elektron təbəqələrindəki elektronların sayına oxşardır. Elə ola bilər ki, eyni zamanda həm protonların və həm də neytronların sayı sehirli ədədə bərabər olsun. Belə nüvələr ikiqat sehirli nüvə adlanır. Bunlara ${}^4_2\text{He}$ ($2p$ və $2n$); ${}^{16}_8\text{O}$ ($8p$ və $8n$); ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ($20p$ və $20n$) nüvələrini misal göstərmək olar.

Protonların sayına görə sehirli olan nüvələrə misal olaraq ${}^{120}_{50}\text{Sn}$ ($50p$ və $70n$) və ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ($82p$ və $126n$) nüvələrini, neytronların sayına görə sehirli olan nüvələrə misal olaraq ${}^{88}_{38}\text{Sr}$ ($38p$ və $50n$); ${}^{140}_{58}\text{Ce}$ ($58p$ və $82n$) nüvələrini göstərmək olar.

D.Q.Bartlet (1932) belə bir fərziyyə irəli sürmüşdür ki, təcrübələrin təsdiq etdiyi davamlı nüvələrin quruluşunu atomda olduğu kimi proton və neytronların nüvədə əmələ gətirdiyi xüsusi davamlı təbəqələr modeli ilə izah etmək olar. Pauli prinsipinə görə eyni energetik vəziyyətdə, spinləri eyni istiqamətdə olan iki neytron və yaxud iki proton yerləşə bilməz. Energetik səviyyələrin dolması elə ardıcılıqla baş verir ki, enerjinin minimumluq şərti və deməli energetik davamlılıq təmin olunsun.

5.4.3. Radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu

Fransız fiziki A.Bekkerel 1896 – cı ildə uran duzunda lüminessensiya hadisəsini öyrənərkən təsadüfən onun öz-özünə təbiəti məlum olmayan şüa buraxdığını aşkar etmişdir.

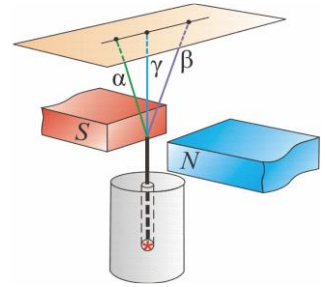
1898 – ci ildə Pyer və Mariya Kürilər o vaxta qədər məlum olmayan və urana nisbətən daha intensiv şüa buraxan iki yeni $^{210}_{84}\text{Po}$ (plonium) və $^{226}_{88}\text{Ra}$ (radium) elementlərini kəşf etdilər. Onlar belə özbaşına şüalanma hadisəsini **radioaktivlik**, aşkar edilmiş şüalanmanı isə **radioaktiv şüalanma** adlandırdı.

Sonrakı təcrübələr göstərdi ki, maddənin radioaktiv şüalanmasına kimyəvi birləşmənin növü, aqreqat halı, mexaniki təzyiq, temperatur, elektrik və maqnit sahəsi, başqa sözlə atomun elektron quruluşunun vəziyyətində dəyişiklik yarada bilən amillər təsir göstərmir. Deməli, elementin radioaktiv xassəsi ancaq nüvənin quruluşu ilə əlaqədar olub, nüvənin daxilində baş verən proseslərin nəticəsidir. Ona görə də radioaktiv çevrilmə sürəti yalnız nüvənin növündən və orada olan nuklonların sayından asılıdır.

Hazırda radioaktiv dedikdə bəzi atom nüvələrinin müxtəlif növ radioaktiv şüalar və elementar zərrəciklər buraxmaqla özbaşına (spontan) olaraq digər nüvəyə çevrilməsi qabiliyyəti başa düşülür.

Radioaktiv təbii və süni olmaqla iki qrupa bölünür. Təbii radioaktiv təbiətdə mövcud olan dayanıqsız kimyəvi izotopların özbaşına digərinə çevrilməsi, süni radioaktivlik isə nüvə reaksiyaları nəticəsində alınan izotopların çevrilməsi prosesidir. Hər ikisi üçün radioaktiv parçalanma qanunu eynidir.

1899-cu ildə ingilis fiziki Ernest Rezerfordun rəhbərliyi ilə radioaktiv şüalanmanın fiziki təbiəti tədqiq edilmiş, radioaktiv şüalanma mürəkkəb tərkibə malik olduğu müəyyən edilmişdir. Şəkil 1-də radioaktiv şüalanmanın mürəkkəb tərkibə malik olduğunu təsdiq edən klassik təcrübə göstərilmişdir. Radioaktiv preparat qurğusunun konteynerdə, dar kanalın dibində yerləşir. Kanalın qarşısında isə fotolövhə yerləşdirilmişdir. Kanaldan çıxan şüalara perpendikulyar istiqamətdə maqnit sahəsi təsir edir. Maqnit sahəsi olmadıqda lövhənin aydınlaşdırılması kanalın qarşısında bir ləkənin yarandığını göstərmişdirsə, şüaların maqnit sahəsindən keçməklə lövhənin üzərinə salınması 3 müxtəlif ləkə yaratmışdır. Radioaktiv şüalanmada zərrəciklər seli maqnit sahəsindən keçdikdə onların bir qismi Lorens qüvvəsinin təsirinə məruz qalır:



Şəkil 1

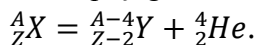
-şüaların bir qismi sol əl qaydasına uyğun olaraq, sol əlin baş barmağı istiqamətinə zəif meyl edir. Bu həmin şüaların müsbət yüklü zərrəciklər selindən ibarət olduğunu göstərir;

-şüaların digər qismi sol əlin baş barmağının əksi istiqamətinə meyl edir, yəni mənfi yüklü zərrəciklər selidir.

-şüaların üçüncü qismi isə maqnit sahəsində meyl etmir. Bu həmin şüaların elektrik cəhətdən neytral olduğunu göstərir.

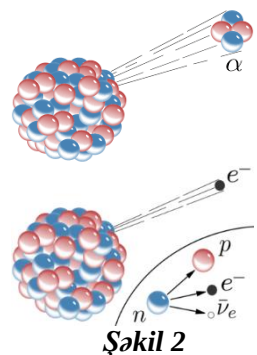
Zəif meyl edən müsbət zərrəciklər dəstəsi α – şüalanma, güclü meyl edən mənfi zərrəciklər dəstəsi β – şüalanma, meyl etməyən dəstə γ – şüalanma adlandırılmışdır. Bu radioaktiv şüalanmalar ionlaşdırma və nüfuzetmə qabiliyyətlərinə görə fərqlənilirlər.

α – Parçalanma. α – zərrəciklər elektrik və maqnit sahəsində meyl göstərir, yüksək ionlaşma və kiçik nüfuz etmək qabiliyyətinə malik zərrəciklərdir. O, yük ədədi +2, kütlə ədədi 4-ə bərabər olan ${}^4_2\text{He}$ helium nüvəsidir. α – parçalanma zamanı nüvə 2 elementar yük vahidi qədər yükünü, 4 atomun kütlə vahidi qədər isə kütləsini itirir, (Şəkil 2) nəticədə element dövrü sistemdə öz yerini əvvəlcə doğru iki xana dəyişir. Bunu simvolik olaraq aşağıdakı kimi göstərmək olar:



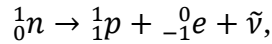
Bu yerdəyişmə qanunu adlanır.

β – Parçalanma. β – şüalar ${}^0_{-1}e$ – elektronlar (β^- – parçalanma), yaxud 0_1e – pozitronlar (β^+ – parçalanma)

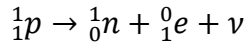


Şəkil 2

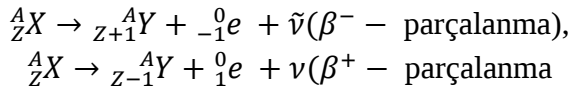
selindən ibarətdir. Elektronlar davamsız nüvələrdə artıq neytron olduğu halda, nüvə daxilində neytronların protonlara çevrilməsi nəticəsində yaranır



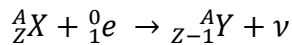
pozitron isə nüvədə neytronun çatmadığı halda, proton neytrona çevrildiyi halda yaranır



β^- – və yaxud β^+ – parçalanma prosesləri ümumi şəkildə aşağıdakı kimi ifadə edilir:

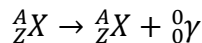


β^- –parçalanma zamanı nüvə öz yükünü e qədər artırır və dövrü sistemdə öz yerini bir xana sağa dəyişir. β^+ – parçalanma zamanı isə əksinə öz yükünü e qədər azaldır və yerini bir xana sola dəyişir. β^- – zəbt etmə adlanan hadisə də β^- –parçalanmaya aid edilir. Belə ki, davamsız nüvə elektron layının daxili K təbəqəsindən elektron zəbt etməklə öz yük ədədini bir ədəd ($Z = 1$) azalda bilər. Bu zaman nüvənin kütlə ədədi dəyişmir:



β^- –zəbt etmə zamanı nüvə öz yükünü e qədər azaldır və öz yerini dövrü sistemdə bir xana sola dəyişir. β^- – zərrəciklər nüvədən uçarkən enerjisi 10 MeV – ə qədər arta bilər. Onun ionlaşdırma qabiliyyəti yüz dəfələrlə α – zərrəciklərindən zəifdir. Ona görə ki, onların uçuş məsafəsi böyükdür. Bu şüaların maddə tərəfindən tormozlanması tormoz rentgen şüalanmasının yaranmasına səbəb olur.

γ –şüalanma. γ – şüalanma dedikdə nüvənin özbaşına parçalanmasında γ – kvantlar buraxılması ilə gedən proses başa düşülür. γ – şüalanma radioaktiv çevrilmə məhsullarının həyəcanlanma enerjisinin azaldılması üçün əsas vasitədir. Əgər həyəcanlanmış nüvə daxilindən zərrəcikləri kənar etdiyi zaman artıq enerjiden azad olmazsa, onda o bir və bir neçə yüksək tezlikli (sərt) γ –kvantlar buraxa bilər. γ –parçalanma zamanı nüvənin yükü və kütlə ədədləri dəyişmir:



γ –şüalar yüksək tezlikli elektromaqnit dalğaları olub, α – və β –parçalanmalarını müşayiət edir. Təcrübələr göstərir ki, γ – şüalar müəyyən diskret tezliklər dəstəsindən ibarət olub, yüksək nüfuz etmək qabiliyyətinə malikdir.

Radioaktiv parçalanma qanunu. Radioaktiv parçalanma statistik prosesdir. Hər bir radioaktiv nüvə ixtiyari zamanda parçalanmaya məruz qala bilər. Yalnız kifayət qədər çoxlu sayda radioaktiv nüvələrin parçalanma halında orta qanuna uyğunluq

müşahidə olunur. Qəbul etmək olar ki, dt zamanında parçalanmış radioaktiv nüvələrin dN sayı verilmiş anda parçalanmamış nüvələrin ümumi N sayı ilə mütənasibdir:

$$dN = -\lambda N dt \quad (1)$$

Burada mənfi işarəsi parçalanma nəticəsində radioaktiv nüvələrin sayının azaldığı göstərir. λ – mütənasiblik əmsali **radioaktiv parçalanma sabiti** olub, vahid zamanda nüvələrin nə qədər hissəsinin parçalandığını, başa sözlə 1 saniyədə nüvənin parçalanma ehtimalını xarakterizə edir.

(1) ifadəsini dəyişənlərinə ayıraraq, inteqrallasaq

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

alırıq.

N_0 – Burada, N_0 – başlanğıc andakı ($t = 0$) radioaktiv nüvələrin, N – isə t – anındakı radioaktiv nüvələrin sayıdır. Aydındır ki, həmin müddət ərzində parçalanmış atomların sayı

$$\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

olacaqdır.

(2) ifadəsindən görünür ki, parçalanmamış nüvələrin sayı zamandan asılı olaraq eksponensial qanunla azalır. Bu asılılıq radioaktiv parçalanmanın əsas qanunudur.

(2) ifadəsinin köməyi ilə radioaktiv nüvənin orta yaşama müddətini (τ) və yarımparçalanma periodu ($T_{1/2}$) tapırıqlar.

$t, t + dt$ zaman intervalında parçalanmış nüvələrin sayı (1) ifadəsində göstərildiyi kimi $dN = -\lambda N dt$ kimi təyin olunur. Hər bir nüvənin yaşama müddəti t olarsa, başlanğıc halda N_0 sayda olan yaşama müddətlərinin cəmini $\int_0^\infty t dN$ ifadəsini 0 – dan ∞ – a qədər inteqrallamaqla tapmaq olar. Bütün nüvələrin yaşama müddətlərinin cəmini onların N_0 sayına bölməklə **orta yaşama müddətini** (τ) təyin etmiş olarıq.

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t dN = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t N_0 \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}$$

Bu müddəti (2) ifadəsində, radioaktiv parçalanma qanununda nəzərə alsaq $N = \frac{N_0}{e}$ alırıq. Deməli, radioaktiv nüvələrin orta yaşama müddətini onların sayının e dəfə azalma müddətidir.

Radioaktiv nüvələrin tam parçalanması ($N \rightarrow 0$) olduqca çox böyük vaxt ($t \rightarrow \infty$) tələb edir. Hər bir radioaktiv maddə üçün elə bir müddət vardır ki, həmin müddət ərzində onun aktivliyi iki dəfə azalır. Parçalanma sürətini xarakterizə edən bu

müddət $T_{1/2}$ ilə işarə olunur və maddənin **yarımparçalanma periodu** adlanır. Ona görə də (2) ifadəsində $t = T_{1/2}$ və $N = \frac{N_0}{2}$ qiymətlərini nəzərə alsaq,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot \tau = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693\tau$$

ifadəsini alırıq. Müxtəlif nüvələr üçün $T_{1/2}$ geniş miqyasda (10^{-7} saniyə ilə 10^{15} il arasında) dəyişir.

Parçalanmamış (N) və parçalanmış (ΔN) nüvələrin sayının zamandan asılılığı şəkil 3- də təsvir olunmuşdur.

Aktivlik vahidi olaraq Bekkerel (Bk) qəbul olunmuşdur. Bir Bekkerel bir saniyədə bir parçalanmanı ifadə edir:

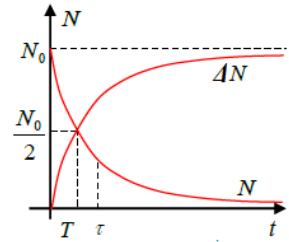
$$1 Bk = 1 \frac{\text{parçalanma}}{\text{san}}$$

Aktivliyin sistemdən kənar vahidi olaraq 1 Küri (Ku) də qəbul olunmuşdur. 1 q radiumun 1 saniyədə parçalanan atomların sayı $3.7 \cdot 10^{10}$ –dur. Belə maddənin aktivliyi 1 Küridir.

$$1 Ku = 3.7 \cdot 10^{10} \frac{\text{parçalanma}}{\text{san}} = 3.7 \cdot 10^{10} Bk$$

Bu vahidlərdən başqa aktivliyin daha bir sistemdən kənar vahidindən, Rezerforddan (Rd) istifadə olunur:

$$1 Rd = 10^6 Bk$$



Şəkil 3

5.4.4. Nüvə reaksiyaları

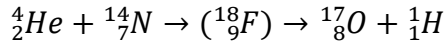
Nüvələrin ayrı-ayrı elementar zərrəciklərlə və ya bir-birilə qarşılıqlı təsir zamanı başqa nüvələrə çevrilməsinə **nüvə reaksiyaları** deyilir.

Nüvə reaksiyaları atom nüvələrinin süni çevrilmələri nəticəsində baş verir. Belə reaksiyanın baş verməsi üçün nüvənin üzərinə zərrəcik göndərmək lazımdır və ona elə böyük enerji vermək lazımdır ki, o, nüvəyə nüvə qüvvələrinin təsir radiusuna bərabər ($10^{-15}m$) məsafəyə qədər yaxınlaşa bilsin. Belə zərrəciklərə misal α – zərrəciklər, γ –kvantlar, neytronlar, deytronlar, tritonlar və s. ola bilər.

İlk nüvə reaksiyası təcrübi olaraq 1919 – cu ildə Rezerford tərəfindən alınmışdır. Rezerford bu məqsədlə radiumun şüalandırdığı α –şüalardan istifadə etməklə, azot nüvəsini bu şüaların köməyi ilə oksigenə çevirə bildi. Nüvə reaksiyaları kimyəvi reaksiyalara oxşar olaraq aşağıdakı kimi yazılır:



Nüvə reaksiyalarının mexanizmini aydınlaşdırmaq məqsədilə H.Bor 1936 – cı ildə belə fərziyyə irəli sürmüşdür ki, nüvə reaksiyaları iki mərhələdə baş verir: birinci mərhələdə zərrəcik nüvə tərəfindən tutulur və çox kiçik zaman müddətində ($10^{-14} \div 10^{-12} \text{san}$) yeni dayanıqsız nüvə yaranır. İkinci mərhələdə isə həmin dayanıqsız nüvə parçalanaraq yeni nüvə və yeni zərrəcik əmələ gətirir. Bu baxımdan yuxarıdakı nüvə reaksiyasını aşağıdakı kimi yazmaq olar:



Göründüyü kimi, α – zərrəciklər azot nüvəsi tərəfindən udulur və dayanıqsız aralıq ${}^{18}_9\text{F}$ nüvəsi əmələ gətirir. ${}^{18}_9\text{F}$ nüvəsi isə spontan olaraq ${}^{17}_8\text{O}$ izotopuna çevrilərək, özündən əlavə ${}^1_1\text{H}$ buraxır. Bu tipli nüvə reaksiyalarını simvolik olaraq



şəklində də yazmaq olar. a – zərrəcik güllə, x – nüvə hədəf, y və b isə uyğun olaraq nüvə reaksiyası nəticəsində alınmış yeni nüvə və yeni zərrəcikdir. Çox vaxt (2) reaksiya tənliyi ixtisar olunmuş şəkildə $X(a,b)Y$ kimi yazılır. Onda (1) nüvə reaksiyası tənliyini ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p){}^{17}_8\text{O}$ şəklində yazmaq olar.

Bütün nüvə reaksiyaları zamanı elektrik yüklərinin, kütlə ədədinin, enerjinin, impulsun və impuls momentinin saxlanması qanunları ilə yanaşı olaraq, nüvə və elementar zərrəciklər fizikası üçün səciyyəvi olan digər (barion və lepton yükünün saxlanması və s.) saxlanma qanunları ödənilir.

Neytronlar yüksüz zərrəciklər olduğu üçün yüklü zərrəciklərə nisbətən daha güclü nüfuz etmə qabiliyyətinə malikdir və bütün zərrəciklər arasında ən effektiv nüvə reaksiyaları əmələ gətirir. Nüvə ilə qarşılıqlı təsir xarakterinə görə neytronlar sürətli və yavaş neytronlara ayrılır.

Yavaş neytronlar maddədən keçən zaman səpilməkdən başqa, həm də nüvə tərəfindən udulur (zəbt olunur). Neytronların zəbt edilməsi nüvə maddəsinin süni radioaktivliyinə səbəb olur. Müəyyən enerjilərdə neytronların zəbt edilməsi daha intensiv baş verir. Bu hadisə neytronların rezonans udulması adlanır ki, bu da neytronun enerjisi nüvənin enerjisinə uyğun olduğu halda baş verir.

Nüvə reaksiyaları enerji çevrilməsi ilə müşayiət olunur. Nüvə reaksiyasının energetik çıxışı aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$Q = (M_A + M_B - M_C - M_D)c^2 = \Delta Mc^2$$

Burada M_A və M_B reaksiyaya girən, M_C və M_D reaksiyadan alınan məhsulların kütlələridir. ΔM kəmiyyəti kütlə defektidir.

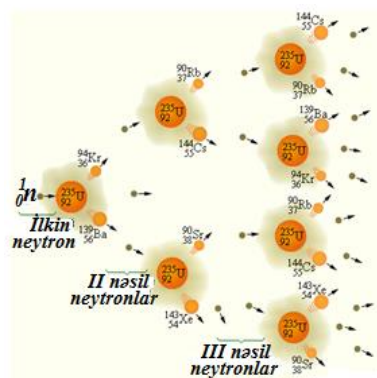
Nüvə reaksiyası gedən zaman ya enerji ayrılır (ekzoenergetik reaksiya, $Q > 0$), ya da udulur (endoenergetik reaksiya, $Q < 0$) və həm də nüvə reaksiyasının enerjisi təxminən kimyəvi reaksiya enerjisindən milyon dəfələrlə çox olur.

Endoenergetik reaksiyalarda başlanğıc məhsulların kinetik enerjiləri $|Q|$ kəmiyyətindən böyük olmalıdır. Nüvə reaksiyaları aşağı energetik və yüksək energetik nüvə reaksiyaları olmaqla da iki yerə bölünür. Aşağı energetik nüvə reaksiyaları zamanı zərrəcik – güllənin kinetik enerjisi 10 MeV – i aşmır.

Nüvə reaksiyalarında müsbət energetik çıxış olması üçün başlanğıc məhsullarda nuklonların xüsusi rabitə enerjisi son məhsullardakı xüsusi rabitə enerjisindən böyük olmalı, ΔM müsbət olmalıdır.

Xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən asılılıq qrafikini (5.4.1 yarımfəslində şəkil 2) araşdırdıqda məlum olur ki, ağır nüvələrin bölünməsində yüngül nüvələrin birləşməsindən – sintezindən müsbət energetik çıxış almaq mümkündür.

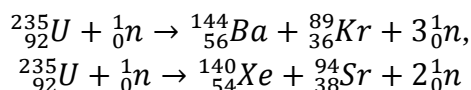
Ağır nüvələrin bölünməsi. Uran nüvəsinin bölünməsini ilk dəfə olaraq 1938-ci ildə alman alimləri O.Han və F.Ştrassman kəşf etmişlər. Onlar müəyyən etmişlər ki, uranın neytronlarla bombardman edilməsi zamanı Mendeleyev cədvəlinin ortasına yaxın element yaranır. Bu prosesdə 2-3 neytron əmələ gəlməklə yanaşı, γ – şüalar yaranır və böyük miqdarda enerji ayrılır (Şəkil 1). Xüsusi rabitə enerjisinə uyğun qrafikdən aydın olur ki, bu paçalanma zamanı hər nuklona düşən enerji təxminən 1 MeV artmalıdır. Bu isə bir uran nüvəsinin parçalanması zamanı 200 MeV – ə yaxın enerji ayrılması deməkdir.



Şəkil 1

Təbiətdə uranın iki ${}^{238}_{92}\text{U}$ (99.8 %) və ${}^{235}_{92}\text{U}$ (0.7 %) izotopuna rast gəlinir. Hər iki izotop neytronlarla bombardman edildikdə iki qəlpəyə parçalanır. ${}^{238}_{92}\text{U}$ – yalnız, enerjisi 1 MeV tərtibində olan sürətli neytronların təsiri ilə parçalanır. ${}^{235}_{92}\text{U}$ – izotopu isə yavaş (istilik) neytronlarının təsiri ilə daha intensiv parçalanır.

Nüvə energetikası üçün ${}^{235}_{92}\text{U}$ – nüvəsinin parçalanması xüsusi maraq kəsb edir.



Bölünmə reaksiyasında yaranan yeni “nəsıl” neytronlar, öz növbəsində, qarşısına çıxan digər nüvənin bölünməsinə səbəb olur. Bu reaksiyaların hər birindən növbəti “nəsıl” neytronlar yaranır və beləliklə, ilkin neytronların təsiri altında uran nüvəsinin bölünməsinin uzun zənciri alınır. Bu da ara kəsilmədən bölünən nüvələrin, ayrılan neytronların və ayrılan enerjinin kəskin artması ilə müşayiət olunur. Uran

nüvələrinin zəncirvari bölünmə reaksiyasının inkişaf sxemi şəkil 1-də təsvir olunmuşdur.

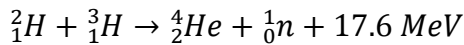
Hər hansı nəsilə olan neytronlar sayının ondan əvvəlki nəsil neytronların sayına nisbəti **neytronların artma əmsalı** adlanır. Zəncirvari nüvə reaksiyasının baş verməsi üçün neytronların artma əmsalı olan vahiddən kiçik ($k \geq 1$) olmamalıdır. Əgər $k > 1$ olarsa, reaksiyanın sürəti getdikcə artır, idarə olunmayan - partlayışa səbəb olan zəncirvari nüvə reaksiyası baş verir. $k < 1$ olduqda, reaksiyanın sürəti azalır və müəyyən müddətdən sonra sönür. $k = 1$ olduqda reaksiya eyni şiddətlə stabil davam edir.

Neytronlar sonrakı bölmə əməliyyatını başa vurmamış aktiv zonasından kənara uçmaması üçün yanacağına kütləsi müəyyən böhran kütləsindən kiçik olmamalıdır.

İstilik nüvə reaksiyaları. Yüngül nüvələrin sintezi (birləşməsi) zamanı da böyük enerji ayrılır. Kütlə ədədi artdıqca bir nuklona düşən rabitə enerjisi artır, yüngül nüvələrin sintezi nuklonları arasında daha güclü rabitədə olan nüvələrin yaranmasına səbəb olur.

İki yüngül nüvənin sintez reaksiyasına girməsi üçün, onlar müsbət yüklər arasındakı dəf etmə qüvvəsinə üstün gələrək bir birinə nüvə qüvvələrinin təsir radiusuna ($10^{-15}m$) qədər yaxınlaşmalıdır. Bunun üçün nüvələrin orta kinetik enerjisi Kulon qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisindən böyük olmalıdır. Hesablamalar göstərir ki, bu çox yüksək temperaturlarda ($10^8 \div 10^9 K$) mümkündür. Belə temperaturlarda maddə yalnız tam ionlaşmış halda, **plazma** halında olur. Ona görə də sintez nüvə reaksiyaları **istilik nüvə** və ya **termonüvə reaksiyaları** adlanır.

Termonüvə reaksiyalarında bir nuklona düşən ayrılan enerji, zəncirvari nüvə reaksiyalarında ayrılan enerjiden bir neçə dəfə çox olur. Məsələn, deyterium və tritium nüvələrinin sintez reaksiyasında $17.6 MeV$ enerji ayrılır.

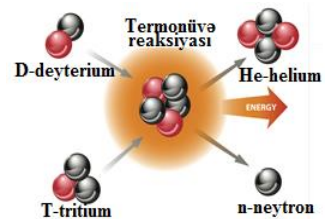


Bir nuklona düşən enerji $3.5 MeV/nuklon$ təşkil edir.

Günəş və ulduzlarda enerji termonüvə reaksiyalarının hesabına baş verir. Onlarda enerji mənbəyi 1_1H nüvələrinin daha ağır, məsələn 4_2He nüvəsinə sintezi hesabınadır (Şəkil 2).

Yüksək temperaturlarda maddə bir-birindən asılı olmayan ion və elektronlar ibarət olan plazma halında olur. Dinc məqsədlər üçün termonüvə reaksiyalarından istifadə etməkdən ötrü yüksək temperaturlu plazmanı alıb, onu uzun müddət reaktorun içərisində saxlamaq lazımdır.

Termonüvə reaksiyalarını idarə etmək hələlik mümkün olmadığından onlardan



Şəkil 2

partlayış (hidrogen bombası) məqsədilə istifadə edilir.

Termonüvə reaksiyalarının bir üstün cəhəti də ondan ibarətdir ki, nüvələrin sintezi zamanı radioaktiv məhsullar alınmır və ətraf mühitə ziyan toxunmur.

5.4.5. Fundamental qarşılıqlı təsirlər. Elementar zərrəciklər

Müasir təsəvvürlərə görə təbiətdə fundamental qarşılıqlı təsirin dörd növü *güclü (nüvə), elektromaqnit, zəif və qravitasiya* qarşılıqlı təsirləri vardır. Qarşılıqlı təsirin intensivliyi α – qarşılıqlı təsir sabiti ilə xarakterizə olunur.

Güclü və ya nüvə qarşılıqlı təsiri atom nüvəsinin davamlılığını təmin edir. Proton və neytronların əlaqəsini təmin edir. Qarşılıqlı təsiri sabiti $\alpha = 10$, təsir radiusu nüvə ölçüləri ($10^{-15}m$) tərtibində olmaqla, yaxına təsirdir.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri elektromaqnit sahəsi ilə əlaqəsi olan qarşılıqlı təsir kimi xarakterizə olunur. Elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin sabiti $\alpha = \frac{1}{137} \approx 10^{-2}$, təsir radiusu isə məhdud deyildir ($r \rightarrow \infty$). Neytrino və antineytrino istisna olunmaqla, bütün elementar zərrəciklər üçün bu qarşılıqlı təsir xarakterikdir. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir atomların, molekulların və makrocisimlərin mövcudluğunu təmin edən qarşılıqlı təsirdir. Maddələrin makroskopik xassələrinin formalaşmasında elektromaqnit qarşılıqlı təsir həlledici rol oynayır.

Zəif qarşılıqlı təsiri mikrodünyada ən yavaş baş verən qarşılıqlı təsirlərdir. Digər qarşılıqlı təsirlərdən fərqli olaraq əlaqələndirici olmayıb, əsasən dağıdıcıdır. Zəif qarşılıqlı təsirin sabiti $\alpha = 10^{-10} \div 10^{-14}$, güclü qarşılıqlı təsir kimi yaxına təsirdir.

Qravitasiya qarşılıqlı təsiri bütün elementar zərrəciklərə aiddir, lakin elementar zərrəciklərin kütləsi kiçik olduğuna görə mikrodünya proseslərində rolu çox kiçikdir. Qravitasiya qarşılıqlı təsirinin sabiti $= 10^{-39}$ tərtibli kəmiyyətdir, təsir radiusu məhdud deyildir ($r \rightarrow \infty$).

Qüvvətli qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsirindən ~ 100 dəfə, zəif qarşılıqlı təsirdən isə $\sim 10^{14}$ dəfə böyükdür. Qarşılıqlı təsir sabiti böyüdükcə, uyğun proseslərin intensivliyi artır. Məsələn, qüvvətli qarşılıqlı təsir nəticəsində bölünən və **rezonans** adlanan zərrəciklərin yaşama müddəti $10^{-23}san$, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri altında bölünən π^0 mezonun yaşama müddəti $10^{-16}san$, zəif qarşılıqlı təsir altında bölünən zərrəciyin yaşama müddəti $10^{-10} - 10^{-8}san$ təşkil edir. Təsvir olunan dörd növ qarşılıqlı təsir elementar zərrəciklər vasitəsilə, uyğun qarşılıqlı təsir daşıyıcılarının mübadiləsi ilə reallaşır.

Hazırda elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirləri birləşdirən elektrozəif qarşılıqlı təsir adlanan vahid təsir nəzəriyyəsi yaradılmışdır. Son illərdə güclü, elektromaqnit, zəif və qravitasiya qarşılıqlı təsirlərini birləşdirərək vahid sahə nəzəriyyəsinin yaradılmasında bəzi uğurlar əldə edilmişdir.

Elementar zərrəcik dedikdə elə zərrəciklər nəzərdə tutulur ki, onlar özləri yeni zərrəciklərə parçalanmırlar, bu zərrəciklər ibtidai zərrəciklər hesab olunurlar. Elementar zərrəciklərin əsas xarakteristikaları kimi onların kütləsi, elektrik yükü, spini və yaşama müddəti göstərilə bilər.

Bütün məlum elementar zərrəciklər tam müsbət, mənfi, sıfır və kəsirli (kvarklar) elektrik yüklərinə malik olub, onların yükü çox kiçik diapazonda dəyişir $(-e, 0, +e, +\frac{2}{3}e, -\frac{1}{3}e)$. Yeganə foton və neytrino, Z^0 –bozon, π^0 – mezon elektrik yükünə malik olmayıb, neytral zərrəciklərdir.

Bütün elementar zərrəciklər məxsusi mexaniki momentə- **spinə** malikdir. Spin mikrozərrəciyin yükü və kütləsi kimi ayrılmaz, daxili kvant xassəsidir. Bütün məlum olan elementar zərrəciklərin spini $0, \frac{1}{2}\hbar, \hbar, \frac{3}{2}\hbar$ və $2\hbar$ qiymətləri arasında dəyişir.

Spininə görə zərrəciklər iki qrupa bölünür:

a) Kəsirli $(\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar)$ spinə malik olan zərrəciklər. Bunlar Pauli prinsipinə tabe olurlar. Onların enerjiyə görə paylanması Fermi-Dirak statistikası ilə təsvir olunur.

b) Tam spinə malik olan elementar zərrəciklər. Bunlar üçün Pauli prinsipi ödənilmirdi. Təcrid olunmuş sistemdə eyni kvant vəziyyətində, qeyri-məhdud sayda belə zərrəcik mövcud ola bilər. Onların enerjiyə görə paylanması Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir.

Zərrəciklərin yaşama müddəti çox geniş intervalda dəyişir. Məsələn, sərbəst halda davamlı zərrəcik olan protonun yaşama müddəti $\sim 10^{32}$ il olduğu halda, rezonans zərrəciklərin yaşama müddəti $\sim 10^{-24}$ saniyədir. Yaşama müddətindən asılı olaraq elementar zərrəciklər: davamlı, kvazidavamlı və davamlı olmayan (rezonans) zərrəciklərə bölünür.

Müasir dəqiq ölçmələrə görə məlum olan zərrəciklər içərisində 11 zərrəcik: foton və antizərrəcikləri ilə birlikdə elektron, proton və üç növ neytrino sərbəst halda davamlı zərrəciklərdir. Onları nə güclü, nə elektromaqnit və nə də zəif qarşılıqlı təsir parçalaya bilmir.

Kvazidavamlı zərrəciklərə elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsir hesabına parçalanan zərrəciklər daxildir. Onların yaşama müddəti $\tau > 10^{-21}$ saniyədir. Rezonans zərrəciklərin parçalanması güclü qarşılıqlı təsir nəticəsində olub, yaşama müddəti $\tau = 10^{-22} \div 10^{-24}$ saniyə arasındadır.

Verilən zərrəcik qədər kütləyə, spinə və yaşama müddətinə malik olan, lakin bütün additiv kvant ədədlərinin («yük»lərinin), eləcə də maqnit momenti tipli bəzi dinamik xarakteristikalarının işarələrilə ondan fərqlənən zərrəciyə həmin zərrəciyin **antizərrəciyi** deyilir.

Antizərrəcik, daha doğrusu, pozitron (e^+) ilk dəfə 1931-ci ildə ingilis nəzəriyyəçi-fiziki Pol Dirak tərəfindən nəzəri olaraq irəli sürülmüş, 1932-ci ildə Amerika fiziki Karl Anderson tərəfindən kosmik şüalarda müşahidə edilmişdir. Demək olar ki, hazırda bütün məlum zərrəciklərin antiləri də kəşf edilmişdir. Qeyd edək ki, bizi əhatə edən cisim və maddələrdə heç bir antizərrəcik yoxdur. Onlar yalnız bu və ya digər proseslərdə yaranır.

Elementar zərrəcikləri təsnif edərkən onları dörd qrupa ayırırlar. Bu qruplardan əlavə, beşinci qrupun-qravitonların da olduğu fərz olunur, lakin bu zərrəciklər təcrübi olaraq aşkar edilməmişlər.

1. **Fotonlar** (γ –**kvantlar**)-elektromaqnit sahəsinin

kvantıdır, sükunət kütləsi $m_0 = 0$, spinini vahidə bərabərdir. Foton özü ayrıca qrup təşkil edir. Güclü və zəif qarşılıqlı təsirlərdə iştirak etmir.

2. **Leptonlar**- elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirdə iştirak edən zərrəciklərdir. Onlara elektron (e), müon (μ), tau lepton (τ), elektron neytrinosu (ν_e), müon neytrinosu (ν_μ), tau neytrinosu (ν_τ) və onların antizərrəcikləri daxildir. Leptonlar sükunət kütləsi $m_0 \leq m_e$ olan zərrəciklərdir, $\frac{1}{2} \hbar$ spinə malik olduğundan leptonlar Fermi-Dirak statistikasına tabe olub, fermionlar qrupuna daxildir.

3. **Mezonlar**- güclü qarşılıqlı təsirdə olan qeyri stabil zərrəciklərdir. Bu zərrəciklər öz kütləsinə görə elektron və proton arasında ($m_e < m < 1000m_e$) aralıq yer tutduğuna görə «aralıq» mənasını verən mezon adlandırılmışdır. Onlara pionlar (π^+ , π^- , π^0 mezonları), kaonlar (K^+ , K^- , K^0 mezonları), η^0 mezonları daxildir. Yaşama müddətləri $10^{-8} \div 10^{-19}$ san intervalında olur. Mezonlar güclü, zəif və elektromaqnit qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bütün mezonların spinini sıfır ($S=0$) olduğundan, onlar Boze-Eynşteyn kvant statistikasına tabe olurlar, **bozonlar** adlandırılırlar.

4. **Barionlar**- qrupuna nuklonlar (1_1p –proton, 1_0n –neytron) və kütlələri nuklonların kütləsindən böyük olan qeyri-stabil (λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^0) hiperonları aiddir. Bu zərrəciklər kosmik şüaların içərisində aşkar edilmişdir. Kosmik şüalar kainatdan yer səthinə gələn və çoxlu sayda nüvə çevirmələri əmələ gətirən böyük enerjili hissəciklər selindən ibarətdir. Kosmik şüaların tədqiqi elementar zərrəciklər haqqında əsas təcrübi nəticələri əldə etməyə imkan verir.

Proton istisna olmaqla, bütün barionlar qeyri stabildir. Barionun parçalanması prosesində digər zərrəciklərlə yanaşı olaraq, hökmən barion da yaranmalıdır. Bu qanunauyğunluq barion yükünün saxlanması qanununun təzahürüdür. Güclü qarşılıqlı təsirdə iştirak edən barionlar $S = \frac{1}{2}\hbar$ spininə malik olmaqla Fermi-Dirak statistikasına tabe olub, fermionlar qrupuna daxildir.

Bəzi hallarda mezonlar və barionlar **adronlar** adlanan bir qrupda birləşdirilir.

İlk dəfə 1964-cü ildə M.Gell – Mann və ondan asılı olmayaraq Tsveyq belə bir fərziyyə irəli sürdülər ki, güclü qarşılıqlı təsirlərdə iştirak edən bütün zərrəciklər daha fundamental (ilkin) zərrəciklərdən-**kvarklardan** təşkil olunmuşdur. Onlar u (yuxarı), d (aşağı), s (qəribə), c (heyranedicisi), b (qəşəng) və t (həqiqi) kimi işarə olunurlar (Şəkil 1). u, c, t kvarkları $+\frac{2}{3}e$ yükünə, d, s, b kvarkları isə $-\frac{2}{3}e$ yükünə malikdir.

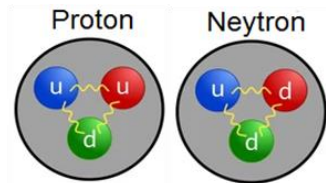
Bütün kvarkların $S = \frac{1}{2}\hbar$ spini olub, fermionlar qrupuna daxildirlər. İndiyə kimi adronları kvarklara parçalamaq mümkün olmamışdır. Kvarklar ancaq adron zərrəciklərinin daxilində yaşayırlar. Onlar sərbəst halda aşkar edilməyib.

Hər bir mezon kvark və antikvark cütündən, məsələn π^+ müsbət pion- $u\bar{d}$ kvarklarında, π^- mənfi pion- $d\bar{u}$ kvarklarından təşkil olunmuşdur. Barionlar qrupuna daxil olan proton iki u –, bir d –kvarkdan (uud), neytron isə bir u –, iki d –kvarkdan (udd) ibarətdir (Şəkil 2).

Kvark modeli təkcə adronların sistematikasını deyil, həm də onların dinamikasını aydınlaşdırdı. Bu fərziyyə əsasında məlum adronların quruluşu aydınlaşmaqla yanaşı, həm də yenilərinin mövcudluğunu qabaqcadan söyləmək mümkün oldu.

LEPTONLAR KVARKLAR	u up	c charm	t top	γ photon
	d down	s strange	b bottom	g gluon
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z^0 Z boson
	e electron	μ muon	τ tau	$W^\pm$ W boson

Şəkil 1



Şəkil 2