

B.F.IZBOSAROV, I.R.KAMOLOV

ELEKTROMAGNETIZM

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim
vazirligi tomonidan oliy o'quv yurtlari talabalari uchun
darslik sifatida tavsiya etilgan*

TOSHKENT
«IQTISOD-MOLIYA»
2006

Taqrizchilar: f.-m.f.d., prof. M.K.Bahodirxonov,
f.-m.f.d.lari, dotsentlar I.O.Urunov,
A.A.Ahmedova, S.J.Bozorova.

Muharrir — R.S. Toirova

Izbosarov B.F.

I-27 **Elektromagnetizm:** Oliy o'quv yurtlari talabalari uchun
darslik /B.F.Izbosarov, I.R.Kamolov. — T.: Iqtisod-Moliya,
2006. — 360 b.

I. Kamolov I.R.

Mazkur darslikda «Elektromagnetizm» fani bo'yicha nazariy ma'lumotlar berilgan bo'lib, unda masalalarni yechish namunalari va ko'plab amaliy misollar keltirilgan.

Darslik oliy pedagogika o'quv yurtlarining «Fizika-astronomiya» ta'lim yo'nalishi talabalariga mo'ljallangan bo'lib, undan texnik va tabiiy ta'lim yo'nalishlari talabalari ham foydalanishlari mumkin.

BBK 22.336ya7

ISBN 978-9943-13-009-8

© «Iqtisod-Moliya» nashriyoti, 2006

SO‘ZBOSHI

O‘zbekiston Respublikasi mustaqillikka erishgandan so‘ng ta‘lim sohasiga katta e‘tibor qaratildi. Buning natijasi o‘laroq, «Ta‘lim to‘g‘risida» gi Qonun va «Kadrlar tayyorlash milliy dasturi» qabul qilindi.

Darslik «Ta‘lim to‘g‘risida» gi Qonun, «Kadrlar tayyorlash milliy dasturi» da ko‘zda tutilgan vazifalar asosida ta‘lim sohasida amalga oshirilayotgan islohotlarni e‘tiborga olgan holda, «Elektromagnetizm» fanidan Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan o‘quv dasturiga binoan yozilgan. Darslikda o‘quv materiallarining ketma-ketligi, hajmi, bayon etilishi, nazariy jihatdan chuqurligi va amaliy tomondan talabalar tanlagan mutaxassisliklari doirasida egallashlari lozim bo‘lgan bilim va ko‘nikmalar hisobga olingan.

Talabalarning tushunishlari, o‘zlashtirishlari oson va darslik yuqori samarador bo‘lishi uchun jadvallar, ko‘plab tasviriy vositalar (sxemalar, rasmlar) ga keng o‘rin berilgan. Darslik IX bobdan iborat bo‘lib, ayni paytgacha mavjud turdosh darsliklardan farqli o‘laroq har bir bobdan keyin mavzularga doir masalalar yechish namunalari keltirilgan hamda fanlararo va oliy ta‘limning umumiy o‘rta, o‘rta maxsus, kasb-hunar ta‘limlari orasidagi bog‘lanishiga ham yetarlicha e‘tibor qaratilgan. Shuningdek, darslikka VIII bobning kiritilishi o‘quv rejasida «Elektrotexnika asoslari» ni o‘rganish ko‘zda tutilmagan o‘quv yurtlari talabalari uchun ham keng foydalanishga imkon yaratdi.

Ushbu darslik mualliflarning ko‘p yillar davomida oliy o‘quv yurtlaridagi ilmiy-pedagogik faoliyatlarida fizika fanini o‘qitishda to‘plagan tajribalari asosida yozilgan.

Darslik oliy ta‘limning «Fizika-astronomiya» yo‘nalishi talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, undan texnik va tabiiy ta‘lim yo‘nalishi talabalari ham foydalanishlari mumkin.

I bob. ELEKTR MAYDON

1. Elektr zaryadlar

Elektrostatika tinch turgan elektr zaryadli jismlarning o'zaro ta'siri va xossalarini o'rganadigan elektr kursi bo'limidir.

Oddiy tajribalar yordamida tabiatda elektr zaryadining ikki turi mavjud ekanligi aniqlangan. Masalan, shisha tayoqcha shoyiga yoki teriga ishqalanganda tayoqchada musbat zaryadlar, ebonit tayoqcha mo'ynaga ishqalanganda unda manfiy zaryadlar hosil bo'ladi.

Bir xil ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan jismlar bir-biridan itariladi, ishorasi har xil bo'lgan zaryadlar bilan zaryadlangan jismlar bir-biriga tortiladi.

Shunday qilib, har xil moddali ikki jism bir-biriga ishqalansa ular zaryadlanadi. Bir jismni ikkinchi jismga tekkizish yo'li bilan elektr zaryadni uzatish mumkin.

Qator tajribalar yordamida aniqlanishicha, har qanday zaryadlangan jism zaryadi ma'lum bir butun elementar zaryadlar soniga teng bo'ladi. Bitta elementar zaryadning qiymati $1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl ga teng.

Manfiy zaryadga ega bo'lgan eng kichik zarracha **elektron** deyiladi.

Musbat zaryadga ega bo'lgan eng kichik zarracha **proton** deyiladi.

Moddalar o'tkazgich va dielektrlarga bo'linadi. Agar jismdagi elektr zaryadlar erkin ko'chsa, bunday jismlar elektr o'tkazuvchi deyiladi. Ma'lum bir jismlarda esa elektr zaryadlar ko'chmaydi, shuning uchun bunday jismlar **izolyatorlar** yoki **dielektrlar** deyiladi.

O'tkazgichlarga barcha metallar, tuzlar, kislotali eritmalar, qizdirilgan gazlar va boshqa moddalar kiradi.

Dielektrlarga shisha, kauchuk, ebonit, moy va boshqa moddalar kiradi.

Turli xil moddali jismlar ishqalanishi natijasida ularda har xil ishorali elektr zaryadlar hosil bo'ladi. Masalan, metallni ebonitga ishqalasak, metallda musbat zaryadlar, ebonitda esa manfiy zaryadlar hosil bo'ladi.

Zaryadlanmagan jismlarda miqdori bo'yicha qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlar mavjud, shuning uchun ular bir-birini

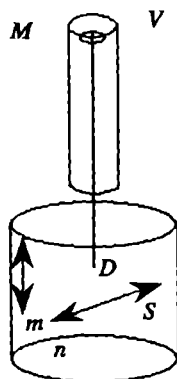
kompensatsiyalaydi. Agar jismda ortiqcha musbat zaryadlar bo'lsa, jism musbat zaryadlangan, ortiqcha manfiy zaryadlar bo'lsa, jism manfiy zaryadlangan bo'ladi.

Zaryadlangan jisimga boshqa zaryadlanmagan jismni tekkizsak, bu jismlarda elektr zaryadlar qayta taqsimlanadi, ya'ni birida ortiqcha musbat zaryadlar, ikkinchisida esa shuncha ortiqcha manfiy zaryad hosil bo'ladi.

Bu tajribalar bilan tasdiqlangan tabiat qonunlaridan biri elektr zaryadining saqlanish qonunidir, ya'ni elektr jihatdan yopiq sistemani tashkil qilgan jismlarning elektr zaryadlari algebraik yig'indisi o'zgarmas bo'ladi.

2. Kulon qonuni

Elektr zaryadlarining o'zaro ta'sir qonunini 1785-yilda Sh.Kulon tajriba yo'li bilan aniqlagan. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'sirini Kulon buralma dinamometrda o'rgangan. Buralma dinamometr (1-rasm) quyidagi qismlardan tashkil topgan: 2 ta har xil radiusli bir-biriga mahkamlangan shisha silindrlardan (A , V); silindrning (V) bosh qismiga aylanuvchi moslama (M) o'rnatilgan va unga elastik sim mahkamlangan. Simning pastki qismiga izolyatorli yengil tayoqcha (D) muvozanat holatida o'rnatilgan. Tayoqchaning bir uchida n metall sharcha, ikkinchi tomonida (S) jism o'rnatilgan. Katta silindrning tirqishidan izolyatsiyali moddadan yasalgan tayoqcha yordamida metall m sharcha tushiriladi. Aylanuvchi (M) moslamada gradus bo'linmalari mavjud (uning qancha burchakka burilganligini aniqlash mumkin). Xuddi shunday gradus bo'linmalari silindrning yon sirtida ham bor.



1-rasm.

Kulon tajribani quyidagicha o'tkazgan:

1 — n va m metall sharchalarga (o'rtasidagi masofani o'zgartirmasdan saqlagan holda) q_1 va q_2 bir xil ishorali zaryad miqdori berilganda ular o'rtasidagi itarish kuchlarini simga osilgan tayoqchaning ma'lum burchakka burilishiga qarab aniqlagan (bunda simning burilish momenti burilish burchagiga proporsional va o'zgarmas yelka bo'lganda kuch momenti kuchga proporsional bo'ladi).

2 — zaryadlangan metall sharchalarni har xil masofalarda joylashtirib, simning buralishiga qarab itarish kuchlari qiymatini

aniqlagan. Kulon sharchalardagi zaryad miqdorini o'zgartirishning sodda usulini topgan: u zaryadsiz sharchani zaryadlangan sharchaga (sharchalar bir xil bo'lishi kerak) tegizganda zaryadlar sharchalarda teng taqsimlanadi, ya'ni m sharchadagi zaryad miqdorini $q_1/2$, $q_1/4$ ga va h.k. kamaytirish mumkin.

Har xil ishorali zaryadlar sharchalarga berilganda, bu sharchalar o'rtasida o'zaro tortishish kuchlari hosil bo'ladi. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'sir kuchi bu jismlar orasidagi muhitning xossalari bog'liq.

O'tkazilgan tajribalarga asosan Sh.Kulon quyidagi qonunni aniqladi: Ikkita nuqtaviy zaryadlangan jismning o'zaro ta'sir kuchi shu zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional. Zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi teng va zaryadlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan. Sharchalardagi zaryadlarni q_1 va q_2 bilan, ular orasidagi masofani r bilan belgilasak, Kulon qonuni

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (2.1)$$

shaklida yoziladi, bu yerda K — proporsionallik koeffitsiyenti, uning qiymati qanday birliklar sistemasi olinganligiga bog'liq.

Biror muhitda zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon r^2} \quad (2.2)$$

bu yerda, ε — o'lchovsiz kattalik bo'lib, *muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi* deyiladi va u muhitning elektr xossalariini tavsiflaydi, vakuum uchun $\varepsilon = 1$.

(2.1, 2.2) ko'rinishdagi Kulon qonuni faqat qo'zg'almas nuqtaviy elektr zaryadlarning o'zaro ta'siri uchun o'rinli. *Nuqtaviy zaryad* deb shunday zaryadlangan jismga aytiladiki, uning chiziqli o'lchamlarining boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbati hisobga olinmaydi.

Xalqaro birliklar sistemasida (SI) elektr zaryadining birligi qilib Kulon (Kl) qabul qilingan. 1 Kulon (Kl) deb o'tkazgichdagi tok 1 amperga teng bo'lganda 1 sek vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tayotgan zaryad miqdoriga aytiladi:

$$(1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{S})$$

Kulon qonuni SI birliklarida ifodalanganda undagi K koeffitsiyent $N \cdot m^2/Kl^2$ bilan o'lanadi. Bu koeffitsiyentning son qiymatini tajribada aniqlash mumkin. Buning uchun bir-biridan $r = 1\text{ m}$ masofada turgan ikkita $q_1=q_2=1\text{ Kl}$ zaryad o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchini nyutonlarda o'lchab (2.1) formuladan foydalanib hisoblaganda $K=9 \cdot 10^9\text{ N}\cdot\text{m}^2/\text{Kl}^2$ bo'ladi. Formuladan (2.1, 2.2) K koeffitsiyent SI birliklar sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9\text{ N} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{Kl}^2} \quad (2.3)$$

Bu yerda, ϵ_0 — elektr doimiysi deb ataladi, uning son qiymati quyidagiga teng:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi K} = \frac{1}{4} \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 10^9 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Kl}}{\text{N} \cdot \text{m}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}. \quad (2.4)$$

(2.3) ni hisobga olib Kulon qonuni

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \quad (2.5)$$

shaklida yoziladi.

3. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi va uning chiziqlari

Har qanday zaryadlangan jismlar atrofida (fazoda) elektr maydon hosil bo'ladi. Agar zaryadlangan jismlar qo'zg'almas bo'lsa, uning atrofida hosil bo'layotgan maydon elektrostatik maydon deyiladi, ya'ni vaqt davomida o'zgarmaydi (statsionar).

Elektr maydon elektromagnit maydonning xususiy holi bo'lib, shu maydon orqali zaryadlangan jismlar o'zaro ta'sirlashadi.

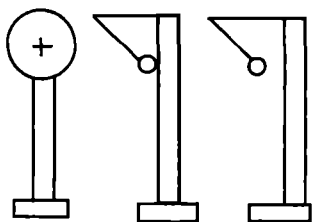
Zaryadlangan jismlar o'zining atrofida ma'lum bir o'zgartirishlar hosil qiladi, masalan, boshqa zaryadlangan jism yaqinlashsa unga ta'sir etuvchi kuchlar hosil bo'ladi. Agar fazoda zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar hosil bo'lsa, unda bu fazoda elektr maydon mavjud deyiladi.

Fizikada olisdan va yaqindan ta'sir qilish nazariyalari mavjud. O'lisdan ta'sir qilish nazariyasiga muvofiq, bir zaryadlangan jism ikkinchi zaryadlangan jismga bevosita bo'shliq orqali ta'sir qiladi va bu ta'sir bir onda (oniy) uzatiladi.

Yaqindan ta'sir qilish nazariyasiga asosan barcha elektr hodisalar zaryadlar maydoni o'zgarishi bilan hosil bo'ladi va bu o'zgarishlar fazoda chekli tezlik bilan tarqaladi. Shunday qilib, yaqindan ta'sir qilish nazariyasiga asosan, zaryadlangan jismlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir elektr maydon vositasida amalga oshadi. Elektr maydon materiyaning alohida shakli bo'lib, u real mavjuddir. Buning isboti elektromagnit o'zaro ta'sirlarning chekli tezlik (300000 km/s) bilan tarqalishidir.

Elektr maydonlarni bir-biri bilan taqqoslash va xossalarini o'rganish uchun miqdoriy tavsifini bilishimiz kerak.

Elektr maydon xossalari shu maydonga sinaluvchi nuqtaviy zaryadlarni kiritish va ularga ta'sir etuvchi kuchlarni aniqlash bilan o'rganiladi.



2-rasm.

Bunda maydonga kiritilayotgan elektr zaryad shu qadar kichik bo'ladiki, u o'z ta'siri bilan maydon hosil qilgan zaryadning kattaligini, joylanishini va maydonni ham sezilarli o'zgartirmaydi (2-rasm).

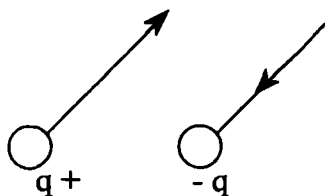
Sinaluvchi nuqtaviy q_0 zaryadni q zaryad hosil qilayotgan elektr maydonning har xil nuqtalariga kiritganimizda, unga ta'sir qilayotgan kuchni aniqlash mumkin (2-rasmda ko'rsatilgan tajriba orqali). O'tkazilgan tajribalar sinaluvchi nuqtaviy zaryadga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch maydonning turli nuqtalarida har xil va yo'nalishi ham farqli ekanligini ko'rsatadi.

Masalan, q_0 sinaluvchi nuqtaviy zaryadga maydonning ma'lum bir nuqtasida F kuch ta'sir qilsin. Bu kuchning kattaligi maydonning shu nuqtasidagi xossasiga va sinaluvchi zaryadning kattaligiga bog'liq. Agar F/q_0 nisbat olinsa, unda zaryad miqdoriga bog'liq bo'lmaydigan kattalik hosil bo'ladi. Bu kattalik maydonning kuch tavsifini bildiradi, uni elektr maydon kuchlanganligi deb yuritiladi va u E harfi bilan belgilanadi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (3.1)$$

Shunday qilib, maydonning biror nuqtasidagi elektr maydon kuchlanganligi son jihatdan shu nuqtaga joylashtirilgan musbat zaryad birligiga ta'sir etuvchi kuchga teng va shu kuch bilan bir xil yo'nalgan fizik kattalikdir.

Elektr maydon kuchlanganligi ($\vec{E}$) vektorining yo'nalishi musbat zaryadga ta'sir etadigan kuch yo'nalishi bilan bir xil bo'lib, manfiy zaryadga ta'sir etadigan kuchga qarama-qarshidir (3-rasm).



3-rasm.

(3.1) formuladan Xalqaro birliklar sistemasida elektr maydon kuchlanganligi birligi N/Kl ekanligini topamiz.

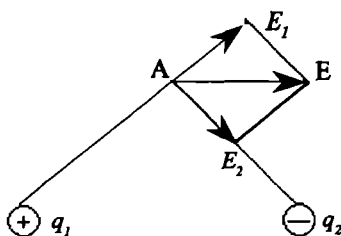
Fazoning har bir nuqtasida maydon kuchlanganligini bilish muhimdir.

Tajribalarga ko'ra, nuqtaviy zaryadlar sistemasining elektr maydon kuchlanganligi shu sistemadagi har bir zaryadni elektr maydon kuchlanganligi vektorlarining yig'indisiga teng bo'lar ekan, ya'ni:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (3.2)$$

Faraz etaylik, elektr maydonni q_1 va q_2 zaryadlar hosil qilayotgan bo'lsin (4-rasm). Shu zaryadlardan A nuqtada elektr maydon kuchlanganliklarining teng ta'sir etuvchisi nimaga teng bo'ladi?

Yuqorida keltirilgan ta'rifga binoan, ya'ni superpozitsiya (qo'shilish) prinsipi-ga binoan (A) nuqtadagi maydon kuchlanganligi quyidagicha teng bo'ladi:



4-rasm.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (3.3)$$

Endi 2-rasmda ko'rsatilgan q nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligini topaylik. Faraz etaylik sinaluvchi q_0 nuqtaviy zaryad elektr maydonni hosil qilayotgan q zaryaddan r masofada joylashsin. Bu holatda Kulon qonuniga asosan q_0 zaryadga ta'sir etuvchi kuch:

$$F = \frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (3.4)$$

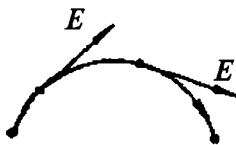
bo'ladi; (3.4) formuladan foydalanib, (3.1) formulani, ya'ni q nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi formulasini quyidagicha yozamiz:

$$E = \frac{F}{q_0} = \frac{\frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2}}{q_0} = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (3.5)$$

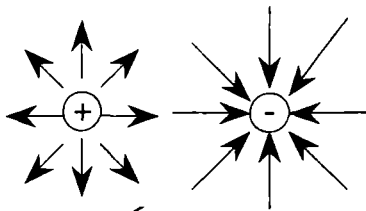
Shunday qilib, nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi shu maydonni hosil qilayotgan zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va muhitning dielektrik singdiruvchanligiga zaryaddan tekshirilayotgan nuqtagacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lar ekan.

Maydonning har bir nuqtasida kuchlanganlik vektori ma'lum bir yo'nalishga va kattalikka ega. Elektr maydonni kuchlanganlik chiziqlari (kuch chiziqlari) orqali chizmada tasvirlash mumkin.

Kuch chiziqlari deb shunday egri chiziqlarga aytiladiki, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma kuchlanganlik vektori yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi (5-rasm).



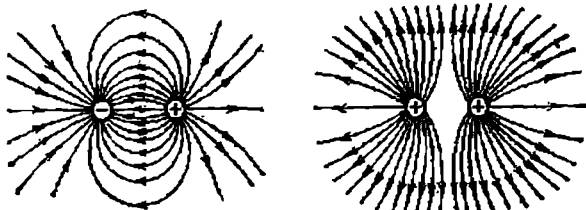
5-rasm.



6-rasm.

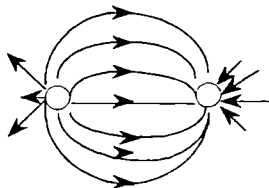
Kuchlanganlik chiziqlari musbat zaryadlardan boshlanib, manfiy zaryadlarda tugaydi, ular kesishmaydi. 6-rasmida musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlarning elektrostatik maydoni tasvirlangan.

7-rasmida musbat zaryad bilan zaryadlangan ikkita jismning elektr maydon kuchlanganlik chiziqlari tasvirlangan.

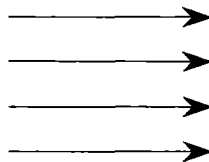


7-rasm.

8-rasmda turli ishorali zaryad bilan zaryadlangan ikkita jismning maydon kuchlanganlik chiziqlari tasvirlangan.



8-rasm.



9-rasm.

Agar elektr maydonning kuchlanganligi fazoning barcha nuqtalarida kattaligi va yo'nalishi jihatidan bir xil bo'lsa, unda bunday maydon bir jinsli maydon deyiladi (9-rasm).

Elektr maydon kuch chiziqlari to'g'risidagi tasavvurni tajribada kuzatish mumkin. Masalan, shishadan yasalgan idishni xinin kristallarini kastor moyi bilan aralashtirib turgan holatda to'ldiramiz. So'ngra 2 ta zaryadlanuvchi elektrod tushiramiz. Elektrodlanga zaryad berilganda, suyuqlikdagi kichik kristall zarrachalar kuchlanganlik chiziqlari bo'yicha joylashadi. Buni ekranga proyeksiyasini olib ko'rsatishimiz mumkin.

Shunday qilib, kuchlanganlik chiziqlarining manzarasi fazoning har xil nuqtalarida elektr maydon kuchlanganligi qanday yo'nalgan ekanligini ko'rsatadi.

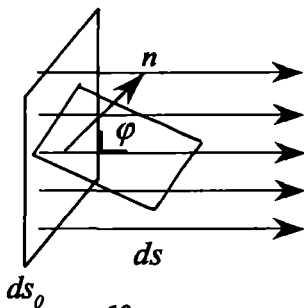
Kuch chiziqlarning zichligiga qarab, elektr maydon kuchlanganligi kattaligi to'g'risida fikrlay olamiz.

4. Elektrostatik induksiya vektori. Induksiya oqimi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi

Elektr maydoni bo'lgan fazoga dielektrik yoki o'tkazgichlar kiritilganda elektr maydonni hisoblashda ma'lum bir qiyinchiliklarni vujudga keltiradi. Sababi tashqi elektr maydon ta'sirida (E_0), dielektrik yoki o'tkazgichning ichida mikroskopik zaryadlarning siljishi va qayta taqsimlanishi kuzatiladi, bu esa o'zining qo'shimcha maydonini hosil qiladi (E'). Dielektriklar nazariyasi va umuman, elektromagnit maydon nazariyasi uchun, maydonni tavsiflash uchun elektr maydon kuchlanganligi vektoridan tashqari, elektrostatik induksiya vektoridan foydalaniladi. Elektrostatik induksiya vektori ta'rifga binoan quyidagiga teng bo'ladi:

$$D = \epsilon_a E = \epsilon_0 \epsilon E \quad (4.1)$$

bunda, E — to'liq maydon, D — elektrostatik induksiya vektori yoki faqat erkin zaryadlar maydoni, ϵ_a — muhitning absolyut dielektrik kirituvchanligi.



10-rasm.

Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlariga o'xshash, elektrostatik induksiya chiziqlari kiritiladi. Fazoning har bir nuqtasida bu chiziqlarning yo'nalishi induksiya vektori yo'nalishi bilan mos tushadi. Chiziqlarning quyuqligi (zichligi) induksiya kattaligi bilan aniqlanadi. Ma'lum bir sirtni kesib o'tayotgan induksiya chiziqlari soniga elektrostatik **induksiya vektori oqimi** deyiladi.

Elektrostatik induksiya vektori oqimi skalyar kattalik. Induksiya chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan yuzadan (S_0) o'tayotgan induksiya vektori oqimining kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$N = DS_0 \quad (4.2)$$

Umumiy holatda ixtiyoriy bir jinsli bo'lmagan maydon uchun elektrostatik induksiya vektori oqimi quyidagi formula bilan topiladi:

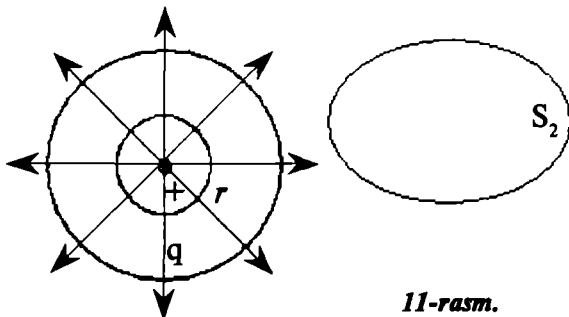
$$N = \int_s D_n dS \quad (4.3)$$

Bu yerda, D_n – vektor D ning dS yuzaga o'tkazilgan normal (n) yo'nalishidagi proyeksiyasi.

Elektr maydonni hisoblashda Ostrogradskiy-Gauss teoremasi qo'llanilsa ko'p holatlarda soddalashadi.

Ostrogradskiy-Gauss teoremasi ixtiyoriy berk sirt ichida joylashgan zaryad miqdori va induksiya vektori oqimi o'rtasidagi bog'lanishni ko'rsatadi.

Faraz etaylik, nuqtaviy q zaryad r radiusli sferik sirt ichida joylashgan bo'lsin (11-rasm).



11-rasm.

Nuqtaviy zaryaddan r masofada joylashgan nuqtalarda (sferik sirt bo'yicha) induksiya vektori kattaligi teng bo'ladi.

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (4.4)$$

Bu misolda sferik sirt ($S=4\pi r^2$) chiqayotgan elektrostatik induksiya vektorining oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$N = DS = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = q. \quad (4.5)$$

Demak, sferik sirtni kesib chiqayotgan induksiya vektori oqimi sirt radiusiga bog'liq emas. Oqim ishorasi zaryad ishorasi bilan aniqlanadi.

Har qanday yopiq sirt ichida joylashgan nuqtaviy zaryad hosil qilgan oqim (induksiya chiziqlarining uzluksizlik xossasiga asosan) (4.5) formula bilan aniqlanadi.

Agar yopiq sirt (S_2) q zaryadni o'rab olgan bo'lmasa, unda S_2 sirt orqali o'tayotgan induksiya vektor oqimi nolga teng bo'ladi, sababi shu sirtga kirayotgan induksiya chiziqlari va sirtidan chiqayotgan induksiya chiziqlari soniga teng.

Yopiq sirt ichida n ta zaryad soni bo'lsa, unda barcha zaryadlar induksiya vektori oqimi har bir zaryadning induksiya vektori oqimlari algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$N = \oint D_n dS = \sum_{k=1}^n q_k. \quad (4.6)$$

Ostrogradskiy-Gauss teoremasini ayrim misollarda qo'llanilishini ko'rib chiqamiz.

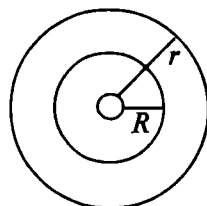
1. Tekis zaryadlangan sferik sirt hosil qilgan maydon

Faraz etaylik, R radiusli sferik sirt q zaryad bilan tekis zaryadlangan bo'lsin (12-rasm). Shar sirtida umumiy zaryad q quyidagi formuladan topiladi:

$$q = 4\pi R^2 \delta \quad (4.7)$$

bunda, δ — elektr zaryadning sirt zichligi.

Sferik sharni ($r > R$) atrof fazosida joylashgan (sfera bo'yicha) nuqtalardagi elektr maydonni



12-rasm.

hisoblaylik (vakuum uchun $\epsilon_0=1$). Shu sirt orqali o'tayotgan kuchlanganlik oqimi

$$N = E 4 \pi r^2 \quad (4.8)$$

bo'ladi va unda Ostrogradskiy-Gauss teoremasini qo'llasak, quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$E \cdot 4 \pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (4.9)$$

bundan,

$$E = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \quad (4.10)$$

agar $r=R$ bo'lsa, unda

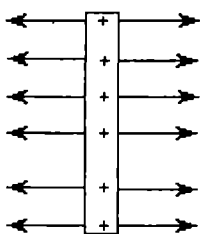
$$E = \frac{4 \pi R^2 \delta}{4 \pi \epsilon_0 r^2} = \frac{\delta}{\epsilon_0} \quad (4.11)$$

$r < R$ bo'lsa, ya'ni sferik sharning ichida zaryad ($q=0$) bo'lmaganligi uchun elektr induksiya oqimi va maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi:

$$D = 0, E = 0. \quad (4.12)$$

2. Tekis zaryadlangan tekislikning elektr maydoni

Faraz etaylik, elektr maydon tekis zaryadlangan tekislik hosil qilayotgan bo'lsin.



13-rasm.

Tekislikdagi zaryadning sirt zichligi δ ga teng bo'lsin. Tekislikning birlik yuzasidan δ/ϵ_0 ga teng kuchlanganlik chiziqlari chiqadi.

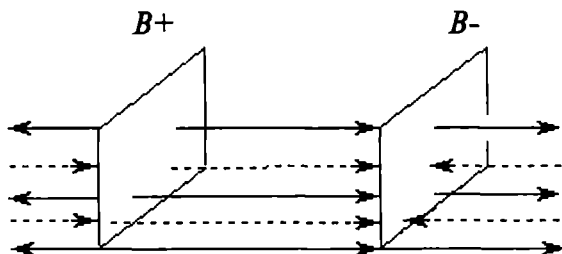
Elektr kuchlanganlik chiziqlari tekislikning ikkala tomoniga simmetrik (bir xil) yo'nalgan (tig'izligi bir xil). Bu kuchlanganlik chiziqlarining teng yarmi chapga va ikkinchi yarmi o'ngga yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun tekis zaryadlangan tekislikdan chiqayotgan kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar qo'yilgan $1m^2$ sirtidan $\delta/2\epsilon_0$ ga teng chiziqlar o'tadi.

Shunday qilib, tekis zaryadlangan tekislikning elektr maydoni bir jinsli va uning kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{\sigma}{2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (4.13)$$

3. Har xil ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan parallel tekisliklar orasidagi maydon

Musbat zaryad bilan zaryadlangan tekislik maydoni kuch chiziqlari uzluksiz chiziq, manfiy zaryad bilan zaryadlangan tekislikning maydon kuch chiziqlari punktir chiziq bilan tasvirlangan (14-rasm).



14-rasm.

Simmetriya shartiga asosan, kuch chiziqlar bir-biriga parallel va tekislikka perpendikulyardir.

14-rasmdan ko'rinib turibdiki, musbat zaryadlangan tekislikning chap tomonida va manfiy zaryadlangan tekislikning o'ng tomonida elektr maydonlar o'zaro bir-birini yo'qotadi (kompensatsiyalaydi), sababi kuchlanganlik vektorlari (E_1 va E_2) son jihatdan teng va qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Tekisliklar o'rtasida bu ikkala (E_1 va E_2) vektorlar bir tomonga yo'nalgan, shuning uchun tekislik o'rtasidagi maydon kuchlanganlik E , E_1 va E_2 kuchlanganliklarning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{2 \epsilon_0 \epsilon} + \frac{\sigma}{2 \epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (4.14)$$

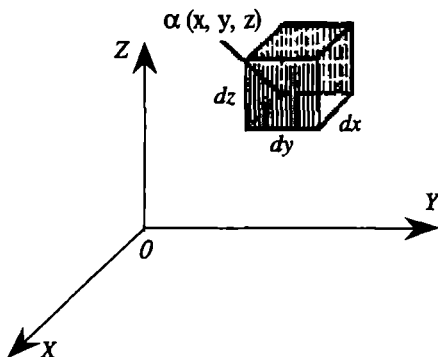
Elektr induksiya vektori esa quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \sigma \quad (4.15)$$

Shunday qilib, bu misolda elektr induksiya vektori zaryadlangan tekislikning zaryad sirt zichligiga teng bo'lar ekan.

5. Puasson tenglamasi

Ostogradskiy-Gauss teoremasi elektr siljish qiymatini biror yopiq sirt bilan chegaralangan hajm ichida turgan zaryad kattaligi bilan bog'laydi, ya'ni maydonning turli nuqtalariga tegishli bo'lgan kattaliklarni bog'laydi.



15-rasm.

To'g'ri burchakli koordinatalar sistemasi (X, Y, Z) ni kiritamiz va biror $a(x, y, z)$ nuqtada elektr siljish $D(D_x, D_y, D_z)$ orqali belgilanadi. Uchi a nuqtada va yoqlari dx, dy, dz koordinata o'qlariga parallel bo'lgan cheksiz kichik to'g'ri burchakli parallelepiped (15-rasm) qarab chiqiladi va uning sirti orqali siljish oqimi hisoblanadi. a dan o'tadigan $dydz$

yoqlar (15-rasmda shtrixlab ko'rsatilgan) orqali oqim $D_x dx dy$ bo'ladi, bunda $dydz$ ga tashqi normal va D_x ning musbat yo'nalishi $\alpha = \pi$ ($\cos \alpha = -1$) burchak tashkil qilgani uchun minus ishora qo'yilgan.

Xo'q bo'yicha dx da siljigan parallel qirradi orqali oqim $(D_x + dD_x/dx) dydz$ dan iborat. Shuning uchun bu ikki qirra orqali oqim

$$(D_x + \frac{dD_x}{dx} \cdot dx) \cdot dy dz - D_x dy dz = \frac{dD_x}{dx} d\tau$$

bo'ladi, bunda $d\tau = dx dy dz$ - parallelepipedning hajmi.

Xuddi shu tarzda boshqa ikki juft qirralari orqali oqimini hisoblab va ularni qo'shib, parallelepipedning butun sirti orqali to'liq oqimni olamiz:

$$(\frac{dD_x}{dx} + \frac{dD_y}{dy} + \frac{dD_z}{dz}) d\tau$$

Agar qaralayotgan fazoda hajmi bo'yicha $\rho = \rho(x, y, z)$ hajmiy zichlikda taqsimlangan zaryad mavjud bo'lsa, u holda parallelepiped hajmidagi zaryad miqdori $\rho d\tau$ ga teng bo'ladi.

Vektor analizida yopiq sirt S orqali biror oqim vektori A ning shu sirt bilan chegaralangan hajm kattaligi $\tau \rightarrow 0$ dagi limiti (agar bu limit mavjud bo'lsa) S sirtning shakliga bog'liq bo'lmaydi. Bu nisbatning limiti A vektorning tarqalishi yoki divergensiya deb ataladi va maxsus simvol — $\text{div } A$ bilan belgilanadi.

Oqim vektori va hajm skalyar kattaliklar bo'lgani uchun vektorning divergensiya ham skalyardir.

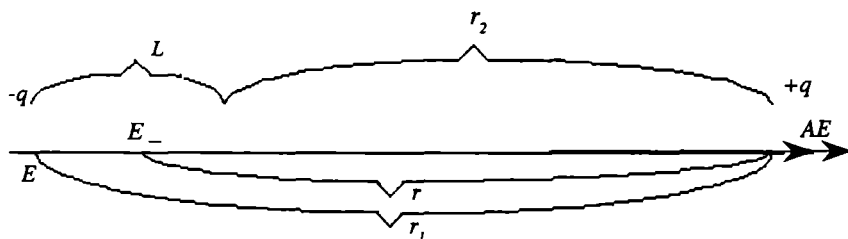
Bu tushunchadan foydalanib, Puasson tenglamasini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\text{div} D = \rho .$$

Agar D vektorning tashkil etuvchilari biror koordinatalar sistemasida shu koordinatalarning funksiyasi ko'rinishida berilgan bo'lsa, u holda har doim bir nuqtada $\text{div } D$ ning qiymatini hisoblash mumkin.

6. Dipol maydoni

Dipol deb bir-biridan L masofada joylashgan ikkita nuqtaviy zaryadlar ($+q$ va $-q$) sistemasiga aytiladi (16-rasm). Nuqtaviy zaryadlar orasidagi masofa L , maydoni o'rganilayotgan ma'lum bir A nuqtagacha bo'lgan r masofaga nisbatan ancha kichik ($L \ll r$).



16-rasm.

Ko'p moddalar molekularining musbat va manfiy zaryadlari markazlari bir-biriga nisbatan siljigan, shuning uchun bu molekullarni dipolga o'xshash deb qarash mumkin.

Dielektriklar nazariyasi asosida moddanning dipol tuzilish modeli turibdi.

Musbat zaryadning zaryadlar o'rtasidagi masofaga ko'paytmasi **dipol momenti** deyiladi:

$$(6.1)$$

A nuqtadagi dipolning maydon kuchlanganligi, alohida $-q$ va $+q$ zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining geometrik yig'indisiga teng. Bunda A nuqta dipol o'qida joylashganligi uchun dipolning maydon kuchlanganligi zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklarining algebraik yig'indisiga teng.

$$E = E_1 - E_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1^2} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2^2 \cdot r_1^2} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{(r_2 - r_1)(r_2 + r_1)}{r_2^2 \cdot r_1^2} \quad (6.2)$$

Agar

$$r_1 = r + \frac{L}{2}, r_2 = r - \frac{L}{2}$$

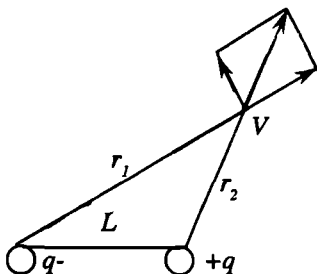
bo'lsa, unda $r_2 - r_1 = -L$ va $r_2 + r_1 = 2r$ bo'ladi. $r \gg L$ $r_2^2 r_1^2 r^4$ ni hisobga olsak, unda (6.2) quyidagicha bo'ladi:

$$E = \frac{2qL}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \quad (6.3)$$

(6.1) formulani e'tiborga olsak (6.3) formula, ya'ni A nuqtadagi dipolning maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{2P}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \quad (6.4)$$

Endi dipolning V nuqtadagi maydon kuchlanganligini topaylik (17-rasm).



17-rasm.

Bu holatda agar $L \ll r$, $L \ll r_2$ bo'lsa, unda $r_1 - r_2 = L \cos \alpha$ bo'ladi:

$$r_1 r_2 \approx r^2.$$

Bu nuqtada (V) elektr maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \frac{m}{4\pi\epsilon_0\epsilon \rho^3} \sqrt{3 \cos^2 \alpha + 1} \quad (6.5)$$

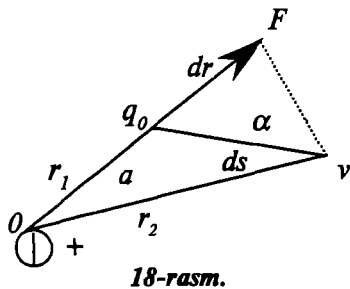
Agar $\alpha = 0$, $\alpha = \pi$ bo'lsa, (6.5) formula (6.4) ga teng bo'ladi.

7. Elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

Faraz etaylik, elektr maydon q musbat zaryad hosil qilayotgan bo'lsin (18-rasm).

Shu maydonning α nuqtasiga q_0 nuqtaviy zaryad kiritaylik. Bu q zaryadga $F=q_0E$ kuch ta'sirida u v nuqtaga ko'chadi. F kuchning dS masofada bajargan ishi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$dA = FdS \cos \alpha \quad (7.1)$$



18-rasm.

α - burchak, bu kuch bilan dS ko'chish yo'nalishi orasidagi burchak

$$dS \cos \alpha = ov - o\alpha = dr \quad (7.2)$$

ekanligini va kuch o'rniga q_0E kattalikni qo'yib, (7.1) ni quyidagicha yozamiz,

$$dA = q_0 E dr \quad (7.3)$$

Shunday qilib, q_0 zaryadni a nuqtadan b nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishni hisoblash uchun, kuchlanganlik

$$E = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2}$$

ekanligini hisobga olib, (7.3) ni integrallaymiz:

$$A = \int_a^b \frac{q_0 q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} dr = \frac{qq_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (7.4)$$

bu yerda, r_1 va r_2 — q zaryaddan a va b nuqtalargacha bo'lgan masofa.

(7.4) formuladan ko'rinib turibdiki, q zaryad maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish zaryad harakatining trayektoriyasi shakliga bog'liq emas. U faqat q_0 zaryadning boshlang'ich va oxirgi holatlariga, q_0 va q zaryadlarning kattaligiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligiga bog'liq ekan.

Agar elektr maydon nuqtaviy zaryadlar sistemasi ($q_1, q_2, \dots, q_n$) tomonidan hosil qilinayotgan bo'lsa, shu maydonga q_0 nuqtaviy zaryad

kiritilsa, unga $F=F_1+F_2+...+F_n$ kuchlar ta'sir etadi. Shu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bajargan ish har bjr kuchning bajargan ishi algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = A_1 + A_2 + ... + A_n = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q_o}{4 \pi \epsilon_o \epsilon} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right) \quad (7.5)$$

Musbat zaryadni, elektr maydon kuchlari berk yo'l (kontur) l bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = q \oint E_r \cos \alpha = q \int_l E_r dr \quad (7.6)$$

bu yerda, $E_r = E \cos \alpha$ kattalik maydon kuchlanganligining, dr ko'chish yo'nalishiga proyeksiyasi.

$\oint E_r dr$ – kattalik maydon kuchlanganlik **sirkulyatsiyasi** deyiladi. (7.5) formuladan ko'rinib turibdiki, berk yo'l bo'yicha elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng bo'ladi, chunki boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushadi. Shuning uchun:

$$A = q \oint E_r dr = 0 \quad (7.7)$$

bu yerda,

$$q \neq 0, \oint E_r dr = 0$$

bo'ladi, ya'ni elektrostatik maydon kuchlanuvchanlik vektori sirkulyatsiyasi nolga teng. Bu holatda elektrostatik maydon **potensial maydon** deyiladi.

8. Elektrostatik maydon potensiali

Yuqorida ko'rib chiqqanimizdek, agar elektrostatik maydonda q_o zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish (7.4) formula, faqat zaryadlarining kattaligi va q_o zaryadning boshlang'ich va oxirgi holatlariga bog'liq bo'lsa, bu ish shu zaryadning potensial energiyasining kamayishiga teng bo'ladi:

$$dA = - dW_n \quad (8.1)$$

q_o zaryadni cheksiz juda kichik ko'chishlarida potensial energiyaning o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dW_n = -dA = -\frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} dr \quad (8.2)$$

Agar q_0 zaryadni 10-rasmda ko'rsatilgan holatlarda (a va v nuqtalar) ko'chirilishi bo'lsa, unda potensial energiyani o'zgarishi

$$\Delta W = W_2 - W_1 = -\frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_2} - \frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_1} \quad (8.3)$$

bo'ladi.

Elektr maydonda q_0 zaryadning potensial energiyasi absolyut qiymatini topish uchun maydonda shunday shartli nuqtani olish kerakki, unda potensial energiya nolga teng bo'ladi.

Shuning uchun elektr maydon hosil qilayotgan q zaryaddan cheksizlikda joylashgan nuqtadagi q_0 zaryadning potensial energiyasi shartli nolga teng deb qabul qilingan ($W_\infty = 0$).

Unda q zaryaddan r masofada joylashgan q_0 nuqtaviy zaryadning potensial energiyasi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$W = \frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r} \quad (8.4)$$

Shunday qilib, q_0 zaryad elektr maydonning ma'lum bir nuqtasida (W) potensial energiyaga, har xil nuqtalarida har xil qiymatga ega. Potensial energiya maydonning xossalriga va zaryadning kattaligiga bog'liq. Agar W/q_0 nisbatni olsak, unda bu kattalik q_0 zaryad miqdoriga bog'liq bo'lmaydi uni elektrostatik maydonning energetik tavsifi sifatida qabul qilingan. Bu nisbat ϕ harfi bilan belgilanib, *maydon potentsiali* deyiladi:

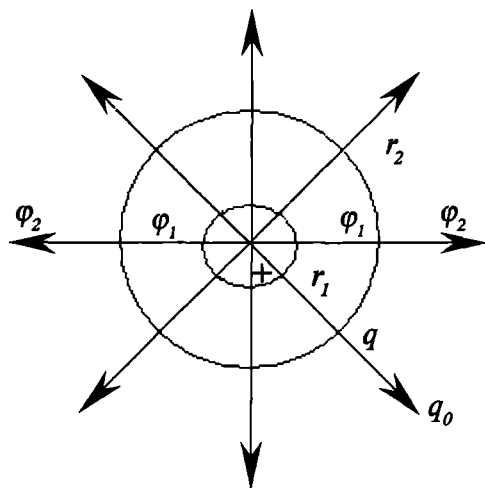
$$\phi = \frac{W}{q_0} \quad (8.5)$$

Demak, maydon potentsiali bu shunday kattalikki, zaryadning potensial energiyasi elektr maydonning ma'lum bir nuqtasiga joylashtirilgan zaryad kattaligi nisbatiga teng.

Nuqtaviy q zaryad potentsialini (8.4.) formuladan foydalanib topamiz, ya'ni:

$$\phi = \frac{W}{q_0} = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r} \quad (8.6)$$

(8.4) formuladan ko'rinib turibdiki, q zaryad hosil qilayotgan elektr maydonni r masofadagi sfera sirtidagi barcha nuqtalarda potensial



19-rasm.

bir xil bo'ladi. Agar q zaryaddan r_2 masofadagi maydonning barcha nuqtalarida (sfera bo'yicha) potensial φ_2 bir xil bo'ladi (19-rasm).

Musbat zaryadning elektrostatik maydon potentsiali, zaryaddan qancha uzoqlashsa shuncha kamayadi, manfiy zaryadning maydon potentsiali esa, aksincha, ortib boradi. Agar, sirtning barcha nuqtalarida potensial bir xil bo'lsa, bunday sirtlar *ekvipotensial* deyiladi ("ekvi" lotincha so'z bo'lib teng degan ma'noni

bildiradi). Endi (8.5, 8.6) formulalardan foydalanib, elektr maydonda elektr kuchlari q_0 zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishni (8.2, 8.3 formulalarni) potentsiallar farqi bilan ifodalashimiz mumkin:

$$A = W_1 - W_2 = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (8.7)$$

Demak, elektrostatik maydon kuchlari nuqtaviy zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish shu ko'chirilayotgan zaryadning potentsiallar farqi (boshlang'ich va oxirgi nuqtalaridagi potensial) ko'paytmasiga teng. Potentsiallar farqini tajribada o'lchash oson va uni ko'pincha *kuchlanish* deb yuritishadi va U harfi bilan belgilanadi, ya'ni:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (8.8)$$

Biz yuqorida bitta zaryad hosil qilgan maydon potentsialini o'rgandik. Agar maydonni zaryadlar sistemasi hosil qilayotgan bo'lsa, unda murakkab maydonlarning potentsialini aniqlash uchun superpozitsiya (ustma-ust tushishi, qo'shilish) prinsipidan foydalaniladi. Potensial skalyar kattalik bo'lganligi uchun superpozitsiya (qo'shilish) prinsipiga asosan zaryadlar sistemasini natijaviy maydon potentsiali, shu maydonni tashkil etuvchi potentsiallarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Masalan, ma'lum bir nuqtada qo'shiluvchi maydonlarning potentsiallari $\varphi_1, \varphi_2 \dots \varphi_n$ bo'lsa, unda shu nuqtada natijaviy maydon potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i \quad (8.9)$$

Potensial va potentsiallar farqi birligi qilib *SI* birliklar sistemasida $1 \text{ V} = 1 \text{ J} / 1 \text{ Kl}$ qabul qilingan, ya'ni 1 Volt potensial birligi qilib maydonning shunday nuqtasining potentsiali qabul qilinganki, unda 1 ga teng potentsial energiyaga ega. Kuchlanish (potentsiallar farqi) birligi qilib *Volt* qabul qilingan, ya'ni elektr maydonning ikki nuqtasi orasida 1 Kulonga teng zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish 1 Joulga teng bo'lsa, shu maydon ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar farqi 1 Voltga teng deb qabul qilingan. *Volt* birligini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$1\text{V} = \frac{10^7 \text{ erg}}{3 \cdot 10^9} \text{ SGSE zaryad birligi}$$

yoki

$$1\text{V} = \frac{1}{300} \text{ SGSE potensial birligi.}$$

U potensialga ega bo'lgan maydondagi Q zaryadning potensial energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = UQ.$$

Elektrostatik maydonda zaryadning potensial energiyasi nisbiy kattalikdir.

9. Elektrostatikaning umumiy masalasi

Zaryadlar taqsimoti noma'lum, lekin o'tkazgichlarning potentsiallari ma'lum bo'lgan hollar ko'p uchraydi. Bunday masalalarni quyidagi tarzda ta'riflash mumkin: shakli va o'zaro joylashishi ma'lum bo'lgan A , B , V va h.k. o'tkazgichlar sistemasi berilgan va hamma o'tkazgichlarning potentsiallari U_A , U_B va h.k. lar ma'lum; o'tkazgichlar orasidagi maydonning istalgan nuqtasidagi potensial qiymatini aniqlash talab qilinadi.

Bu masala matematik jihatdan quyidagi holatga keltiriladi. Maydon kuchlanganligi E ning koordinalar bo'yicha tashkil etuvchilarini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E_x = -\frac{dU}{dx},$$

$$E_y = -\frac{dU}{dy},$$

$$E_z = -\frac{dU}{dz}.$$

Bu ifodalarni Puasson tenglamasiga qo'yib, umumiy tenglamani hosil qilamiz, uni quyidagi ko'rinishdagi potensial qanoatlantiradi:

$$\frac{d^2U}{dx^2} + \frac{d^2U}{dy^2} + \frac{d^2U}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (9.1)$$

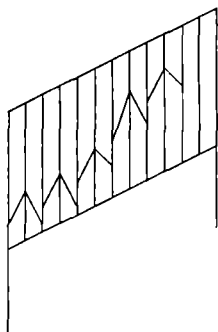
Agar o'tkazgichlar orasida zaryadlar bo'lmasa, unda hamma nuqtalarda $\rho=0$ bo'ladi va (1) tenglama soddaroq ko'rinishga keladi:

$$\frac{d^2U}{dx^2} + \frac{d^2U}{dy^2} + \frac{d^2U}{dz^2} = 0 \quad (9.2)$$

Bu tenglama **Laplas tenglamasi** deyiladi. Shuning uchun potensialni umumiy hisobda hisoblash koordinatalarining shunday funksiyasi $U(x, y, z)$ ni topishga keltiriladiki, bu funksiya o'tkazgichlar orasidagi butun fazoda (2) differensial tenglamani qanoatlantiradi, o'tkazgichlarning o'zida esa U_A , U_B va h.k. berilgan doimiy qiymatlarni oladi.

Bunday masalaning yechimi bir qiymatli bo'ladi.

10. Elektr maydonda o'tkazgichlar va dielektriklar



20-rasm.

O'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, jismlarning tuzilishi va xossalriga bog'liq bo'lgan holatda ularga berilgan q zaryad jism bo'yicha taqsimlanadi yoki ma'lum bir berilgan joyda qoladi. Agar jismlarga berilgan q zaryad butun jism bo'yicha erkin ko'chsa, bunday jismlar **elektr o'tkazgichlar** deyiladi.

Ma'lum bir moddalarda (jismlarda) berilgan q zaryad miqdori, jismning hajmi bo'yicha ko'chishi kuzatilmaydi, bunday jismlar **izolyatorlar** yoki **dielektriklar** deyiladi.

Elektrostatikada o'tkazgichning ichida $E=0$ bo'ladi va Ostrogradskiy-Gauss teoremasiga ko'ra $\rho=0$ bo'ladi: o'tkazgichning ichi neytral bo'ladi. O'tkazgichdagi zaryadlar faqat sirt zaryadlari bo'ladi.

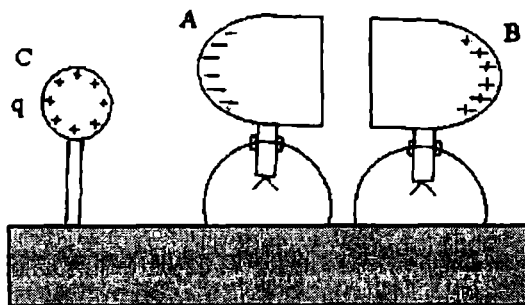
O'tkazgichlarning tabiiy xossalari shundaki, ularda ko'p miqdorda harakatlanuvchi erkin elektron va ionlar mavjud bo'ladi.

Neytral o'tkazgichlarda hamma vaqt teng miqdorda musbat va manfiy zaryad mavjud bo'ladi. Agar o'tkazgichni elektr maydonga kiritsak, unda maydon ta'sirida ma'lum bir vaqtda zaryadlar ko'chadi, bu ko'chish natijasida o'tkazgichda zaryadlar qayta taqsimlanadi, ya'ni o'tkazgichning ma'lum bir joylarida ortiqcha musbat zaryadlar, boshqa joylarida manfiy zaryadlar hosil bo'ladi. Agar o'tkazgichni elektr maydondan uzoqlashtirsak, o'tkazgichning butun hajmi bo'yicha zaryadlar tekis taqsimlanadi. Elektr maydon ta'sirida o'tkazgichda elektr zaryadlarni uyg'otish *elektrostatik induksiya* deyiladi.

Yuqorida aytilganlarni oddiy tajribada kuzatishimiz mumkin.

A va *B* metallardan yasalgan silindrlarni elektroskopga o'rnatamiz.

A va *B* silindrlar alohida joylashtirilganda yoki bir-biriga tegizilganda ham elektroskoplar zaryad borligini ko'rsatmaydi. So'ngra bu *A* va *B* silindrlarni zaryadlangan *S* sharcha maydoniga yaqinlashtirsak, *A* va *B* silindrlar o'rnatilgan elektroskoplar zaryad borligini ko'rsatadi. Silindrlar bir-biridan uzoqlashtirilsa

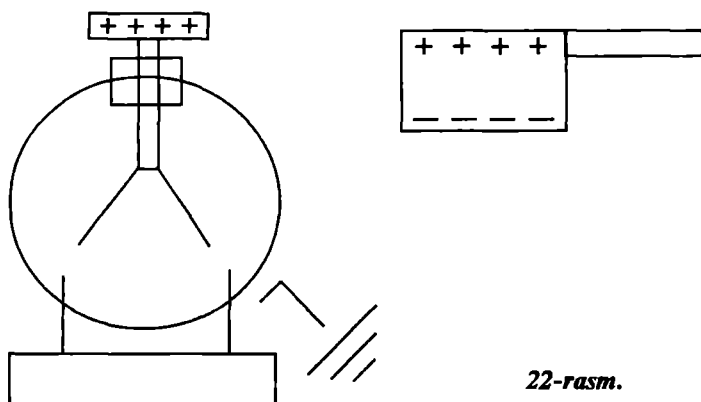


21-rasm.

ham elektroskop zaryad borligini ko'rsatadi. Agar *A* va *B* silindrlar musbat zaryadli *S* sharchadan uzoqlashtirilib, so'ng bir-biriga tegizilsa, ularning zaryadlari neytrallasib, elektroskop strelkalari nolni ko'rsatadi.

Ideal dielektrlarda erkin zaryadlar bo'lmaganligi uchun elektr maydon ta'sirida butun hajm bo'yicha ko'chishi kuzatilmaydi. Dielektrlarda hamma elektr zaryadlar moddaning atom va molekullari bilan bog'langan bo'ladi. Elektr maydon ta'sirida bu bog'langan zaryadlar mikroskopik hajm chegarasida ko'chishi mumkin. Elektr maydon ta'sirida bog'langan zaryadlarning ko'chish jarayoni dielektrlarning qutblanishi deyiladi. Bunda dielektrikning sirtida

qutblangan zaryadlar hosil bo‘ladi. Buni quyidagi tajribada kuzatishimiz mumkin (22-rasm).



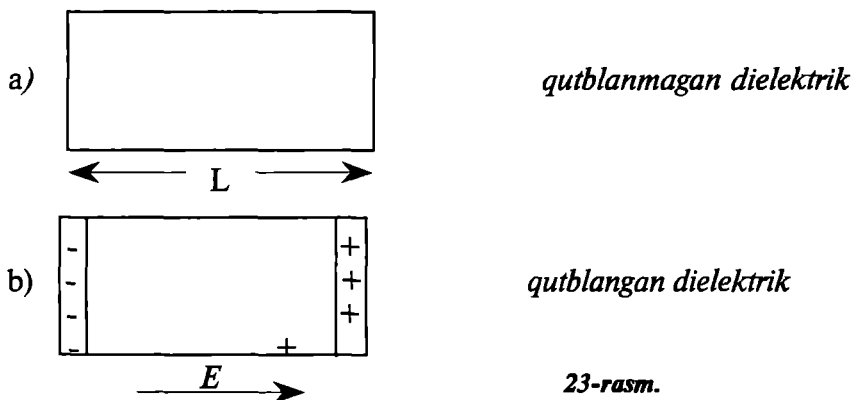
22-rasm.

Agar zaryadlangan elektroskopga zaryadlanmagan dielektrikni yaqinlashtirsak, elektroskopning ko‘rsatishi kamayadi, bu esa dielektrik sirtida zaryadlarning hosil bo‘lishini tasdiqlaydi.

Parallelepiped shaklidagi dielektrikni bir jinsli elektr maydonga kiritilsa (23-rasm), bog‘langan zaryadlarning ko‘chishi kuzatiladi. Bu holatda dielektrik ichida zaryadlar yig‘indisi nolga teng bo‘ladi, lekin parallelepiped asoslarida qarama-qarshi ishorali qutblangan zaryadlar hosil bo‘ladi, ya’ni:

$$q = \pm \delta S. \quad (10.1)$$

Bunda: δ - qutblangan zaryadlarning sirt zichligi,
 S - parallelepiped asosining yuzasi.



23-rasm.

Qutblangan zaryadlarni ular orasidagi masofaga teng bo'lgan vektor kattalikni (manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan) ko'paytmasiga teng bo'lgan kattalik *elektr moment* deyiladi:

$$P = qL = \delta \cdot S \cdot \vec{L} \quad (10.2)$$

Dielektrikning birlik hajmidagi elektr momenti *qutblanish vektori* deyiladi, ya'ni:

$$\vec{p} = \frac{\vec{P}}{V} \cdot \delta \quad (10.3)$$

Izotrop dielektriklarning qutblanishi moddada elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan:

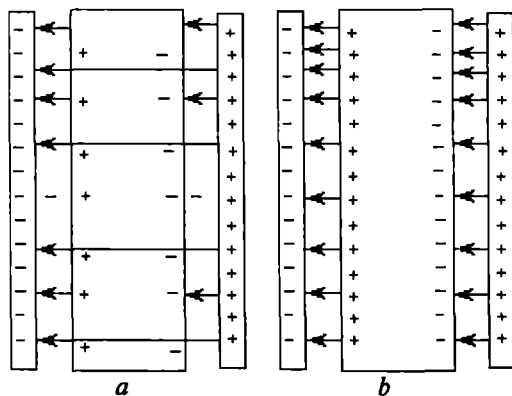
$$\vec{p} = \alpha \epsilon_0 \vec{E} \quad (10.4)$$

bu yerda; $a > 0$ o'lchamsiz koeffitsiyent moddaning *dielektrik qabul qiluvchanligi* deyiladi.

Yassi kondensator ichidagi elektr maydonga o'tkazgich dielektrik kiritilganda bo'ladigan o'zgarishlarni ko'rib chiqaylik (24-rasm).

Rasm (a) da ko'rsatilganidek kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydonga metall plastinka (o'tkazgich) kiritilsa, shu metall plastinkaning sirtida kondensator qoplamalaridagi zaryadning sirt zichligiga (b) teng bo'lgan zaryad sirt zichligi hosil bo'ladi, lekin uning (metall) ichida maydon kompensatsiyalanadi. Kondensator qoplamasi va metall plastinka orasidagi tirqishda maydon o'zgarmaydi va $E_0 = \delta / \epsilon_0$ bo'ladi.

24,b-rasmda ko'rsatilganidek, kondensator qoplamalari orasiga dielektrik kiritilsa, unda uning sirtida qutblangan zaryadlar in-



24-rasm.

duksiyanadi. Bu holatda dielektrikning sirtidagi zaryadning sirt zichligi (a), kondensator qoplamasidagi zaryad sirt zichligidan kam bo'ladi (b).

Natijada elektr maydon qisman kompensatsiyanadi. Dielektrlarda elektr maydon, erkin va qutblangan zaryadlar hosil qiladi. Unda maydon kuchlanganligi, erkin va qutblangan zaryadlarning maydon kuchlanganliklari yig'indisiga teng bo'ladi.

$$E = E_0 + E' \quad (10.5)$$

Bu ko'rilayotgan misolda, ya'ni dielektrigi bo'lgan yassi kondensatorda maydonlar qarama-qarshi yo'nalganligini va

$$E_0 \frac{\delta}{\epsilon_0} \quad E' = \frac{\delta'}{\epsilon_0} \quad (10.6)$$

ekanligini hisobga olib, (10.5) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\delta'}{\epsilon_0} \quad (10.7)$$

$$\epsilon_0 E = \epsilon_0 E_0 - \delta' \quad (10.7, a)$$

(10.3) va (10.4) formulalarni e'tiborga olib, (10.7) quyidagiga teng bo'ladi:

$$\epsilon_0 E_0 = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + \alpha \epsilon_0 E \quad (10.8)$$

Bu formula erkin zaryadlar hosil qilgan elektr maydon bilan dielektrikdagi elektr maydon bog'lanishini ko'rsatadi.

Bunda: $\epsilon_0 E_0$ – vektor kattalik, elektr maydonning elektr induksiya vektori deyiladi va D harfi bilan belgilanadi.

$$D = \epsilon_0 E_0 = \epsilon_0 (1 + \alpha) E \quad (10.9)$$

O'lchamsiz kattalik ($\epsilon = 1 + \alpha$) nisbiy dielektrik singdiruvchanlik ma'nosini beradi, unda

$$D = \epsilon_0 \epsilon E \quad (10.10)$$

ko'rinishda yoziladi. Dielektrik singdiruvchanlik (ϵ) odatda tajribada o'lchanadi.

11. Elektrostatik maydonni tajribada tekshirish

Jismlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir ularning o'z maydonlari orqali amalga oshadi.

Qo'zg'almas elektr zaryadlari tomonidan vujudga kelgan va ularning o'zaro ta'siri kuzatilgan fazo sohasiga *elektrostatik maydon*

deyladi. Bu maydonning istalgan nuqtasiga kiritilgan “sinov zaryadi” q u $\vec{F}$ kuch bilan ta’sir qiladi.

Elektrostatik maydonning kuch tavsifi $\vec{E}$ – elektr maydon kuchlanganligidir.

$\vec{E}$ - vektor kattalik bo‘lib, $\vec{E} = \vec{F}/q$ kuchning yo‘nalishi bilan aniqlanadi. Bu yerda:

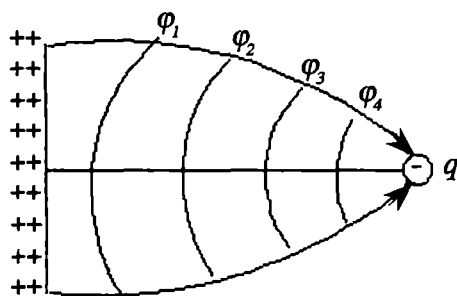
$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (11.1)$$

Elektrostatik maydonni energiyaviy tavsiflash uchun potensial skalyar kattalik φ kiritiladi: u son jihatdan sinov zaryadini maydonning ma’lum bir nuqtasidan cheksizlikka ko‘chirishda elektr maydon kuchlari bajargan ishni ko‘rsatadi va zaryad miqdoriga bo‘lgan nisbatiga teng bo‘ladi:

$$\varphi = \frac{A_{\infty}}{q}, \quad A = q\varphi \quad (11.2)$$

Potensiallari teng bo‘lgan elektrostatik maydon nuqtalarining geometrik o‘rnidan iborat sirtga **ekvipotensial sirt** deyiladi.

Ekvipotensial sirtlar sistemasi orqali elektrostatik maydonni tasvirlash qulay, chunki ularga nisbatan kuchlanganlik vektori E ning kuch chiziqlari quriladi. Maydonning qaraladigan nuqtasida E vektor hamma vaqt ekvipotensial sirtlarga perpendikulyar bo‘ladi (25-rasm).



25-rasm.

Agar zaryadni ekvipotensial sirt bo‘ylab Δr masofaga ko‘chirsak, unda bajarilgan ish $\Delta A = q(\varphi_2 - \varphi_1)$ nolga teng bo‘ladi, chunki $\varphi_1 = \varphi_2$. Bundan,

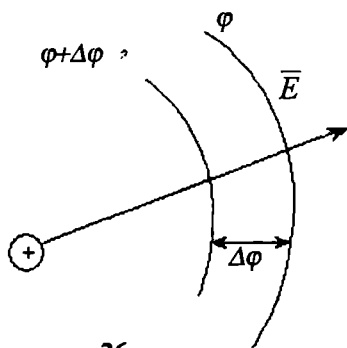
$$A = F \cdot \Delta l \cos \varphi = qE\Delta l (\vec{E}\Delta l) \quad (11.3)$$

Demak, $\cos \varphi = 0$ E vektori bilan l yo‘nalish orasidagi burchak 90° ga teng ekan. Maydonning kuchlanganligi E va potentsiali j orasidagi

$$E = -\text{grad} \varphi$$

yoki

$$E = \frac{\Delta \varphi}{\Delta n} = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{x_2 - x_1} \quad (11.4)$$



26-rasm.

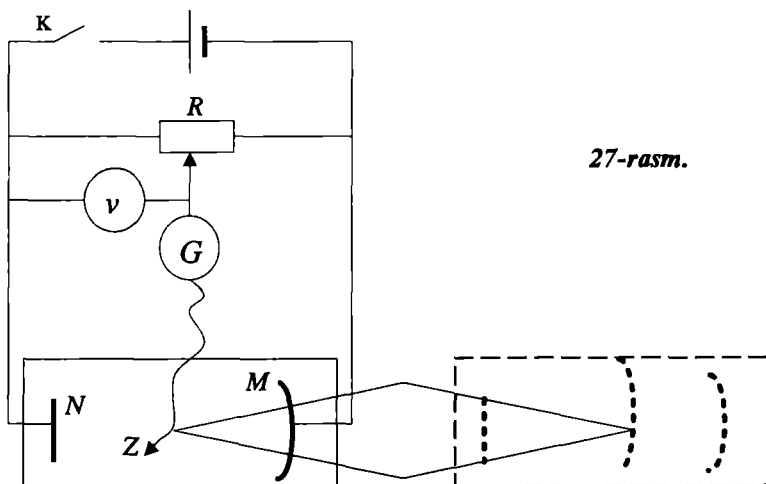
munosabatga asosan ekvipotensial chiziqlar bo'ylab kuchlanganlik E ni topish mumkin. 26-rasmdan ko'rinadiki, E hamma vaqt potensialning kamayish tomoniga yo'nalgan ekan.

Elektrolitik vanna tuzilishi

Zaryadlangan jismning elektrostatik maydonini bevosita o'rganish birmuncha qiyin. Ammo shuni esda tutish kerakki, elektrostatik maydon

elektr maydonining xususiy holdir, u ham kattaliklar bilan tavsiflanadi. Bu ishda zaryadlangan jism maydoni o'zgarmas tokning bir jinsli muhitdagi elektr maydoni bilan o'zgartiriladi. Bu esa ancha oddiylikka olib keladi, bu usul elektron mikroskopda elektrodni tanlashda, kondensatorlarda juda qo'l keladi.

Izolyatsion materialdan yasalgan vannaga oralaridagi maydoni o'rganiladigan elektrodlar M va N tushiriladi (27-rasmda vanna konturi punktir chiziqlar bilan ko'rsatilgan). Vanna o'tkazuvchanligi metallnikidan juda kichik bo'lgan elektrolit (suv) bilan to'ldiriladi. Sxemada Z — zond, G — nol galvanometr, B — tok manbai, K — kalit, R — reostat orqali elektrodga istalgan potensialni berish mumkin. Agar Z zondagi potensial R dagi potensialga teng bo'lsa, galvanometrdagi tok nolga teng bo'ladi. Kuchlanish taqsimlagichning ma'lum bir holatida zondagi tokning qiymati nolga teng bo'lgan



27-rasm.

nuqtalarning geometrik o'ri *ekvipotensial sirt*ni tashkil qiladi. Bu sirtning potentsiali voltmeter orqali o'lchanadi.

Zond yordamida tadqiq qilingan ekvipotensial chiziqlardagi nuqtalar qalam bilan qog'ozga belgilanadi. Bu nuqtalarni tekis birlashtirish natijasida ekvipotensial chiziqlarning geometrik shaklini hosil qilish mumkin.

Turli ko'rinishdagi maydonni vujudga keltirish uchun har xil shakldagi elektrodlar ishlatiladi. Elektrod sirtlari konturini chizish uchun zondni ularning atrofida aylantirish kerak.

Masalalar

1-masala. Birining zaryadi $6 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$, ikkinchisniki $3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$ ga teng bo'lgan kichik sharchalar vakuumda o'zaro qanday kuch bilan ta'sirlashadi? Sharchalar orasidagi masofa 5 sm .

Agar sharchalar bir-biriga tegizilsa va bir-biridan oldingi masofaga uzoqlashtirilsa, ular qanday kuch bilan ta'sirlashadi?

Berilgan.

$$q_1 = 6 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$q_2 = -3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$r = 5 \text{ sm} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m},$$

$$\epsilon = 1.$$

$$F_1 = ?$$

$$F_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

a) Kulon qonunidan foydalanib, zaryadlangan sharchalarning o'zaro ta'sir kuchini topamiz.

$$F_1 = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (1)$$

b) Sharchalar bir-biriga tegizilganda zaryadning ma'lum bir qismi kompensatsiyalanadi. Ikkala sharchada qolgan umumiy zaryad quyidagiga teng bo'ladi:

$$q_1 - q_2 = 6 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} - 3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$$

Bu zaryad ikkita sharchada teng taqsimlanadi, ya'ni har bir sharchadagi zaryad quyidagiga teng bo'ladi:

$$q_3 = \frac{3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{(2)} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$$

Shunday qilib, tekkizilgandan keyin sharchalar quyidagi kuch bilan itarishadi:

$$F_2 = \frac{q_1 \cdot q_2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (2)$$

Hisoblaymiz:

$$F_1 = \frac{6 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} \cdot 3 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{\frac{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F}}{\text{m} \cdot 25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2}} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ N}$$

$$F_2 = \frac{1,5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} \cdot 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{\frac{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F}}{\text{m} \cdot 25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2}} = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ N}$$

2-masala. Kvadratning uchlarida bir xil musbat zaryadlar (q_0) mavjud bo'lsin. Kvadratning tomoni a ga teng. Shu kvadrat muvozanatda bo'lishi uchun uning markaziga qanday zaryadni joylashtirish zarur?

Berilgan.

q_0 — musbat zaryad

$q = ?$

Masalaning yechilishi.

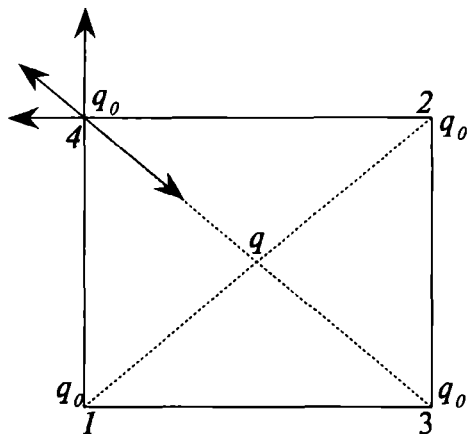
Kvadratning uchlarida joylashgan har bir zaryadga to'rtta kuch ta'sir qiladi: 1- va 2-uchlarida joylashgan zaryadlar hosil qilayotgan kuch:

$$F_1 = F_2 = \frac{q_0^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon a^2}$$

3-uchdagi zaryad hosil qilayotgan kuch:

$$F_3 = \frac{q_0^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon 2 a^2}$$

va kvadrat markazidagi q zaryad hosil qilayotgan kuch:



$$F_4 = \frac{2 q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon a^2}$$

Bu sistema muvozanatda bo'lishi uchun shu kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni:

$$F_0 = \sqrt{F_1^2 + F_2^2} = \frac{q_0^2}{4 a^2} \sqrt{2},$$

$$F_4 = F_0 + F_3$$

$$\frac{2 q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon a^2} = \frac{q_0^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon a^2} \sqrt{2} + \frac{q_0^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon a^2}$$

$$2 q = q_0 \sqrt{2} + \frac{q_0}{2}$$

$$q = \frac{q_0}{4} (1 + 2\sqrt{2})$$

3-masala. Diametri $0,1 \text{ mm}$ bo'lgan suv tomchisi elektr maydon kuchlanganligi 10^4 N/Kl ga teng bo'lgan moyda muallaq turibdi. Bir jinsli elektr maydon kuchlanganligi yuqoriga vertikal yo'nalgan. Bu suv tomchisida nechta elementar zaryad bor? Moyning zichligi $r_m = 8 \cdot 10^2 \text{ kg/m}^3$.

Berilgan.

$$d = 0.1 \text{ mm} = 10^{-4} \text{ m},$$

$$E = 10^4 \text{ N/Kl},$$

$$r_c = 1 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3,$$

$$r_m = 8 \cdot 10^2 \text{ kg/m}^3,$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}.$$

$$N = ?$$

Masalaning yechilishi.

Suv tomchisiga uchta kuch ta'sir qiladi:

a) pastga vertikal yo'nalgan og'irlik kuchi,

$$P = mg = \frac{\pi d^3}{6} \rho_c g \quad (1)$$

b) yuqoriga vertikal yo'nalgan Arximed kuchi,

$$F_a = \frac{\pi d^3}{6} \rho_m g. \quad (2)$$

d) yuqoriga vertikal yo'nalgan elektr kuchlar:

$$F_{el} = qE = Ne \cdot E \quad (3)$$

Shu kuchlar teng bo'lganda suv tomchisi muvozanatda bo'ladi:

$$P = F_A + F_{el}, \quad (4)$$

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_c g = \frac{\pi d^3}{6} \rho_m g + N_e e E \quad (5)$$

Bu tenglamadan suv tomchisidagi elementar zaryadlar sonini topamiz:

$$N = \frac{\pi d^3}{6} \cdot \frac{g(\rho_c - \rho_m)}{eE} \quad (6)$$

Hisoblaymiz.

$$N = \frac{3,14 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3}{6} \cdot \frac{9,8 \text{ m/s}^2 \cdot 10^3 (1 - 0,8)}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 10^4 \frac{\text{N}}{\text{Kl}}} = 6 \cdot 10^5$$

4-masala. Gorizontall joylashgan yassi kondensatorning elektr maydonida ikkita elektron zaryadiga ega bo'lgan moy tomchisi muvozanatda bo'lsin. Kondensatorga berilgan kuchlanish $U=820 \text{ V}$. Moy tomchisining radiusi $r=1 \text{ mk}$. Kondensator plastinkalari orasidagi masofa $d=8 \text{ mm}$. Moyning zichligi $\rho=0,8 \text{ g/sm}^3$. Elektron zaryadi nimaga teng?

Berilgan.

$$U=820 \text{ V},$$

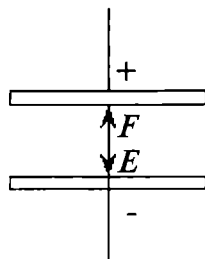
$$r=1 \text{ mk}=10^{-6} \text{ m},$$

$$d=8 \text{ mm}=8 \cdot 10^{-3} \text{ m},$$

$$\rho_m=0,8 \text{ g/sm}^3=800 \text{ kg/m}^3,$$

$$g=9,81 \text{ m/s}^2.$$

$$l=?$$



Masalaning yechilishi.

Kondensator ichida moy tomchisiga elektr kuchlar va og'irlik kuchi ta'sir qiladi. Bu kuchlar teng bo'lganda moy tomchisi muvozanatda bo'ladi, ya'ni:

$$mg=2eE \quad (1)$$

Bunda kondensator ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$E = \frac{U}{d} \quad (2)$$

Moy tomchisi massasini zichlik orqali topamiz,

$$m = \rho_m V \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_m \quad (3)$$

1-, 2- va 3-tengliklarni birgalikda yechib, elektron zaryadini topamiz, ya'ni:

$$e = \frac{4\pi r^3 \rho_m d \cdot q}{3 \cdot 2U} \quad (4)$$

Hisoblaymiz.

$$e = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot (10^{-6})^3 \cdot 800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot 8 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3 \cdot 2 \cdot 820 \text{ V}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

5-masala. Ikkita har xil ishorali ($5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$) nuqtaviy zaryadlar bilan elektr maydon hosil qilingan. Bu zaryadlar orasidagi masofa 10 sm . Elektr maydon kuchlanganligini quyidagi (rasm) nuqtalarda aniqlang:

- 1) zaryadlar o'rtasidagi (A) nuqtada;
- 2) zaryadlar markazlarini birlashtiruvchi chiziq bo'yicha manfiy zaryaddan 10 sm masofada joylashgan (V) nuqtada;
- 3) musbat va manfiy zaryaddan 10 sm masofada joylashgan (S) nuqtada.

Berilgan.

$$q = q_+ = q_- = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$a = 10 \text{ sm} = 0,1 \text{ m},$$

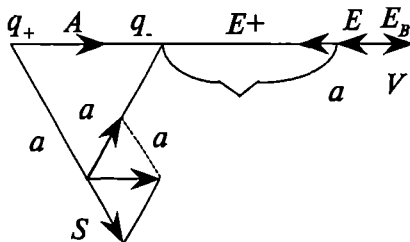
$$E_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ f/m},$$

$$E = 1.$$

$$E_A = ?$$

$$E_V = ?$$

$$E_S = 1$$



Masalaning yechilishi.

1. A nuqtada zaryadlar hosil qilayotgan kuchlanganlik bir tomonga yo'nalgan, shuning uchun E_+ va E_- kuchlanganliklarning yig'indisiga teng:

$$E_A = E_+ + E_- \frac{q_+}{4\pi\epsilon_0\left(\frac{a}{2}\right)^2} + \frac{q_-}{4\pi\epsilon_0\left(\frac{a}{2}\right)^2} = \frac{2q}{4\pi\epsilon_0\left(\frac{a}{2}\right)^2} \quad (1)$$

2. V nuqtada esa maydon kuchlanganligi qarama-qarshi yo'nalgan:

$$E_V = E_- + E_+ \frac{q_-}{4\pi\epsilon_0 a^2} + \frac{q_+}{4\pi\epsilon_0 (2a^2)} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \quad (2)$$

3. S nuqtada esa maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_s = E_+ \cos\alpha + E_- \cos\alpha.$$

Masalaning shartiga asosan S nuqtada E_+ va E_- bir-biriga teng. Teng tomonli uchburchakda burchak 60° ga teng, demak, $\cos 60^\circ = 0,5$, unda E_c

$$E_c = 2 E_+ \cos\alpha = 2 \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} \cdot 0,5 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2} \quad (3)$$

Hisoblaymiz.

$$E_A = \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \left(\frac{0,1}{2}\right)^2 \text{ m}^2} = 3,6 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m}},$$

$$E_B = \frac{5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} (0,1)^2 \text{ m}^2} \left(1 - \frac{1}{4}\right) = 3,4 \cdot 10^3 \frac{\text{V}}{\text{m}},$$

$$E_c = \frac{5 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} (0,1)^2 \text{ m}^2} = 4,5 \cdot 10^3 \frac{\text{V}}{\text{m}}.$$

6-masala. Zaryadlangan cheksiz uzun ipdan $r_1 = 4 \text{ sm}$ masofada ($q = 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$) nuqtaviy zaryad joylashtirilgan. Elektr maydon ta'sirida nuqtaviy zaryad $r_2 \text{ sm}$ gacha siljigan. Bunda $A = 50 \text{ erg}$ ga teng ish bajarilgan. Ip zaryadining chiziqli zichligini aniqlang.

Berilgan.

$$A = 50 \text{ erg} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ J},$$

$$\begin{aligned}
 q &= 0,7 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}, \\
 r_1 &= 4 \text{ sm} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}, \\
 r_2 &= 2 \text{ sm} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}, \\
 \tau &=? \\
 \epsilon_0 &= 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ f/m}, \\
 \epsilon &= 1.
 \end{aligned}$$

Masalaning yechilishi.

Nuqtaviy zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish:

$$A = q \cdot dU \quad (1)$$

Bunda kuchlanish:

$$dU = -E dr \quad (2)$$

Cheksiz uzun zaryadlangan ip hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E = \frac{\tau}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon r} \quad (3)$$

(2) va (3) formulalardan foydalanib (1) formulaning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{q \cdot \tau \cdot dr}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon r} = \frac{q \tau}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (4)$$

bundan ip zaryadining chiziqli zichligini topamiz (τ):

Hisoblaymiz.

$$\tau \frac{2 \pi \epsilon_0 \epsilon A}{q \ln \frac{r_1}{r_2}}$$

$$\tau = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ J}}{0,7 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} \cdot \ln 2} = 6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Kl}}{\text{m}}.$$

7-masala. Tekis zaryadlangan sharning sirt zichligi $d = 6,4 \cdot 10^8 \text{ Kl/m}^2$. Shar markazidan $r = 6R$ masofada joylashgan nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligini aniqlang.

Berilgan.

$$\delta = 6,4 \cdot 10^{-8} \frac{Kl}{m^2},$$

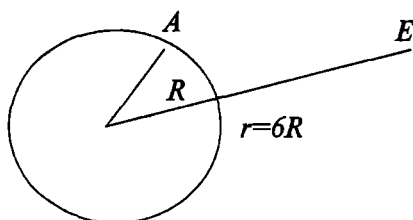
$$r = 6R,$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m},$$

$$e = 1.$$

$$E = ?$$

Masalaning yechilishi.



Zaryadlangan shar sirtidan ma'lum bir A nuqtada elektr maydon kuchlanganligi quyidagi formuladan topiladi:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \quad (1)$$

Sharining zaryadi (R — shar radiusi)

$$q = \delta \cdot S = \delta \cdot 4\pi R^2 \quad (2)$$

unda

$$E = \frac{\delta \cdot 4\pi R^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon(6R)^2} = \frac{\delta}{36\epsilon_0\epsilon} \quad (3)$$

Hisoblaymiz:

$$E = \frac{6,4 \cdot 10^{-8} \frac{Kl}{m^2}}{36 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 1} = 2 \cdot 10^2 \frac{V}{m}$$

8-masala. Tekis zaryadlangan tekislikning elektr maydoniga kiritilgan $0,1 \cdot 10^{-9} Kl$ zaryadga qanday kuch ta'sir qiladi? Tekislik zaryadining sirt zichligi $10^{-5} Kl/m^2$ ga teng. Muhitning dielektrik singdiruvchanligi $e=5$.

Berilgan.

$$q=0,1 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$d=10^{-5} \text{ Kl/m}^2,$$

$$\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m},$$

$$\epsilon=5.$$

$$F=?$$

Masalaning yechilishi.

Zaryadga ta'sir etayotgan kuch:

$$F = qE \quad (1)$$

Tekis zaryadlangan tekislikning elektr maydon kuchlanganligi quyidagi formuladan topiladi:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \quad (2)$$

(2) ni (1) formulaga qo'ysak, zaryadga ta'sir etayotgan kuch formulasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$F = q \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \quad (3)$$

Hisoblaymiz:

$$F = 0,1 \cdot 10^{-9} \text{ Kl} \frac{10^{-5} \frac{\text{Kl}}{\text{m}^2}}{2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 5} = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ N}$$

9-masala. Tekis zaryadlangan, radiusi 2 sm ga teng bo'lgan sharni olaylik, uning zaryadi sirt zichligiga teng. Shar markazidan $0,5 \text{ m}$ masofada joylashgan nuqtada maydon potensialini aniqlang. Sharning ichidagi maydon potentsiali va kuchlanganligini aniqlang.

Berilgan.

$$R=2\text{sm}=2 \cdot 10^{-2}\text{m},$$

$$d=5 \cdot 10^{-7}\text{Kl/m}^2,$$

$$r=0,5 \text{ m},$$

$$\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}.$$

$$\epsilon=?$$

$$\phi_1=?$$

$$\varphi_2 = ?$$

$$\varphi_3 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Zaryadlangan sharning elektr maydon potentsiali:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r} \quad (1)$$

bundan,

$$q = \delta \cdot S = \delta \cdot 4 \pi R^2 \quad (2)$$

(2) ni hisobga olsak, (1) ni quyidagicha yozamiz:

$$\varphi_1 = \frac{\delta \cdot 4 \pi R^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r} = \frac{\delta \cdot R^2}{\epsilon_0 \epsilon r} \quad (3)$$

Zaryadlangan shar ichidagi maydon potentsiali:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon R} = \frac{\delta \cdot 4 \pi R^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon R} = \frac{\delta \cdot R}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (4)$$

Maydon kuchlanganligi bilan potensial o'rtasidagi bog'lanish quyidagi formuladan topiladi:

$$E = \frac{d \varphi}{dr} \quad (5)$$

Shar ichidagi barcha nuqtalarda potensial bir xil bo'ladi, shuning uchun birlik uzunlikda uning o'zgarishi nolga teng. Demak,

$$E = 0 \quad (6)$$

Hisoblaymiz:

$$\varphi_1 = \frac{5 \cdot 10^{-7} \text{ Kl/m}^2 \cdot 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2}{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 1 \cdot 0,5 \text{ m}} = 50 \text{ V},$$

$$\varphi_2 = \frac{5 \cdot 10^{-7} \text{ Kl/m}^2 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 1} = 10^3 \text{ V}.$$

10-masala. $2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$ ga teng nuqtaviy zaryaddan $0,4 \text{ m}$ va 1 m masofada joylashgan nuqtalar orasidagi potensial farqni aniqlang.

4. 10^{-10} Kl ga teng musbat zaryadni birinchi nuqtadan 2-nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishni hisoblang.

Berilgan.

$$q = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$r_1 = 0,4 \text{ m},$$

$$r_2 = 1 \text{ m},$$

$$q_1 = 4 \cdot 10^{-10} \text{ Kl},$$

$$\varepsilon = 1.$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = ?$$

$$A = ?$$

Masalaning yechilishi.

Nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning ikki nuqtasidagi potentsiallar farqi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\varepsilon_0\varepsilon r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2} \quad (1)$$

q , zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi formuladan topiladi:

$$A = q_1(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2)$$

Hisoblaymiz:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}}} \left(\frac{1}{0,4} - \frac{1}{1} \right) = 300 \text{ V}$$

$$A = 4 \cdot 10^{-10} \text{ Kl} \cdot 300 \text{ V} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ J}.$$

11-masala. $2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}$ zaryadga ega bo'lgan zarracha tezlashtiruvchi elektr maydonda 10 MeV kinetik energiyaga ega bo'ladi. Shu maydonda zarracha harakat yo'lining boshlang'ich va oxirgi nuqtalari potentsiallar farqini toping. Zarrachaning boshlang'ich kinetik energiyasi nolga teng deb olinsin.

Berilgan.

$$q = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl},$$

$$W_k = 10 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ J},$$

$$W_k = 0.$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Zaryadlangan zarrachaning elektr kuchlarini ko'chirishda bajarilgan ishi (A) kinetik energiyaning ΔW_k o'zgarishiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$A = W_{k_2} - W_{k_1}. \quad (1)$$

Elektr maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish potentsiallar farqi bilan ham aniqlanadi:

$$A = q (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2)$$

(1) va (2) formulalarni tenglashtirib, potentsiallar farqini topamiz:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{W_{k_2} - W_{k_1}}{q} \quad (3)$$

Hisoblaymiz.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{1,6 \cdot 10^{-12} \text{ J}}{2 \cdot 10^{-9} \text{ Kl}} = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ V}$$

12-masala. $2 \cdot 10^9 \text{ Kl}$ zaryadni cheksizlikdan zaryadlangan shar sirtidan 1 sm masofada joylashgan nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishni hisoblang. Shar zaryadining sirt zichligi $\delta = 10^{-9} \text{ Kl}$, radiusi esa 1 sm ga teng.

Berilgan.

$$r = 1 \text{ sm} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

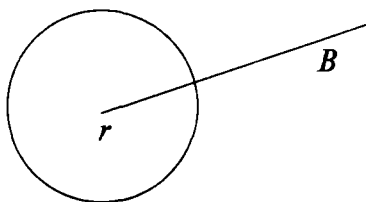
$$q = 2 \cdot 10^9 \text{ Kl},$$

$$\delta = 10^{-9} \text{ Kl/sm}^2 = 10^{-5} \text{ Kl/m}^2,$$

$$a = 2 \text{ sm} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$d = 1 \text{ sm}.$$

$$A = ?$$



Masalaning yechilishi.

Zaryadlangan shardan B nuqtadagi maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon a^2} \quad (1)$$

q — shar zaryadi,

$$q = \delta \cdot S = \delta \cdot 4\pi r^2 \quad (2)$$

undan,

$$T = \frac{\delta \cdot 4\pi r^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon\alpha^2} = \frac{\delta \cdot r^2}{\epsilon_0\epsilon a^2} \quad (3)$$

ga teng bo'ladi.

Nuqtaviy zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi formuladan topiladi:

$$A = qU = qE \cdot d = q \frac{\delta \cdot r^2}{\epsilon_0\epsilon a^2} \Delta d$$

Hisoblaymiz:

$$A = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Kl} \cdot \frac{10^{-5} \frac{\text{Kl}}{\text{m}^2} \cdot (10^{-2} \text{ m})^2}{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot (2 \cdot 10^{-2})^2 \text{ m}^2} \cdot 10^{-2} \text{ m} = \frac{2 \cdot 10^{-15}}{1,77 \cdot 10^{-11}} \text{ J} = 1,13 \cdot 10^{-4} \text{ J}.$$

II bob. ELEKTR SIG'IM

1. Elektr sig'im

Tajribalar ko'rsatishicha, o'tkazgichning shakli va o'lchamligi o'zgarmaganda, o'tkazgichga qancha ko'p zaryad miqdori berilsa, uning potentsiali shuncha ko'p bo'ladi. Shuning uchun o'tkazgich zaryadi uning potentsialiga proporsional, ya'ni:

$$q = C \varphi \quad (1.1)$$

bunda o'zgarmas C kattalik o'tkazgichning shakli va o'lchamligiga bog'liq bo'lib, o'tkazgichning sig'imi deyiladi. Zaryad orttirmasini (1.1) formuladan topsak, unda:

$$\Delta q = C \cdot \Delta \varphi \quad (1.2)$$

bundan,

$$C = \frac{\Delta q}{\Delta \varphi} \quad (1.3)$$

(1.3) formuladan ko'rinib turibdiki, o'tkazgichning sig'imi son jihatdan o'tkazgichning potentsialini bir birlikga o'zgartiradigan zaryad miqdoriga teng bo'ladi. Sig'imning o'lchamligi

$$[C] = \frac{[q]}{[\varphi]} = \frac{M^{1/2} \cdot L^{3/2} \cdot T^{-1}}{M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}} = L$$

uzunlik o'lchamligiga teng ekan.

Bir jinsli dielektrikka tushirilgan r radiusli zaryadlangan sharning potentsiali (φ):

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1.4)$$

(1.1) va (1.4) formulalarni taqqoslab shar sig'imini topamiz, ya'ni:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r \quad (1.5)$$

$$C = \varepsilon r \quad (1.6)$$

Demak, SGSE sistemasida sig'imning birligi qilib 1 sm radiusli shar sig'imi qabul qilingan (vakuumda). SI sistemasida sig'im birligi qilib o'tkazgichning zaryadi bir Kulonga o'zgarganda potentsiali bir voltga o'zgaradigan o'tkazgichning sig'imi qabul qilingan. Bunday birlik **Farada** deyiladi va F harfi bilan belgilanadi.

$$1 F = \frac{1 \text{ Kl}}{1 \text{ V}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}}{\frac{1}{300} \text{ SGSE}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ SGSE} = 9 \cdot 10^{11} \text{ sm}$$

Elektr sig'imning birligi Farada juda katta miqdor bo'lganligi uchun amalda mikrofarada va pikofaradalardan foydalaniladi:

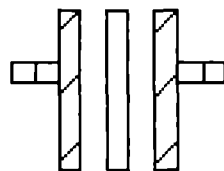
$$1 F = 10^6 \text{ mkF} = 10^{12} \text{ pF}.$$

2. Kondensatorning elektr sig'imi

Elektrotexnik va radiotexnik qurilma va asboblarda uchun juda katta elektr sig'imler zarur. Juda katta elektr sig'imni hosil qilish uchun o'tkazgichlar sistemasidan foydalaniladi. Bular *kondensatorlar* deb ataladi.

Yassi kondensator. Yassi kondensator ikkita metall plastinkadan (qoplamadan) tashkil topgan sistema. Bu plastinkalar orasiga qalinligi ularning o'lchamligidan kichik bo'lgan dielektrik qatlam qo'yiladi.

Agar plastinkalarning zaryadi teng va qarama-qarshi ishorali bo'lsa, u holda elektr maydon kuch chiziqlari musbat zaryadlangan plastinkadan boshlanib, manfiy zaryadlangan plastinkada tugaydi. Plastinkalar orasidagi masofa d kichik bo'lgani uchun maydon bir jinsli bo'ladi. Bunday maydonning kuchlanganligi potentsiallar farqi bilan quyidagi munosabatdan aniqlanadi:



28-rasm

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \quad (2.1)$$

Plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi d bo'lsa, unda maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (2.2)$$

(2.1) va (2.2) formulalardan s ni topamiz, ya'ni:

$$\delta = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \varepsilon \varepsilon_0 \quad (2.3)$$

Kondensatorning zaryadi bitta plastinkadagi zaryadga teng bo'ladi.

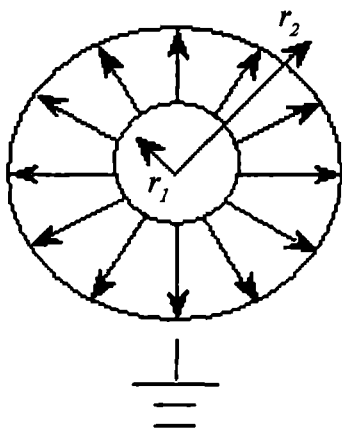
$$q = \delta \cdot S \quad (2.4)$$

S – bitta plastinkaning yuzasi. (2.3) formulani (2.4) formulaga keltirib qo'ysak, kondensatorning zaryadi uchun quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$q = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.5)$$

(2.1) va (2.5) formulalardan foydalansak, yassi kondensatorning sig'imi

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \quad (2.6)$$



29-rasm.

bo'ladi.

Sferik kondensator. Sferik qatlamli dielektrik bilan ajratilgan 2 ta sferik qatlamdan (shar shaklida) iborat sistema **sferik kondensator** deyiladi.

Agar ichki qatlamga musbat q zaryad berilsa, elektrostatik induksiya asosan, yerga ulangan tashqi qoplamada ($-q$) zaryad hosil bo'ladi. Sferik kondensatorning maydoni qoplamalar o'rtasida bo'ladi. Unda har bir qoplamaning potentsiali φ_1 va φ_2 ga teng bo'ladi.

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1} \quad (2.7)$$

$$\varphi_2 = \frac{q}{(4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2)}$$

Kondensatorda kuchlanish quyidagiga teng:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{q(r_2 - r_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2} \quad (2.8)$$

unda sferik kondensatorning elektr sig'imi, (2.1) ga asosan quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$$

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (2.9)$$

Agar $d = r_2 - r_1 \ll r$ bo'lsa, unda $r_2 = r_1 = r$ ni e'tiborga olsak, (2.9) quyidagiga teng bo'ladi:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}{d} \quad (2.10)$$

$4\pi r^2$ – sferik qoplamaning yuzasi, unda:

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d} \quad (2.11)$$

Demak, sferik qatlamlar orasidagi masofa sferaning radiusiga nisbatan ancha kichik bo'lsa, sferik va yassi kondensatorning formulalari mos tushar ekan.

3. Kondensatorlarni ulash

(2.11) formuladan ko'rinib turibdiki, yassi kondensatorning sig'imi plastinkalarning yuzasiga, ular orasidagi masofaga va dielektrikning singdiruvchanligiga bog'liq.

Kondensatorning sig'imini oshirish uchun plastinkaning yuzasini oshirish, ular orasidagi masofani kamaytirish kerak. Undan tashqari, (ϵ) dielektrik singdiruvchanligi katta bo'lgan dielektrikni tanlash zarur.

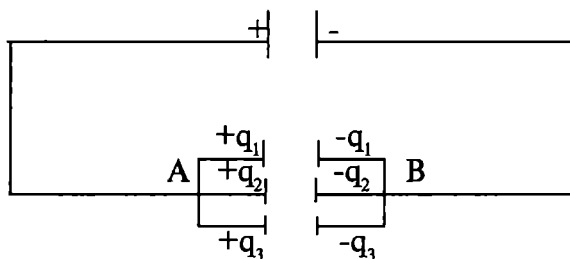
Kondensator plastinkalari bir-biriga juda yaqinlashtirilsa, dielektrik qatlamda elektr maydon kuchlanganligi $E = U/d$ oshib ketadi. Har bir dielektrik uchun elektr maydon kuchlanganligining maksimal chegaraviy qiymati mavjud: bu qiymat chegara oshsa dielektrikda tok katta kuch olib dielektrikning buzilishiga (teshilishiga) olib keladi.

Shuning uchun kondensator plastinkalari orasidagi masofani ma'lum bir (d_{min}) qiymatdan kamaytirish mumkin.

Agar d o'zgaras bo'lsa, plastinkalar orasidagi kuchlanishni ma'lum bir ($U_{maks}=E_t \cdot d$) qiymatdan oshirish mumkin emas.

Ma'lum bir ishchi kuchlanishda sig'imni oshirish uchun kondensatorlar parallel ulanadi (batareya hosil qilinadi).

30-rasmda ko'rsatilganidek, uchta kondensator parallel ulangan batareyaning elektr sig'imini hisoblaylik.



30-rasm.

Parallel ulangan kondensatorlarning sigimi S_1 , S_2 va S_3 , ularning zaryadlari mos ravishda q_1 , q_2 va q_3 ga teng.

Potensiallar farqi kondensatorlarda bir xil va U ga teng bo'lsin. Unda (2.1) formulaga asosan har bir kondensatorning zaryadi quyidagiga teng bo'ladi:

$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \quad q_3 = C_3 U \quad (3.1)$$

Rasmda ko'rsatilgan sistemaning umumiy zaryadi q ,

$$q_1 = q_1 + q_2 + q_3 \quad (3.2)$$

(3.1) ni e'tiborga olib yozsak, unda:

$$q = C_1 U + C_2 U + C_3 U = (C_1 + C_2 + C_3) U \quad (3.3)$$

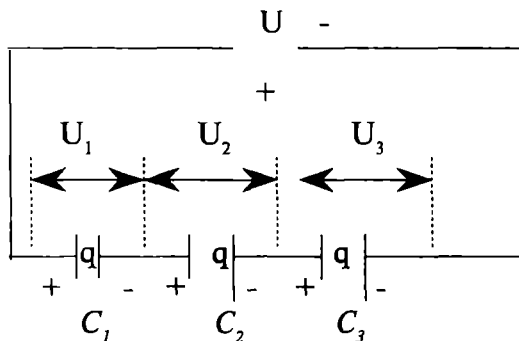
Sistemaning (batareya) umumiy elektr sig'imi umumiy zaryadning sistemaga qo'yilgan kuchlanish nisbatiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$C_y = C_1 + C_2 + C_3 \quad (3.4)$$

n ta kondensator parallel ulanganda, batareyaning umumiy elektr sig'imi parallel ulangan kondensatorlar sig'imlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$C_y = \frac{q}{U} = C_1 + C_2 + C_3. \quad (3.5)$$

31-rasmda ko'rsatilganidek kondensatorlarni ketma-ket ulaylik.



Agar kondensatorlar batareyasi (31-rasm) uchlariga U kuchlanish berilsa, unda eng chekkadagi kondensator plastinkalari har xil ishorali ($\pm q$) zaryadlar bilan zaryadlanadi. Elektrostatik induksiya hodisasiga asosan boshqa kondensatorlarning plastinkalari xuddi (31-rasmda ko'rsatilganidek) shunday zaryadlar bilan zaryadlanadi. Har bir kondensatordagi kuchlanish:

$$U_1 = \frac{q}{C_1}; U_2 = \frac{q}{C_2}; U_3 = \frac{q}{C_3}. \quad (3.6)$$

Batareyadagi umumiy kuchlanish har bir kondensator qoplamalaridagi kuchlanishlar yig'indisiga teng, ya'ni:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) \quad (3.7)$$

U/q nisbat batareya umumiy sig'imining teskari qiymatiga teng:

$$\frac{1}{C_v} = \frac{U}{q} = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) \quad (3.8)$$

Demak, kondensatorlar ketma-ket ulanganda, sistema (batareya) umumiy sig'imining teskari qiymati sistemadagi har bir kondensator sig'implarining teskari qiymatlari yig'indisiga teng:

$$\frac{1}{c} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{c_i} \quad (3.9)$$

4. Elektr maydon energiyasi

O'tkazgich q zaryad bilan zaryadlangan bo'lsa, uning atrofida elektr maydon hosil bo'ladi va o'tkazgich potentsiali $\varphi=q/c$ qiymatga teng bo'ladi. O'tkazgich zaryadini dq qiymatga oshirish uchun elektrostatik maydon kuchlariga qarshi ish bajarish kerak, bu ish zaryadlangan o'tkazgichning elektr energiyasi oshishiga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$dA = dW = \varphi dq = C \varphi d\varphi \quad (4.1)$$

O'tkazgichni nol potentsialdan ma'lum j potentsialgacha zaryadlash uchun ish bajarish kerak, ya'ni (4.1) dan integral olsak, quyidagi formula kelib chiqadi:

$$A = W = \int_0^{\varphi} C \varphi d\varphi = \frac{C \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} \quad (4.2)$$

Yuqorida bayon qilingan fikrlarni zaryadlangan yassi kondensatorning maydoni uchun ham yozishimiz mumkin, ya'ni zaryadlangan kondensatorning elektrostatik energiyasi:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 \quad (4.3)$$

Yassi kondensatorning sig'imi $C = \varepsilon_0 \varepsilon S / (d)$, potentsiallar farqi $U = E \cdot d$ ekanligini hisobga olsak, (4.3) quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$W = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 V \quad (4.4)$$

bu yerda, E — kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon kuchlanganligi, $V = Sd$ — uning hajmi.

Elektr maydon bir jinsli bo'lgani uchun energiya butun hajm bo'yicha tekis taqsimlanadi. Kondensator elektr maydoni energiya zichligi ω quyidagi formuladan topiladi:

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \quad (4.5)$$

Shunday qilib, yassi kondensator elektr maydoni energiya zichligi elektr maydon kuchlanganligining kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan. Elektr maydon energiyasining zichligi har qanday elektr maydonga xos tavsif hisoblanadi.

Masalalar

1-masala. 100 V potentsialgacha zaryadlangan metall shar sirtida nechta elektron mavjud? Shar diametri 4 sm.

Berilgan.

$$\varphi = 100V,$$

$$R = \frac{d}{2} = \frac{4}{2} = 2 \text{ sm} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m},$$

$$\epsilon = 1,$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}.$$

$$N = ?$$

Masalaning yechilishi.

Metall shar sig'imi (C):

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (1)$$

Shar zaryadi:

$$q = C\varphi \quad (2)$$

(2) formulaga (1) ni keltirib qo'ysak, quyidagi formulani hosil qilamiz.

$$q = 4\pi\epsilon_0\epsilon R\varphi \quad (3)$$

Shar sirtidagi zaryadni, bitta elektron zaryadiga (e) bo'lsak, shar sirtidagi elektronlar sonini topamiz, ya'ni:

$$N = \frac{q}{e} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R\varphi}{e} \quad (4)$$

Hisoblaymiz:

$$N = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot 100V}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}} = 1,37 \cdot 10^8.$$

2-masala. Potensiallar farqi 200 V bo'lgan zaryadlangan havoli yassi kondensatorning sig'imi va plastinkadagi zaryad sirt zichligini toping. Plastinkaning yuzasi $0,25 \text{ m}^2$, plastinkalar orasidagi masofa 1 mm ga teng.

Berilgan.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 200 \text{ V},$$

$$S = 0.25 \text{ m}^2,$$

$$d = 1 \text{ mm} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m},$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}},$$

$$\epsilon = 1$$

$$C = ?$$

$$\delta = ?$$

Masalaning yechilishi.

Yassi kondensatorning sig'imi quyidagi formuladan topiladi:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}, \quad (1)$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (2)$$

Plastinkadagi zaryadning sirt zichligi:

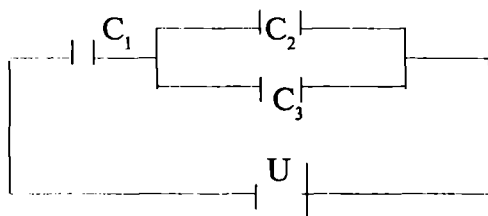
$$\delta = \frac{q}{S} = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)}{S} \quad (3)$$

Hisoblaymiz:

$$C = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 1 \cdot 0,25 \text{ m}^2}{10^{-3} \text{ m}} = 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ F},$$

$$\delta = \frac{200 \text{ V} \cdot 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ F}}{0,25 \text{ m}^2} = 1,8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Kl}}{\text{m}^2}.$$

3-masala. Kondensatorlar batareyasi (sistemi) U kuchlanishga sxemada ko'rsatilganidek ulangan. Har bir kondensatordagi zaryad miqdorini toping.



Berilgan:

$$\begin{array}{ll} C_1, & q_1=? \\ C_2, & q_2=? \\ C_3, & q_3=? \\ U. & \end{array}$$

Masalaning yechilishi.

Sistemaning umumiy sig'imi quyidagi formuladan topiladi:

$$\frac{1}{C_y} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2 + C_3} \quad (1)$$

bundan,

$$C_y = \frac{C_1(C_2 + C_3)}{C_1 + C_2 + C_3} \quad (2)$$

Sistemaning umumiy zaryadi — q :

$$q = U \cdot C_y = U \frac{C_1(C_2 + C_3)}{C_1 + C_2 + C_3} \quad (3)$$

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda umumiy zaryad har bir kondensatordagi zaryadga teng bo'ladi.

Shuning uchun C_1 kondensatordagi zaryad $q_1=q$; C_2 va C_3 Kondensatorlardagi umumiy zaryad:

$$q_2 + q_3 = q.$$

Bundan tashqari, C_2 , C_3 parallel ulangani uchun U_2 va U_3 bir biriga teng, ya'ni:

$$U_2 = U_3 = \frac{q_2}{C_2} = \frac{q_3}{C_3} \quad (4)$$

Yuqorida yozilgan tenglamalar sistemasini yechib, quyidagi formulalarni hosil qilamiz:

$$q_1 = \frac{UC_1(C_2 + C_3)}{C_1 + C_2 + C_3}$$

$$q_2 = \frac{UC_1C_2}{C_1 + C_2 + C_3}$$

$$q_3 = \frac{UC_1C_3}{C_1 + C_2 + C_3}$$

4-masala. Yassi kondensator qoplamasi (plastinka) ning yuzasi $S=0,2 \text{ m}^2$, qoplamalar orasidagi masofa $0,5 \text{ mm}$ ga teng. Kondensator plastinkalari orasida $0,3 \text{ mm}$ qalinlikdagi slyuda ($\epsilon=7$) da qolgan qismida esa havo mavjud. Kondensatorning sig'imini toping.

Berilgan.

$$S=0,2 \text{ m}^2,$$

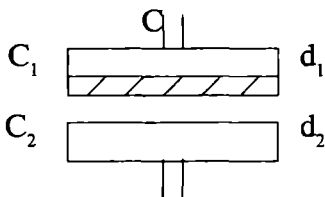
$$d=0,5 \text{ mm}=5 \cdot 10^{-4} \text{ m},$$

$$\epsilon_1=7, \epsilon_2=1,$$

$$d_1=0,3 \text{ mm}=3 \cdot 10^{-4} \text{ m},$$

$$d_2=0,2 \text{ mm}=2 \cdot 10^{-4} \text{ m}.$$

$$C=?$$



Masalaning yechilishi.

Bu masalada kondensator C ni ketma-ket ulangan ikkita kondensator deb qarash mumkin. C_1 va C_2 , ya'ni:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (1)$$

bundan

$$C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad (2)$$

Dielektrigi $\epsilon=7$ bo'lgan havoli kondensatorning sig'imini quyidagi formuladan topamiz:

$$C_1 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S}{d_1} \quad (3)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S}{d_2} \quad (4)$$

(3) va (4) ni (2) ga qo'ysak, kondensatorning sig'imi:

$$C = \frac{\frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S}{d_1} \cdot \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S}{d_2}}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_1 S}{d_1} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S}{d_2}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 \epsilon_2 S}{\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1} \quad (5)$$

Hisoblaymiz:

$$C = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 7 \cdot 1 \cdot 0,2 m^2}{7 \cdot 2 \cdot 10^{-4} + 1 \cdot 3 \cdot 10^{-4}} = 7,3 \cdot 10^{-9} F$$

5-masala. Yassi kondensator qoplamalari orasidagi masofa 1 sm ga teng bo'lganda unga 300 V potentsiallar farqi berilgan. Kondensator qoplamalari orasiga shishadan qilingan $0,5 \text{ sm}$ qalinlikdagi va parafindan qilingan $0,5 \text{ sm}$ qalinlikdagi plastinkalar joylashtirilgan. Plastinkaning yuzasi 100 sm^2 . Har bir qatlamdagi elektr maydon kuchlanganligi, potentsiallar farqi va kondensatorning sig'imini toping.

Berilgan.

$$U = 300 \text{ V},$$

$$d = 1 \text{ sm} = 10^{-2} \text{ m},$$

$$d_1 = 0,5 \text{ sm} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m},$$

$$d_2 = 0,5 \text{ sm} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m},$$

$$S = 100 \text{ sm}^2 = 10^{-2} \text{ m}^2.$$

$$\epsilon_1 = 6,$$

$$\epsilon_2 = 2.$$

$$E_1 = ?$$

$$E_2 = ?$$

$$U_1 = ?$$

$$U_2 = ?$$

$$C = ?$$

Masalaning yechilishi.

Har bir qatlamdagi elektr maydon kuchlanganligi E_1 va E_2 :

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2 \quad (1)$$

Har bir qatlamdagi kuchlanishlar yig'indisi umumiy kuchlanishga teng:

$$U=U_1+U_2 \quad (2)$$

yoki

$$U=E_1d_1+E_2d_2 \quad (3)$$

(1) dan E_2 ni topib (3) formulaga qo'ysak, quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$U = E_1d_1 + \frac{\epsilon_1}{2} E_1d_2 \quad (4)$$

bundan,

$$E_1 = \frac{\epsilon_2 U}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2} \quad (5)$$

Kondensatorning umumiy sig'imi:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (6)$$

Bundan, $C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d_1}$, $C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d_2}$ kelib chiqadi.

Hisoblaymiz:

$$E_1 = \frac{300V \cdot 2}{6 \cdot 5 \cdot 10^{-3} m + 2 \cdot 5 \cdot 10^{-3} m} = 1,5 \cdot 10^4 \frac{V}{m}$$

$$E_2 = \frac{E_1 E_1}{E_2} = \frac{6}{2} \cdot 1,5 \cdot 10^4 \frac{V}{m} = 4,5 \cdot 10^4 \frac{V}{m};$$

$$U_1 = E_1 d_1 = 1,51 \cdot 10^4 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 75V;$$

$$U_2 = E_2 d_2 = 4,25 \cdot 10^4 \frac{V}{m} \cdot 5 \cdot 10^{-3} m = 225V;$$

$$C_1 = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 6 \cdot 10^2 m^2}{5 \cdot 10^{-3} m} = 1 \cdot 10^{-10} F;$$

$$C_2 = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 2 \cdot 10^{-2} m^2}{5 \cdot 10^{-3} m} = 0,34 \cdot 10^{-10} F;$$

$$C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} = \frac{1 \cdot 0,34 \cdot 10^{-20}}{1,34 \cdot 10^{-10}} = 2,6 \cdot 10^{-9} \text{ F} .$$

6-masala. Kondensator rasmda ko'rsatilganidek ulangan. Kondensatorlar batareyasining A va B nuqtalaridagi umumiy sig'imini toping. Har bir kondensatorning sig'imi $C_0 = 2 \text{ mkF}$.

Bu kondensatorlar batareyasi to'rtta parallel o'zakdan iborat:

ALB, AFB, ADB, AEB

Har bir o'zakda 2 ta kondensator ketma-ket ulangan va u teng

$$C_I = \frac{C_0 \cdot C_0}{C_0 + C_0} = \frac{2 \cdot 2}{2 + 2} = 1 \text{ mkF}$$

Demak,

$$C_{um} = C_I + C_{II} + C_{III} + C_{IV} = 4 \text{ mkF}.$$

7-masala. 2 mkF va 8 mkF kondensatorlar ketma-ket ulanib, 200 V kuchlanishli manbaga ulangan. Har bir kondensatordagi potentsiallar farqi va energiyasini aniqlang.

Berilgan.

$$C_1 = 2 \text{ mkF},$$

$$C_2 = 8 \text{ mkF},$$

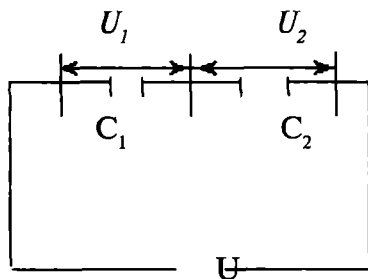
$$U = 200 \text{ V},$$

$$U_1 = ?$$

$$U_2 = ?$$

$$W_1 = ?$$

$$W_2 = ?$$



Masalaning yechilishi.

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda (q) zaryad miqdori bir xil bo'ladi, Kondensatorlardagi kuchlanish:

$$U_1 = \frac{q}{C_1} \quad (1)$$

$$U_2 = \frac{q}{C_2} \quad (2)$$

Batareyadagi zaryad:

$$q = C \cdot U. \quad (3)$$

Batareyaning umumiy sig'imi:

$$C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad (4)$$

Undan:

$$q = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \cdot U; \quad (5)$$

$$U_1 = \frac{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} U}{C_1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} U; \quad (6)$$

$$U_2 = \frac{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} U}{C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} U. \quad (7)$$

Kondensatorlardagi energiya:

$$W_1 = \frac{C_1 U_1^2}{2},$$

$$W_2 = \frac{C_2 U_2^2}{2} \quad (8)$$

Hisoblaymiz:

$$U_1 = \frac{8 \text{ mkF} \cdot 200 \text{ V}}{2 \text{ mkF} + 8 \text{ mkF}} = 160 \text{ V},$$

$$U_2 = \frac{2 \text{ mkF} \cdot 200 \text{ V}}{2 \text{ mkF} + 8 \text{ mkF}} = 40 \text{ V},$$

$$W_1 = \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ F} \cdot (160 \text{ V})^2}{2} = 2,56 \cdot 10^{-2} \text{ J},$$

$$W_2 = \frac{8 \cdot 10^{-6} \text{ F} \cdot (40 \text{ V})^2}{2} = 0,64 \cdot 10^{-2} \text{ J}.$$

9-masala. Qoplamalari orasidagi masofa 2 sm ga teng bo'lgan havoli yassi kondensator 3000 V kuchlanishgacha zaryadlangan. Agar

tok manbaini uzmasdan qoplamalar orasidagi masofani 5 sm ga yetkazsak, elektr maydon kuchlanganligi nimaga teng bo'ladi? Kondensatorning energiyasini boshlang'ich va keyingi holatda hisoblang. Qoplamaning yuzasi 100 sm^2 ga teng.

Berilgan.

$$U=300 \text{ V},$$

$$S=100 \text{ sm}^2=10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$d_1=2 \text{ sm}=2 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$d_2=5 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}.$$

$$E_2 = ?$$

$$W_1 = ?$$

$$W_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Havoli yassi kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{U}{d} \quad (1)$$

Kondensator qoplamalari orasidagi masofa d_1 va d_2 bo'lganda uning energiyasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E = \frac{1}{2} qU \quad (2)$$

yoki

$$E \frac{1}{2} CU^2 \quad (3)$$

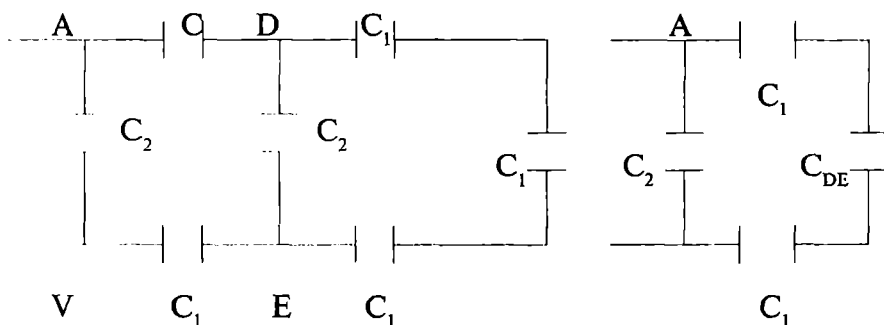
Hisoblaymiz:

$$E = \frac{3000 \text{ V}}{5 \cdot 10^{-2} \text{ m}} = 6 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$W_1 = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 (3 \cdot 10^3)^2 \text{ V}^2}{2 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

$$W_2 = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{F}}{\text{m}} \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 (3 \cdot 10^3)^2 \text{ V}^2}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}} = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

10-masala. Kondensatorlar rasmda ko'rsatilganidek batareyaga ulangan. Batareyaning umumiy sig'imini A va V nuqtalarda toping.



Masalaning yechilishi.

Batareyaning DE qismi uchun umumiy sig'imni topsak,

$$C_{DE} = C_2 + C, \quad (1)$$

$$C = \frac{C_1}{3}, \quad (2)$$

$$C_{DB} = C_2 + \frac{C_1}{3} = \frac{3C_2 + C_1}{3}. \quad (3)$$

Endi bu sxemadagi umumiy batareyaning sig'imini topish uchun, avvalo uchta kondensator C_1 , C_{DE} va C_1 ketma-ket ulanganligini hisobga olamiz (C_2 parallel bo'ladi):

$$\frac{1}{C''} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_{DE}} + \frac{1}{C_1} = \frac{2}{C_1} + \frac{3}{3C_2 + C_1} = \frac{6C_2 + 2C_1 + 3C_1}{C_1(3C_2 + C_1)}$$

$$C'' = \frac{3C_1C_2 + C_1^2}{6C_2 + 5C_1}. \quad (4)$$

Unda,

$$C_{AV} = C_2 + \frac{3C_1C_2 + C_1^2}{6C_2 + 5C_1}.$$

Hisoblaymiz:

$$C_{AV} = 1 + C_{AV} = \frac{3 \cdot 1 \cdot 2 + 4}{6 \cdot 1 + 5 \cdot 2} = 1 + \frac{10}{16} = \frac{26}{16} = 1,6 \text{ mKf}.$$

III bob. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI. METALLARDA ELEKTR TOKI

1. Elektr toki to'g'risida tushuncha

Elektr zaryadlari harakatiga bog'liq hodisalar va jarayonlar elektr ta'limotining elektrodinamika bo'limini tashkil etadi. Elektrodinamika bu elektr toki bilan bog'liq bo'lgan hodisalar to'g'risidagi ta'limot. Elektr zaryadlarining har qanday tartibli harakatiga **elektr toki** deb aytiladi. Masalan, elektrostatik mashina yordamida tok o'tkazuvchi jismni ma'lum bir potentsialgacha zaryadlasak, so'ng uni o'tkazgich yordamida yerga ulasak, bu jismdagi zaryadlarning statik holati buziladi, ya'ni zaryadlarning tartibli harakati hosil bo'ladi. Bu misolda zaryadlangan jism va yerning potentsiali tenglashgunga qadar o'tkazgichda tok mavjud bo'ladi. Razryadlanish holatida zaryadlangan jismning energiyasi kamayib boradi. Tok o'tishi natijasida elektr energiya boshqa tur energiyalarga aylanadi (masalan, issiqlik, kimyoviy va boshqalar). Elektr toki o'zgarmas bo'lishi uchun o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish o'zgarmas bo'lishi kerak. O'tkazgich uchlarida o'zgarmas kuchlanishni hosil qilib turadigan qurilmalar **tok manbalari** deb yuritiladi. Tok manbalarida boshqa tur energiyalar elektr energiyaga aylanadi. Masalan, elektrostatik mashinada mexanik energiya elektr energiyaga aylanadi, akkumulyatorlarda va galvanik elementlarda kimyoviy reaksiyalarda hosil bo'layotgan energiya elektr energiyaga aylanadi va h.k.

Shunday qilib, o'tkazuvchi tokning hosil bo'lishi va mavjudligi uchun ikkita shart bo'lishi kerak.

Birinchi shart — shu muhitda (jismda) zaryad tashuvchilar bo'lishi kerak, ya'ni zaryadlangan zarrachalarning mavjudligi va ularning muhitda harakatlana olishi. Bunday zarrachalarga metallarda elektronlar, elektrolitlarda musbat va manfiy ionlar, gazlarda esa musbat ionlar va elektronlar kiradi.

Ikkinchi shart — muhitda elektr maydonning mavjud bo'lishi. Shu elektr maydonning energiyasi elektr zaryadlarning ko'chishiga sarflanishi zarur.

Tokning yo'nalishi qilib shartli ravishda musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi qabul qilingan.

2. Tok kuchi. Tok zichligi

Biror o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan o'tayotgan tokni tavsiflash uchun tok kuchi tushunchasi kiritiladi. **Tok kuchi** deb shunday fizik katalikka aytiladiki, u son jihatdan vaqt birligi ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan o'tayotgan zaryad miqdoriga teng.

Masalan, dt elementar vaqt birligida o'tkazgichning S ko'ndalang kesimidan dq zaryad miqdori o'tayotgan bo'lsa, unda tok kuchining oniy qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (2.1)$$

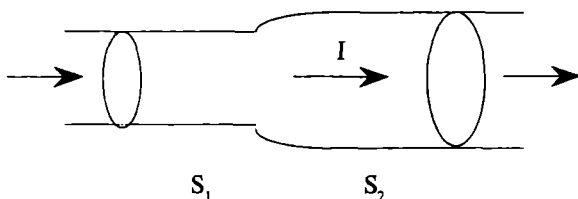
Agar tok kuchi va uning yo'nalishi vaqt davomida o'zgarmas bo'lsa, unda tokni o'zgarmas deb yuritiladi.

O'zgarmas tok kuchi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$I = \frac{q}{t} \quad (2.2)$$

bu yerda, q — o'tkazgichning S ko'ndalang kesimidan t vaqt davomida o'tayotgan zaryad miqdori.

O'tkazgichdagi tok o'zgarmas bo'lishi uchun, o'tkazgichning ma'lum bir S_1 ko'ndalang kesimidan bir birlik vaqt ichida qancha zaryad miqdori o'tsa, boshqa S_2 kesimidan ham shuncha zaryad miqdori o'tishi kerak.



32-rasm.

Shunday qilib, o'zgarmas tok kuchi I o'tkazgichning barcha kesimlarida bir xil bo'ladi.

Xalqaro birliklar sistemasida (SI) tok kuchining birligi qilib **Amper** (A) qabul qilingan.

O'tkazgichning istalgan ko'ndalang kesimidan 1 sekund vaqt ichida o'tayotgan zaryad miqdori 1 Kulon (Kl) ga teng bo'lsa, tok kuchining birligi 1 Amperga (A) teng bo'ladi:

$$I A = 1 \text{ Kl/s}$$

Tok kuchining birligi *SGSE* birliklar sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$I \text{ SGSE}_j = I \frac{\text{SGSE}_q}{S}$$

Shunday qilib,

$$I A = I \frac{\text{Kl}}{s} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}$$

Elektr toki miqdor jihatdan tok zichligi tushunchasi bilan ham tavsiflanadi. Tok zichligi — o'tkazgichning birligi: ko'ndalang kesim yuzasiga to'g'ri kelgan tok kuchi bilan aniqlanadi.

O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasi bo'yicha (*S*) tok teng taqsimlanganda tok zichligi *j* quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = \frac{I}{S} \quad (2.3)$$

O'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha tok notekis taqsimlansa, unda (2.3) formula tok zichligining o'rtacha qiymatini aniqlaydi.

Tok zichligining haqiqiy qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = \frac{dI}{dS} \quad (2.4)$$

bu yerda, *dI* - tok yo'nalishiga perpendikulyar qo'yilgan elementar *dS* yuzadan o'tayotgan tok.

Xalqaro birliklar sistemasida (*SI*) tok zichligi *A/m²* da o'lchanadi. (2.3) formuladan ixtiyoriy *S* yuzadan o'tayotgan tok kuchi quyidagiga teng:

$$I = \int_S j \cdot dS \quad (2.5)$$

Tajribalar o'zgarmas tokning zichligi, bir jinsli o'tkazgichning butun kesimi bo'yicha o'zgarmas ekanligini ko'rsatadi. Shuning uchun o'zgarmas tok uchun (2.5) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

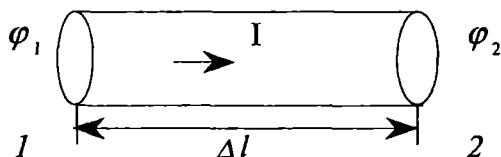
$$I = j \cdot S \quad (2.6)$$

O'zgarmas tok zanjirida har xil ko'ndalang kesimli o'tkazgichlar uchun (*S₁*, *S₂*) quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$j_1 : j_2 = S_2 : S_1 \quad (2.7)$$

3. Zanjirning bir qismidagi kuchlanish

Tokli zanjirning bir qismini ajratib olaylik (33-rasm):



33-rasm.

O'tkazgichning 1 – ko'ndalang kesimli joyidagi potentsiali — φ_1 ; 2 – kesimli joyidagi potentsiali — φ_2 ; bu holatda o'tkazgich (1.2) uchlaridagi kuchlanish:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (3.1)$$

Tok potentsialning kamayishi tomoniga yo'nalgan.

O'zgarmas tokda o'tkazgichning 1-kesimidan t vaqtda q zaryad miqdori o'tsa, 2-kesimidan shuncha, ya'ni q zaryad miqdori o'tadi.

Elektr kuchlari ta'sirida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU \quad (3.2)$$

(3.2) formuladan zanjirning bir qismidagi kuchlanishni aniqlaymiz:

$$U = \frac{A}{q} \quad (3.3)$$

Zanjirning bir qismidagi kuchlanish o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish bilan o'lchanadi.

Xalqaro birliklar sistemasida (SI) kuchlanish Voltlarda o'lchanadi.

Agar o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan (berilgan qismida) 1 Kulonga teng zaryad miqdorini ko'chirishda bajarilgan ish 1 Joulga teng bo'lsa, o'tkazgichning qismidagi kuchlanish 1 Voltga teng bo'ladi.

$$1V = \frac{1J}{1Kl}$$

Kuchlanishni o'lchashda elektrometrlardan foydalanish mumkin, amaliyotda esa voltmترلar qo'llaniladi.

4. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni

O'tkazilgan ko'pgina tajribalarga asoslanib, 1827-yilda G.Om o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishni (o'zgarmas temperaturada: $T = \text{const}$) undagi tok kuchiga nisbati o'zgarmas kattalik ekanligini aniqlagan, ya'ni:

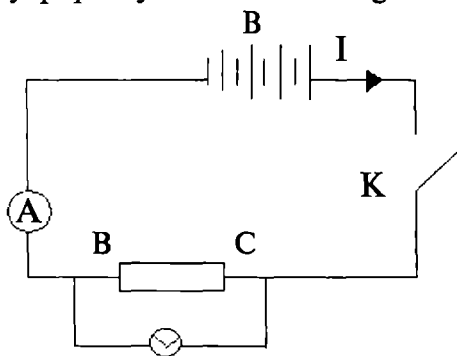
$$R = \frac{U}{I} \quad (4.1)$$

bu yerda, $U = \varphi_1 - \varphi_2$.

R — shu o'tkazgichni tavsiflovchi kattalikni Om o'tkazgich qarshiligi deb atagan.

O'tkazgich qarshiligi uning o'lchamligiga, shakliga, moddaning tabiatiga va temperaturasiga bog'liq. G.Om aniqlagan qonuniyatni quyidagi tajribada isbotlaymiz.

34-rasmda yopiq zanjir chizmasi keltirilgan. Bu zanjirda ketma-ket



34-rasm.

ulangan galvanik elementlardan tashkil topgan (B) manba, K — kalit, BC o'tkazgich, A — ampermetr va BC o'tkazgichga parallel V voltmetr ulangan. K — kalit ulanganda zanjir bo'yicha tok o'tadi, BC o'tkazgichdagi tok kuchini ampermetr yordamida aniqlaymiz. BC o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishni elektrostatik voltmetr orqali o'lchaymiz, natijada kuchlanishning tok kuchiga nisbati aniqlanadi. So'ng manbadagi galvanik elementlar soni oshiriladi. Buning natijasida BC o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish va tok kuchi oshadi, lekin

barcha tajribalarda kuchlanishning tok kuchiga nisbati o'zgarmas kattalik ekanligini ko'ramiz.

(4.1) tenglamadan quyidagi formulani aniqlaymiz:

$$U=I \cdot R \quad (4.2)$$

$$I = \frac{U}{R} \quad (4.3)$$

(4.3) formula Om qonunini ifodalaydi. Shunday qilib, o'tkazgichdagi tok kuchi o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional va o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsional ekan. O'tkazgich qarshiligiga teskari bo'lgan kattalik *o'tkazuvchanlik* deyiladi:

$$G = \frac{1}{R} \quad (4.4)$$

(4.1) formulaga asoslanib o'tkazgich qarshiligining o'lchov biriligi aniqlaymiz.

Qarshilik biriligi qilib shunday o'tkazgichning qarshiligi qabul qilinganki, agar uning uchlaridagi kuchlanish 1 V ga teng bo'lganda, o'tkazgichda hosil bo'lgan tok kuchi 1 A teng bo'lsa, bu qarshilik biriligi 1 Om deb atalgan, ya'ni:

$$1\text{ Om} = \frac{1\text{ V}}{1\text{ A}} = \frac{\frac{1}{300} \text{ SGSE}_u}{3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}_j} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ CGSE}_R$$

Har bir o'tkazgich uchun tok kuchining kuchlanishga bog'liqligi mavjud $[I=f(U)]$. Bu bog'lanish har bir o'tkazgich uchun Volt-Amper tavsifi deyiladi.

Om qonuni o'tkazgichdagi tok kuchi uning uchlaridagi kuchlanishga chiziqli bog'lanishda ekanligini ifodalaydi.

5. O'tkazgich qarshiligi

Har xil moddalardan (metallardan) va o'lchamliklarga ega bo'lgan o'tkazgichlarning qarshiligi o'rganilganda quyidagi xulosaga kelingan, ya'ni bir jinsli moddadan yasalgan o'tkazgichning qarshiligi uning uzunligiga (l) to'g'ri proporsional, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasiga (S) teskari proporsional ekan:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (5.1)$$

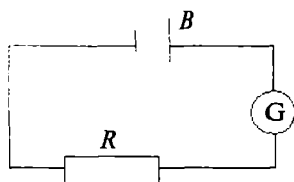
bu yerda r - moddaning solishtirma qarshiligi deyiladi.

Solishtirma qarshilikka teskari bo'lgan kattalik

$$\gamma = \frac{1}{c} \quad (5.2)$$

moddaning *solishtirma o'tkazuvchanligi* deyiladi. Solishtirma qarshilikning o'lchov birligi $\text{Om}\cdot\text{m}$.

Moddaning solishtirma qarshiligi uning holatiga bog'liq. Masalan, temperaturaga. O'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, temperatura oshishi bilan o'tkazgich qarshiligi ham oshar ekan. Masalan, bu holatni quyidagi tajriba orqali ko'rish mumkin.



35-rasm.

35-rasmda ko'rsatilgan zanjirni yig'amiz, bunda B — manba (akkumulyator), G — galvanometr, R — o'tkazgich qarshiligi. O'tkazgichni qizdirganimizda galvanometr ko'rsatishi kamayadi, bu esa o'tkazgichning qarshiligini ortishidan dalolat beradi.

O'tkazgich solishtirma qarshiligining temperaturaga bog'liqligi shu modda qarshiligining temperaturaviy koeffitsiyenti bilan tavsiflanadi:

$$\alpha = \frac{1}{c} \cdot \frac{dc}{dt} \quad (5.3)$$

Qarshilikning temperaturaviy koeffitsiyenti har xil temperaturalarda farq qiladi. Lekin ko'p metallardan yasalgan o'tkazgichlar uchun α ni temperaturaga bog'liqligi katta emas.

Juda katta bo'lmagan temperatura intervalida o'tkazgich qarshiligi-ning temperaturaga bog'liqligi chiziqli qonuniyat bilan ifodalanadi:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$$

bu yerda, ρ_0 (5.4) $^\circ\text{C}$ da o'tkazgichning solishtirma qarshiligi.

Ko'p metallar uchun

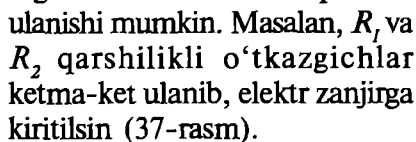
$$\alpha = \frac{1}{273} = 0,004 \frac{1}{\text{grad}}$$

Barcha elektrolitlarning qarshiligi (metallardan farqliroq) temperatura oshishi bilan kamayadi. Bu moddalar qarshiligining temperaturaviy koeffitsiyenti manfiy bo'ladi.

36-rasm. 36-rasmda moddaning solishtirma qarshiligini temperaturaga bog'liqligi ko'rsatilgan.

6. O'tkazgichlarni ketma-ket va parallel ulash

Elektr zanjirlarni tuzishda o'tkazgichlar ketma-ket va parallel



Tok kuchi ikkala o'tkazgichda bir xil, ya'ni $I = \text{const}$. Ammo har bir o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanish teng bo'lmaydi. Om qonuniga asosan $U_1 = IR_1$ va $U_2 = IR_2$ bo'ladi.

kuchlanish tushuvi ularning qarshiliklariga to'g'ri proporsional bo'ladi:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2} \quad (6.1)$$

Keltirilgan misolda ketma-ket ulangan ikkita oʻtkazgich uchlaridagi umumiy kuchlanish (U) har bir oʻtkazgich uchlaridagi kuchlanishlar yigʻindisiga teng boʻladi:

$$U = U_1 + U_2 \quad (6.2)$$

Ketma-ket ulangan ($R_1, R_2, \dots, R_n$ qarshilikli) n ta o'tkazgich uchun umumiy kuchlanish U ga teng:

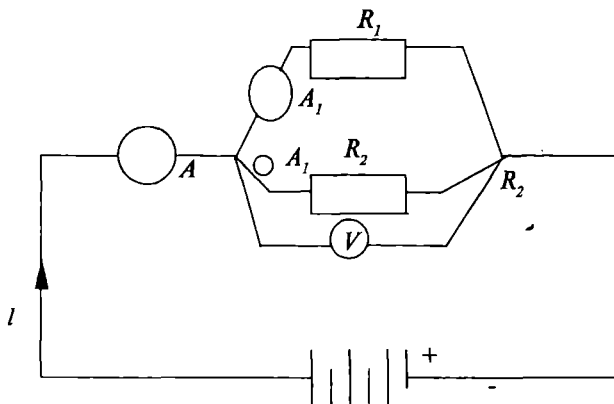
$$U=IR=U_1+U_2+...U_n=I(R_1+R_2+...R_n) . \quad (6.3)$$

Bundan kelib chiqadigan xulosa quyidagicha:

Ketma-ket ulangan n o'tkazgich elektr zanjirining umumiy qarshiligi har bir o'tkazgich qarshiliklarining yig'indisiga teng bo'lar ekan.

$$R=R_1+R_2+R_3+...R_n \quad (6.4)$$

Endi ikkita o'tkazgichning parallel ulanishini ko'rib chiqamiz (38-rasm).



37-rasm.

Zanjirning tarmoqlanmagan qismidagi (I) tok kuchi, tarmoqlangan qismlaridagi (I_1 , I_2) tok kuchlariga bo'linadi. Zaryad miqdorining saqlanish qonuniga asosan, elektr zanjirining umumiy (I) tok kuchi tarmoqlaridagi I_1 , I_2 elektr toki kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$I = I_1 + I_2 \quad (6.5)$$

Parallel ulangan o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish bir xil ($U=const$). Shuning uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$U=I_1R_1=I_2R_2 \quad (6.6)$$

bundan

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1} \quad (6.7)$$

O'tkazgichlar parallel ulanganda, o'tkazgichlardagi toklar nisbati o'tkazgichlarning qarshiliklari nisbatiga teskari proporsional.

Zanjirning to'la qarshiligini aniqlash uchun (6.5) formuladan foydalanamiz:

$$I = I_1 + I_2 = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} = U \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6.8)$$

yoki

$$I = \frac{U}{R} \quad (6.9)$$

Bu yerda, R - zanjirning umumiy qarshiligi (6.8) va (6.9) formulalarni tenglashtirib quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (6.10)$$

Agar n ta o'tkazgich parallel ulansa, unda (6.10) formulaga o'xshash formulani hosil qilamiz:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad (6.11)$$

$$\gamma = \frac{1}{R} \quad (6.12)$$

γ - kattalik o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi deyiladi. (6.12) hisobga olib (6.11) ni quyidagicha yozamiz:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \dots + \gamma_n \quad (6.13)$$

ya'ni n ta parallel ulangan o'tkazgichlardan tashkil topgan zanjirning elektr o'tkazuvchanligi o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi yig'indisiga teng.

7. O'zgarmas tok ishi va quvvati. Joule-Lenz qonuni

Kulon va tashqi elektr kuchlar o'tkazgichni ko'ndalang kesimidan birlik zaryadni ko'chirishda bajargan ishi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$dA = dq \cdot U \quad (7.1)$$

Agar zanjirning ma'lum qismidagi tok kuchi I bo'lsa, unda dt vaqtda $I \cdot dt$ teng zaryad miqdori o'tadi.

Shuning uchun shu zanjir qismida elektr toki bajargan ish:

$$dA = U \cdot I \cdot dt \quad (7.2)$$

Agar tok o'zgaras bo'lsa, unda t vaqtda bajarilgan ish:

$$A = I \cdot U \cdot t \quad (7.3)$$

Tok ishi tok manbaining energiya kattaligini boshqa tur energiyalarga o'tishini aniqlaydi.

Elektr toki quvvati vaqt birligi ichida tok bajarilgan ishga teng:

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (7.4)$$

(7.2) ni (7.4) ga keltirib qo'ysak, unda quvvat

$$N = I \cdot U \quad (7.5)$$

bu yerda: I — tok kuchi, U — zanjir qismidagi kuchlanish tushuvi.

Metall o'tkazgichlardan elektr toki o'tganda birdan-bir natija issiqlik miqdori ajralib chiqadi, ya'ni:

$$A = Q = I \cdot U \cdot t \quad (7.5)$$

Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni ifodasidan foydalansak ($U = I \cdot R$) unda (7.5) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$Q = I^2 \cdot P \cdot \tau \quad (7.6)$$

(7.5) va (7.6) formulalar Joul-Lens qonunini ifodalaydi, ya'ni:

Metall o'tkazgichlardan elektr toki o'tganda, ajralib chiqqan issiqlik miqdori, tok kuchining kvadratiga, o'tkazgichning qarshiligiga va tokning o'tish vaqtiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan.

Metall o'tkazgichlardan tok o'tishi natijasida zaryadlarning tartibli harakati hosil bo'ladi, bunda ular qarshilikka uchraydi, shuning uchun o'tkazgichdan issiqlik ajralib chiqadi.

Agar tok kuchi amperlarda, kuchlanish Voltlarda, vaqt sekundlarda o'lchansa, unda bajarilgan ish Joullarda o'lchanadi.

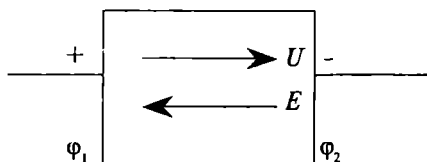
$$1 \text{ J} = 1 \text{ A} \cdot \text{V} \cdot \text{s}$$

Agar bajarilgan ish Joullarda, vaqt sekundlarda o'lchansa, quvvat Vattlarda o'lchanadi.

$$1 \text{ Vt} = \frac{\text{J}}{\text{s}} = 1 \text{ A} \cdot \text{V}$$

8. Berk zanjir uchun Om qonuni. Elektr yurituvchi kuch

O'tkazgichda o'zgarmas elektr tokini hosil qilish uchun, uning uchlarida tok manbalari yordamida uzluksiz ravishda potentsiallar farqini hosil qilib turish kerak. Har qanday manba ikkita qutbga ega. Potentsiali katta bo'lgan qutb **musbat**, potentsiali kichik bo'lgan qutb **manfiy qutb** deyiladi. Manba qutblari orasida potentsiallar farqi (kuchlanish) mavjud. Har qanday manba qarshilikka ega, uni odatda manbaning **ichki qarshiligi** deyiladi. 39-rasmda tok manbaining sxematik ko'rinishi keltirilgan (kimyo manbai, termo-element va boshqalar).



39-rasm.

Manbaning musbat qutbi potentsiali φ_1 va manfiy qutbning potentsialini φ_2 desak, unda manbaning qutblari orasidagi elektr kuchlanish:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2$$

Manba ichidagi, ya'ni qutblar orasidagi kuchlanish, bu yerda manbaning ichki qarshiligidagi kuchlanishdir.

Manba ichida, elektr zaryadlarning harakatiga elektr kuchlanishdan qandaydir boshqa sabablar ta'siri bo'lmaganda ichki qarshilik orqali musbat qutbdan manfiy qutbga qarab tok o'tadi va potentsiallar tenglashgunga qadar tok o'tishi davom etadi. Ammo ulanmagan manbalarda potentsiallar farqi uzoq muddat saqlanib turadi va manba ichida elektr toki bo'lmaydi. Buni shunday tushuntirishimiz mumkin, ya'ni manba ichida elektr kuchlarining tabiatidan farqliroq tashqi kuchlar mavjud. Bunda elektr kuchlari bir birlik zaryadni musbat qutbdan manfiy qutbga ko'chirishda bajargan ishi tashqi kuchlar bajargan ishga teng va qarama-qarshi bo'lar ekan.

Bir birlik zaryadni tashqi kuchlar ko'chirishida bajarilgan ish kattaligini **elektr yurituvchi kuch** (E.Yu.K.) deb yuritiladi.

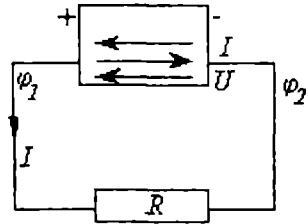
Tok manbalarini ko'pincha E.Yu.K. manbalari deb yuritiladi. E.Yu.K. ε harfi bilan belgilanadi. E.Yu.K. (ε) kuchlanish birliklarida, ya'ni voltlarda o'lchanadi. Manba ichida elektr yurituvchi kuchning ta'siri elektr kuchlanish ta'siriga qarama-qarshi yo'nalgan. Shuning uchun, E.Yu.K. manfiy qutbdan musbat qutb tomonga yo'nalgan. Ulanmagan manbada ($R=\infty$) qutblar orasidagi elektr kuchlanish son jihatdan elektr yurituvchi kuchga teng bo'lar ekan:

$$U = \varepsilon \quad (8.1)$$

bunda, R - zanjirning tashqi qarshiligi.

Agar manbaga tashqi qarshilik ulab, yopiq zanjir hosil qilsak, unda zanjir bo'yicha tok o'tadi.

40-rasmda ko'rsatilgan zanjirning tashqi qismida musbat zaryadning harakatini ko'rib chiqaylik. Elektr kuchlar, musbat zaryadni musbat qutbdan tashqi (R) qarshilik orqali manfiy qutbga ko'chiradi. Bu qutbdan musbat zaryad o'tganda unga elektr kuchlardan tashqari, zaryadning harakatiga to'siqlik qiluvchi tashqi kuchlar ham ta'sir qiladi.



40-rasm.

Zanjirda elektr toki bo'lganda, manbaning elektr yurituvchi kuchi, qutblar orasidagi kuchlanishdan katta bo'ladi. Bunda manba ichidagi tok, elektr yurituvchi kuch va kuchlanish farqining ta'siri hisobida hosil bo'ladi. Shuning uchun manba ichidagi tok Om qonuniga asosan quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$I = \frac{E - U}{r} \quad (8.2)$$

Zanjirning tashqi qismida esa tok kuchi:

$$I = \frac{U}{R} \quad (8.3)$$

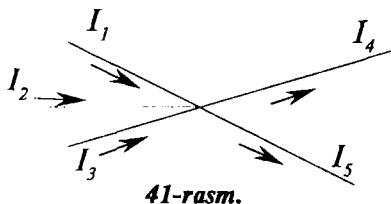
(8.2) va (8.3) tenglamalardan quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$I = \frac{E}{R + r} \quad (8.4)$$

(8.4) formula berk zanjir uchun Om qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: berk zanjirdagi tok kuchi kattaligi shu zanjirdagi elektr yurituvchi kuchning kattaligiga to'g'ri proporsional va zanjirning tashqi va ichki qarshiliklari yig'indisiga teskari proporsional.

9. Kirxgof qonunlari

Elektr zanjir tok manbalari va o'tkazgichlar majmuasidan tashkil topadi. Umumiy holatda elektr zanjir tarmoqlanmagan (murakkab) bo'lsa, unda tugunlar mavjud bo'ladi. Tarmoqlangan zanjirda (41-



rasm) kamida ikkita o'tkazgich birlashadigan nuqtaga tugun deb aytiladi.

Eng sodda elektr zanjirlarida tok kuchini hisoblashda Om qonunidan foydalaniladi.

Murakkab elektr zanjirlarida tokni hisoblashda Kirxgof qonunlari qo'llaniladi.

Kirxgofning birinchi qonuni tarmoqlanish tuguniga (nuqtaga) kirayotgan toklar va tugundan chiqayotgan toklar o'rtasida bog'lanishni aniqlaydi. Tarmoqlanish nuqtasi o'lchamga ega emas. Shuning uchun unda zaryad miqdori to'planmaydi.

Zaryadlarning saqlanish qonuniga asosan quyidagi xulosa kelib chiqadi: tarmoqlanish tuguniga (nuqtasiga) kirayotgan toklar yig'indisi, shu tugundan chiqayotgan toklar yig'indisiga teng. Kirxgofning I qonunini quyidagicha ta'riflashimiz ham mumkin: *har qanday zanjirning tarmoqlanish tugunida (nuqtasida) toklarning algebraik yig'indisi nolga teng.*

Agar tarmoqlanish tuguniga (nuqtaga) kirayotgan tok kuchini musbat, undan chiqayotgan tok kuchini manfiy deb qabul qilsak, unda 37-rasmda zanjir uchun quyidagi munosabatni yozamiz:

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (9.1)$$

n ta o'tkazgichni birlashtiruvchi ixtiyoriy tarmoqlanish tuguni (nuqtasi) uchun Kirxgofning birinchi qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0 \quad (9.2)$$

Kirxgofning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishda *energiyaning saqlanish qonunidan* keltirib chiqarishimiz mumkin.

Energiyaning saqlanish qonuni quyidagicha ta'riflanadi: *ya'ni izolyatsiyalangan sistemaning barcha energiyalari o'zgarishi yig'indisi nolga teng:*

$$\sum_i W_i = 0 \quad (9.3)$$

Agar energiya (har bir tarkibiy qismi uchun) o'zgarishi bajarilgan ishga teng bo'lsa,

$$\Delta A = \Delta W_i \quad (9.4)$$

unda izolyatsiyalangan sistemada barcha ishlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi:

$$\sum_i \Delta A_i = 0 \quad (9.4a)$$

Agar tok manbalarini elektr zanjir o'tkazgichlarini va atrof muhitni izolyatsiyalangan sistema deb qabul qilsak, unda energiyaning saqlanish qonuniga asosan har qanday elektr zanjirda maydon bajarayotgan ishlar va unga qarshi bajarilayotgan ishlar yig'indisi nolga teng bo'ladi.

O'zgarmas tokda elektr zanjir bo'yicha birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish kuchlanishning har xil tabiati bilan aniqlanadi. Shuning uchun, Kirxgof qonunini quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: *o'zgarmas tok elektr zanjirlarida har xil tabiatli maydon kuchlanishlarining algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.*

Elektr zanjirlarida faqat elektr kuchlanish, qarshilikdagi kuchlanish va elektr yurituvchi kuch (tashqi maydon kuchlanishi) mavjud bo'ladi. Kirxgofning ikkinchi qonuni umumiy ko'rinishini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\sum_{i=1}^n U_i + \sum_{k=1}^n U_k + \sum_{i=1}^n \varepsilon_k = 0 \quad (9.5)$$

bunda: U_i - i indeksi bilan belgilangan zanjir qismidagi kuchlanish,
 U_k - qarshilikdagi kuchlanish,
 ε_k - zanjir qismidagi E.Yu.K,
 n - yopiq zanjirning alohida qismlari soni.

Unda yopiq konturlar uchun elektr kuchlanishlarning yig'indisi nolga teng bo'ladi:

$$\sum_i U_i = 0 \quad (9.6)$$

Yopiq konturlar uchun (9.5.) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\sum_{k=1}^n \varepsilon_k + \sum_{k=1}^n U_k = 0 \quad (9.7)$$

Agar $U_k = I_k R_k$ hisobga olsak, unda quyidagini hosil qilamiz:

$$\sum_{k=1}^n \varepsilon_k = \sum_{k=1}^n I_k R_k \quad (9.8)$$

(9.8) formulaga asosan, Kirxgofning ikkinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi:

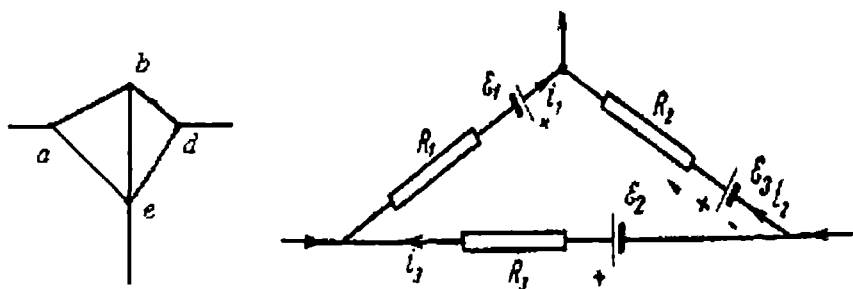
Har qanday yopiq kontur uchun elektr yurituvchi kuchlarning algebraik yig'indisi zanjir qismlarining qarshiligini undagi tok kuchiga ko'paytmasining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi.

(9.8) tenglamani tuzish uchun konturning aylanib o'tish yo'nalishini (soat strelkasi harakati bo'yicha yoki unga qarama-qarshi yo'nalishda) shartlashib olish kerak. Barcha toklar (I_k)ning yo'nalishi, konturning aylanib o'tish yo'nalishi bilan mos tushsa, unda ular musbat toklar deb hisoblanadi.

Agar ular hosil qilayotgan tok yo'nalishi konturning aylanib o'tish yo'nalishi bilan mos tushsa elektr konturning har xil qismlariga (joylariga) kiritilgan tok manbalari E.Yu.K. ($\mathcal{E}_k$) musbat deb hisoblanadi.

Masalan, 42-rasmda ko'rsatilgan $ABDE$ konturda, soat strelkasi harakati bo'yicha konturni aylanib o'tishda (9.8) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 + I_3 R_3 + I_4 R_4 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 \quad (9.9)$$



42-rasm.

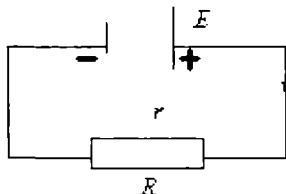
Keyingi paragraflarda masalalarni yechishda Kirxgof qonunlarining qo'llanishi keltirilgan.

10. Elektr yurituvchi kuch manbaining foydali ish koeffitsiyenti

Ma'lum bir r ichki qarshilikli tok manbai R qarshilikli tashqi zanjirga ulangan bo'lsin (43-rasm).

Zanjirda tok mavjud bo'lganda, elektr yurituvchi kuch (8.4) formuladan aniqlanadi:

$$\mathcal{E} = IR + Ir \quad (10.1)$$



43-rasm.

(10.1) tenglikning ikkala tomonini tok kuchi kattaligiga ko'paytirsak, quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$I\mathcal{E} = I^2 R + I^2 r \quad (10.2)$$

(10.2) tenglikdan ko'rinib turibdiki, elektr yurituvchi kuch manbasi ishlab chiqarayotgan quvvati ($N_o = I\mathcal{E}$) zanjirning tashqi ($N_1 = I^2 R$) va ichki ($N_2 = I^2 r$) qismlarida hosil bo'ladi.

Elektr yurituvchi kuch manbaining foydali ish koeffitsiyenti (η) deb, elektr zanjirning tashqi qismida hosil bo'layotgan quvvatni (N_1), manba hosil qilayotgan quvvat (N_o) kattaligiga nisbatiga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$\eta = \frac{N_1}{N_o} \quad (10.3)$$

$N_o = I \cdot \mathcal{E}$ va $N_1 = I \cdot U$ ni hisobga olsak (10.3) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\eta = \frac{U}{\mathcal{E}} \quad (10.4)$$

Shunday qilib, tok manbaining foydali ish koeffitsiyenti tashqi zanjirdagi kuchlanishlarni elektr yurituvchi kuch kattaligiga nisbatiga teng bo'lar ekan.

Agar tashqi zanjirda energiya iste'molchisi sifatida faqat o'tkazgichlar bo'lsa, unda manbaining energiyasi issiqlik tariqasida ajralib chiqadi.

Bu holatda $U = IR$, $\mathcal{E} = I(R + r)$ ning tengligini hisobga olsak (10.4)ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\eta = \frac{R}{R + r} = \frac{I}{I + \frac{r}{R}} \quad (10.5)$$

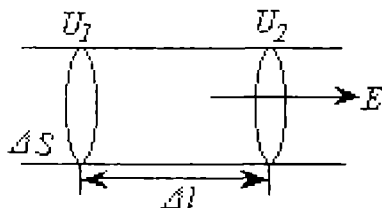
(10.5) formuladan ko'rinib turibdiki, agar zanjir ichki qarshiligining tashqi qarshilikka nisbati nolga intilsa,

$$\left(\frac{r}{R} \rightarrow 0 \right)$$

manbaning foydali ish koeffitsiyenti birga intiladi ($\eta \rightarrow I$).

Demak, manbaning foydali ish koeffitsiyentini oshirish uchun imkoniyat darajasida E.Yu.K. manbaining ichki qarshiligini kamaytirish kerak. Qisqa tutashuv holatda ($R=0$) manbaning foydali ish koeffitsiyenti ($h=0$) nolga teng bo'ladi.

11. Om va Joule-Lens qonunlarining differensial ko'rinishi



44-rasm.

O'tkazgichni kichik bir Δl uzunlikdagi qismini olaylik. Uning uchlaridagi kuchlanishni $-\Delta U = U_1 - U_2$ deb belgilaymiz (44-rasm).

O'tkazgichning shu qismi uchun Om qonuni quyidagicha yoziladi:

$$I = \frac{-\Delta U}{R} = \frac{-\Delta U}{\rho \frac{\Delta l}{\Delta S}} \quad (11.1)$$

Elektr maydon kuchlanganligi uchun:

$$E = -\frac{\Delta U}{\Delta l} \quad (11.2)$$

formulasidan foydalanib, (11.1)ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$I = -E \cdot \Delta S \quad (11.3)$$

(11.3) ga tok zichligi ($j=I/S$) va solishtirma elektr o'tkazuvchanlik ($\gamma=1/\rho$) formulalarini kiritib, Om qonunining differensial ko'rinishini hosil qilamiz:

$$j = \gamma E \quad (11.4)$$

Shunday qilib, o'tkazgichning ixtiyoriy nuqtasida tok zichligi, shu moddaning elektr o'tkazuvchanligini o'sha nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligiga ko'paytmasiga teng ekan.

O'tkazgichni ($\Delta S \cdot \Delta l$) hajmida vaqt birligida chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagi tenglikdan topiladi:

$$Q = \frac{j \Delta U}{\Delta S \cdot \Delta l} \quad (11.5)$$

Agar $j = \frac{J}{\Delta S}$ va $E = -\Delta U / \Delta l$ ni hisobga olsak, unda

$$Q = j \cdot E \quad (11.6)$$

bo'ldi, (11.4) formulani c'tiborga olib, (11.6) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

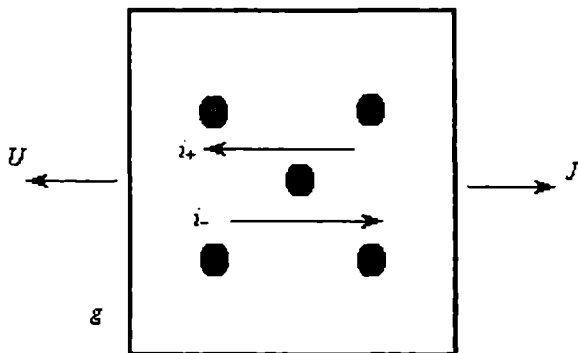
$$Q = \gamma E^2 \quad (11.7)$$

(11.6) va (11.7) tenglamalar Joule-Lens qonunini differensial ko'rinishini ifodalaydi.

Tok qonunlarining differensial shakli o'tkazgichning har xil nuqtalarida, tok zichligi har xil bo'lganda elektr zanjir konturlarini hisoblashga imkoniyat beradi.

12. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati

Metallardagi tokning elektron tabiati elektronlarning inersiyasiga doir tajribalarda o'zining ishonchli isbotiga ega bo'ldi. Bu tajribalar 45-rasm orqali tushuntirilgan. Doimiy J tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadlanmagan metall parchasini ko'z oldimizga keltiraylik. Metall bilan birga elektronlar ham shunday tezlik bilan harakatlanadi, shuning uchun elektronlar kristall panjaralarga nisbatan siljmaydi, binobarin, elektr toki ham bo'lmaydi. Biroq, elektronlarning zaryaddan tashqari massasi ham bor va shuning uchun ular ma'lum inersiyaga egadirlar. Metallning harakati har qanday o'zgarganda elektronlar panjara harakatidan orqada qoladi, yoki oldinga ketadi, buning natijasida elektr tok paydo bo'ldi. Bu hodisani tramvay vagoni keskin to'xtaganida

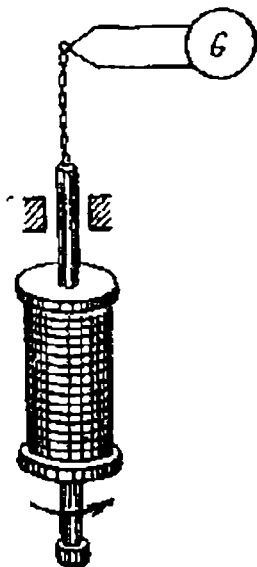


45-rasm.

yoki joyidan to'satdan qo'zg'alganda yo'lovchilar oladigan turtkilarga o'xshatish mumkin.

Bu tokning yo'nalishi metallda harakatlanayotgan zarralarning zaryadi ishorasiga bog'liq bo'lishini ko'rish oson. Masalan, metall tormozlanganda zarralar panjaradan ilgarilab ketadi va unga nisbatan o'ngdan chapga qarab harakatlanadi. Agar zarralar musbat zaryad olib o'tayotgan bo'lsa, hosil bo'lgan i_+ tok ham o'ngdan chapga yo'nalgan bo'ladi. Agar zarralar manfiy zaryadlangan bo'lsa, u holda i_- tokning yo'nalishi teskari bo'ladi. Shuning uchun tajribada hosil bo'lgan tokning yo'nalishini tekshirib, metallardagi zaryad tashuvchilarning ishorasini aniqlash mumkin. Bu tok bilan olib o'tilgan zaryad kattaligini ham o'lchasak, zaryad tashuvchilar zaryadining ular massasiga e/m nisbatini aniqlash, binobarin, ularning tabiatini aniqlash mumkin.

Bu tajribaning g'oyasi 1913-yilda L.I.Mandelshtam va D.Papaleksi tomonidan aytilgan edi. Ular sifat tajribalari o'tkazdilar va o'z atrofida aylanma tebranishlar qilayotgan simli g'altakda haqiqatdan ham o'zgaruvchan tok vujudga kelishini aniqladilar. So'ngra bu tajribani qaytadan G.Lorens tavsiya qildi va 1916- yilda Tolmen va Styuart miqdoriy natijalar oldilar.



46-rasm.

Tolmen va Styuart tajribasining sxemasi 46-rasmda keltirilgan. Ingichka simdan qilingan o'ramlari soni ko'p bo'lgan g'altak o'z o'qi atrofida tez aylantirilgan. Cho'lg'amlarning uchlari g'altak aylanganda buraladigan uzun yumshoq simlar vositasida sezgir ballistik galvanometrqa ulangan. G'altak buralib bo'lgandan keyin u maxsus moslama yordamida keskin tormozlangan.

Cho'lgamning umumiy uzunligi taxminan 500 m, sim harakatining chiziqli tezligi 300 m/sek. ga teng. O'lchashlarda yer magnit maydonining ta'siri mufassal bartaraf qilingan, chunki u induksion toklarning paydo bo'lishiga sabab bo'lishi mumkin.

Elektr qarshilikning sababi. Tajribalarning natijalari metallarda ular bo'ylab ko'chishi mumkin bo'lgan elektronlar mavjud ekanini ko'rsatadi. Bunday elektronlar *o'tkazuvchanlik elektronlari* deb ataladi.

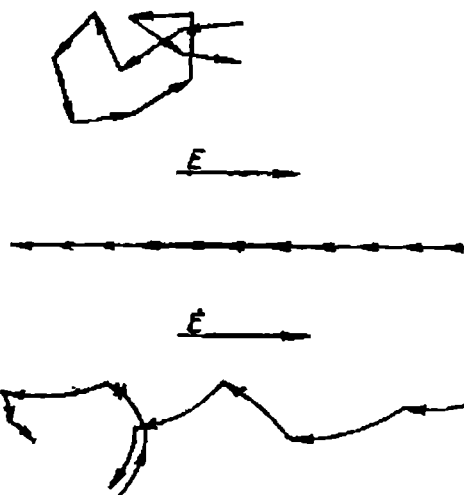
Tok bo'lmaganda metallarda hajmiy zaryadlar bo'lmagani sababli, metallarda musbat zaryadlar ham bo'ladi, biroq ular tok hosil bo'lishida ishtirok etmaydi, deb xulosa chiqarish mumkin. Metallarning musbat zaryadlari uning kristall panjarasini hosil qiluvchi ionlardir.

Metallarda o'tkazuvchanlik elektronlari erkin harakatlanmaydi, biroq panjaralardagi ionlar bilan to'qnashishlarga duch keladi. Tashqi elektr maydon bo'lganda elektronlar faqat tartibsiz issiqlik harakatida bo'ladi — har bir elektron xuddi biron harakatdagi gaz yoki zarra singari murakkab trayektoriya chizadi (47-rasm).

Issiqlik harakatining tartibsiz bo'lishi tufayli ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar miqdori o'rtacha, hamma vaqt qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar miqdoriga teng bo'ladi. Shuning uchun tashqi maydon bo'lmaganda elektronlarning ixtiyoriy yo'nalishi olib o'tgan yig'indi zaryadi ionga teng bo'ladi.

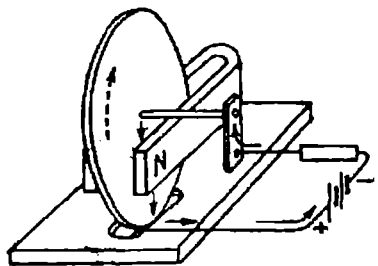
Tashqi elektr maydon qo'yilganda elektronlar maydonning yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda qo'shimcha tartibli harakat oladi. Shuning uchun elektronlarning amaldagi harakati tartibli va tartibsiz harakatlarning yig'indisidan iborat bo'ladi, binobarin, shuning uchun elektronlarning harakat yo'nalishi paytida paydo bo'ladi. Bu holda maydonga qarama-qarshi harakatlanayotgan elektronlar soni maydon yo'nalishi bo'ylab harakatlanuvchi elektronlar sonidan ko'p bo'ladi, ya'ni elektr zaryad ko'chishi — elektr toki paydo bo'lashidir.

Elektronlarning biz ko'rib o'tgan harakat manzarasi metallarning elektr qarshiligini tushuntirishga imkon beradi. Ketma-ket ikki to'qnashishlar orasida elektronlar maydon ta'sirida tezlanma harakat qiladi va tegishli energiya oladi. Bu energiya to'qnashishlarida qisman yoki to'la ravishda musbat ionga beriladi va ionlarning tartibsiz tebranishlariga — energiyaga, ya'ni issiqlikka aylanadi. Shuning uchun, tok o'tganda metallar qiziydi. Xuddi shuningdek, tashqi maydon yo'qotilganda elektronlarning tartibli harakati to'qnashishlar natijasida tartibsiz issiqlik harakatiga aylanadi va elektr tok o'tmaydi.



47-rasm.

Shunday qilib, elektronlarning metallardagi harakati to'q-nashishlar tufayli yuzaga keladigan ishqalanish bilan ro'y beradi, bu ishqalanish gazlardagi ichki ishqalanishga o'xshaydi. Ko'rinib turibdiki, elektr qarshilikning bo'lishiga sabab metall panjarasidagi musbat ionlar bilan to'qnashishidir.



48-rasm.

Metallarda elektronlarning ishqalanishi faqat Joul-Lens issiqligining hosil bo'lishigina emas, shu bilan birga, o'tkazuvchanlik elektronlari bilan metall panjarasi orasida harakat miqdori almashinishiga ham olib keladi. Buni 48-rasmda tasvirlangan tajribada namoyish qilish mumkin. Gorizontaal o'q atrofida kam ishqalanish bilan aylana oladigan metall disk magnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Disk elektr zanjirga ulangan, shuning uchun unda diskning o'qi va simobli idishda botib turgan chekkasi orasidan o'tuvchi tok bor. Diskda tok bo'lganda u aylanadi, tokning yo'nalishi o'zgarganda diskning aylanishi yo'nalishi ham o'zgaradi.

Diskning pastki yarmida harakatlanayotgan elektronlarga, tokka va magnit maydonga perpendikulyar yo'nalgan Lorens kuchi ta'sir qiladi. Agar elektronlar ishqalanishsiz harakatlanganlarida edi Lorens kuchi elektronlarning metall ichidagi trayektoriyalarinigina o'zgartirar, disk esa ko'zg'almas edi. Elektronlarning ishqalanishi tufayli ular oladigan harakat miqdori diskka beriladi, natijada disk harakatga keladi.

13. Metallarning klassik elektron nazariyasi

Moddalarning turli xossalarini unda elektronlarning mavjudligi va harakati bilan tushuntirish elektron nazariyasining mazmunini tashkil qiladi.

Metallarning klassik elektron nazariyasida elektronlarning harakati Nyutonning klassik mexanika qonunlariga bo'ysunadi, deb tasavvur qilinadi. So'ngra, bu nazariyada elektronlarning o'zaro ta'siri nazarga olinmaydi elektronlarning musbat ionlar bilan o'zaro ta'siri esa faqat to'qnashishlar sifatida qaraladi. Boshqacha aytganda, o'tkazuvchanlik elektronlari metallar fizikasidagi ideal atomar gaz singari *elektron gaz* deb qaraladi.

Bunday elektron gaz ideal gazning barcha qonunlariga, jumladan, energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlash qonuniga

ham bo'ysunishi kerak, bu qonunga muvofiq har bir erkinlik darajasiga o'tib keluvchi issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi $\frac{1}{2}kT$ ga teng. Erkin elektron uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgani uchun bitta elektronga to'g'ri keladigan tartibsiz issiqlik harakati o'rtacha energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{1}{2}mv_T^2 = \frac{3}{2}kT \quad (13.1)$$

bu yerda, v_T^2 — issiqlik harakati tezligi kvadratining o'rtacha qiymati.

Bunday foizlarga qaramay, klassik elektron nazariyasi elektr tokining ko'pchilik qonunlarini sifat jihatdan tushuntirib beradi.

Om qonunining tushuntirilishi. Bu tushuntirishning fizikaviy mohiyatini aniqlash va hisoblashlarni soddalashtirish uchun barcha elektronlarning ikkita ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish vaqti τ birday deb faraz qilinadi. So'ngra elektron har bir to'qnashishda to'plagan energiyasining hammasini panjaraga beradi va shuning uchun to'qnashishdan so'ng o'z harakatini boshlang'ich tezliksiz boshlaydi, deb hisoblanadi.

E kuchlanganlikli elektr maydon ta'sirida metallda hosil bo'ladigan j tok zichligi hisoblanadi va quyidagi kelib chiqadi:

$$j = nev \quad (13.2)$$

bu yerda: n — o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi; e — elektronning zaryadi; x — elektronlarning tartibli harakati o'rtacha tezligi (dreyf tezligi). Har bir elektronga eE ga teng kuch ta'sir qiladi va elektron eE/m tezlanish oladi. Shuning uchun erkin yugurish oxirida elektronning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v_{maks} = \frac{eE\tau}{m} \quad (13.3)$$

To'qnashishlar orasida elektron tekis tezlanuvchan harakatlangani uchun tezlikning o'rtacha qiymati uning maksimal qiymatining yarmiga teng:

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{eE\tau}{m} \right) \quad (13.4)$$

Dreyf tezligi maydonning E kuchlanganligiga proporsional. Shuning uchun,

$$v = bE \quad (13.5)$$

deb olish mumkin, bunda, $b = \frac{1}{2}(\varepsilon\tau/m)$ kattalik E ga bog'liq bo'lmaydi, b kattalik elektronlarning **harakatchanligi** deb ataladi. Bu kattalik kuchlanganligi 1 ga teng bo'lgan maydonda dreyf tezligiga teng. Agar tezlikni m/sek larda, maydon kuchlanganligi V/m larda o'lchansa, harakatchanlik $m^2/V \cdot \text{sek}$ larda ifodalanadi.

Barcha elektronlar uchun erkin yugurish vaqti bir xil bo'lmaganligi uchun:

$$b = \frac{e\tau}{m} \quad (13.6)$$

bo'ladi. Bu yerda τ – elektronlarning erkin yugurish o'rtacha vaqti.

(13.4) ning qiymatini (13.1) ga qo'ysak:

$$j = ne^2 \frac{tE}{2m} \quad (13.7)$$

Ko'rinib turibdiki, j tok zichligi maydonining E kuchlanganligiga proporsional, bu esa Ohm qonuni bilan ifodalanadi. Solishtirma elektr elektr o'tkazuvchanlikning ifodasi uchun quyidagi kelib chiqadi:

$$\lambda = \frac{1}{2} ne^2 \frac{\phi}{m} \quad (13.8)$$

Bu ifoda o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi qancha katta va erkin yugurish vaqti τ qancha katta bo'lsa, elektr o'tkazuvchanlik shuncha katta bo'lishini ko'rsatadi. Bu tushunarli, chunki τ vaqt qancha katta bo'lsa, elektronlarning tartibli harakati uchun to'qnashishlar shuncha kam bo'ladi.

Joul-Lens qonunining tushuntirilishi. Erkin yugurish oxiriga kelib elektronlar maydon ta'sirida

$$\frac{1}{2}mv_{maks}^2 = \frac{1}{2}e^2\tau^2 \frac{E^2}{m} \quad (13.9)$$

ga teng kinetik energiya oladi. Yuqoridagilarga muvofiq, bu energiyaning hammasi panjara bilan to'qnashdanda issiqlikka aylanadi.

Vaqt birligi ichida har bir elektron $1/\tau$ to'qnashishlarga duch keladi, binobarin, shuncha marta ko'p issiqlik ajratadi. Har bir hajm birligida n ta elektron bo'lgani uchun metallning hajm birligida 1 sek. da ajraladigan issiqlik miqdori Q_1 quyidagiga teng:

$$Q_1 = \frac{1}{2} \frac{tE^2}{m} \quad (13.9, a)$$

(13.8) foydalanib, quyidagi formula olinadi:

$$Q_1 = \lambda E^2 = \frac{E^2}{\rho} \quad (13.10)$$

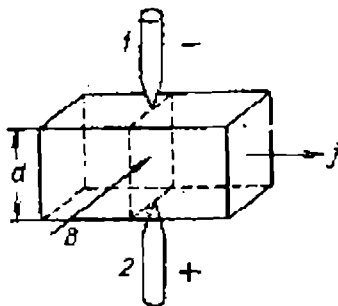
bunda, $\rho = 1/\lambda$ – metallning solishtirma qarshiligi.

(13.11) formula differensial shakldagi Joule-Lens qonunini ifodalaydi.

14. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi va harakatchanligi

Elektronlar konsentratsiyasini aniqlash uchun ko'pincha Xoll effektidan foydalaniladi. To'g'ri burchakli plastinka shaklidagi o'tkazgichda tok zichligi j bo'lgan holni ko'raylik (49-rasm).

Bunday plastinkada tok yo'nalishiga perpendikulyar tekisliklar ekvipotensial sirtlar bo'ladi, shuning uchun bu tekisliklardan birida yotuvchi 1- va 2-metall zondlar orasidagi potentsiallar farqi nolga teng bo'ladi. Biroq, agar namunada tokka va zondlarga perpendikulyar magnit maydon hosil



49-rasm.

qilinsa, u holda zondlar orasida potentsiallar farqi yuzaga keladi, bu narsamagnit maydon bo'lganida plastinkadagi ekvipotensiallar sirtlar qiya bo'lib qolganligini bildiradi. Xoll effekti ana shu ko'ndalang potentsiallar farqining yuzaga kelish hodisasidir.

Tajriba shuni ko'rsatadiki, zaif magnit maydonlarda ko'ndalang potentsiallar farqi U magnit induksiya B ga proporsional bo'lar ekan, bu farq shuningdek, tokning zichligi j va zondlar orasidagi masofa d ga ham proporsional ekan:

$$U = R d j B, \quad (14.1)$$

bu yerda, R – moddaning turiga bog'liq bo'lgan doimiy. Bu doimiy **Xoll doimiysi** deb ataladi.

Xoll effekti elektron nazariya bilan oson tushuntiriladi va Lorens kuchining mavjud ekanligi natijasidir. Bu hodisaning fizikaviy mohiyatini yaxshiroq aniqlash uchun biz uning soddalashtirilgan nazariyasi bilan tanishamiz va taxminan barcha elektronlar ularning tartibli harakati tezligiga teng bo'lgan birday tezlik v bilan harakatlanadi, deb olamiz.

Bunda har bir elektronga tokning yoʻnalishi va magnit maydonga perpendikulyar boʻlgan va $y \text{ ev}B$ ga teng kuch taʼsir qiladi. Bu kuch taʼsirida elektronlar siljiydi, natijada plastinka yoqlari biri manfiy va boshqasi musbat zaryadlanib qoladi, plastinka ichida koʻndalang elektr maydon E hosil boʻladi. Muvozanat holatda $y \text{ ev}B = eE$. Shuning uchun potentsiallarning koʻndalang farqi quyidagiga teng boʻladi:

$$U = Ed = vBd. \quad (14.2)$$

Bu ifodada elektronlarning oʻrtacha tezligi v ni j tok zichligi orqali ifodalash mumkin, chunki

$$j = nev \quad (14.3)$$

va shuning uchun:

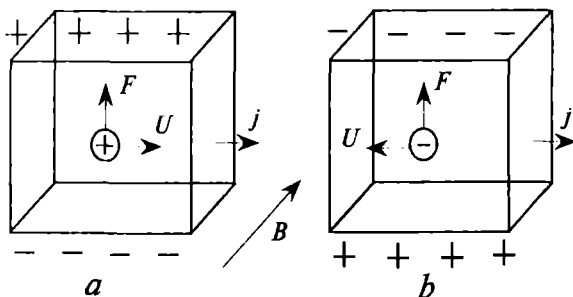
$$U = \left(\frac{I}{ne} \right) djB \quad (14.4)$$

Olingan ifoda (14.1) formula bilan mos tushadi. Xoll doimiysi

$$R = \frac{l}{(ne)} \quad (14.5)$$

ga teng ekan. Bu doimiy elektronlar konsentratsiyasi n ga bogʻliq boʻladi, shuning uchun Xoll doimiysini oʻlchab, oʻtkazgich ichidagi elektronlar konsentratsiyasini aniqlash mumkin.

Koʻndalang potentsiallar farqining ishorasi harakatlanayotgan zarralarning zaryadi ishorasiga bogʻliq ekanini koʻrish ham qiyin emas. Haqiqatan ham, oʻtkazgich plastinkada tok chapdan oʻngga oqayotgan boʻlsin (50a-rasm). Agar oʻtkazgichdagi harakatchan zarralar musbat zaryad tashiyotgan boʻlsa, bu zarralarning tezligi yoʻnalishi tokning yoʻnalishi bilan bir xil boʻladi va magnit maydon rasmda koʻrsatilgan yoʻnalishda



50-rasm.

boʻlganda ogʻdiruvchi kuch pastdan yuqoriga yoʻnaladi.

Bunday holda plastinkaning yuqoriga yoki musbat, pastki yoki manfiy zaryadlanadi. Agar zarrachalar manfiy zaryadlangan boʻlsa, u holda

ularning tezligi tokka qarama-qarshi yoʻnalgan boʻladi (50b-rasm).

Og'diruvchi kuch zarralarning zaryadlari va ularning tezligiga bog'liq bo'lgani uchun bu kuchning yo'nalishi o'zgarmaydi va shuning uchun zaryadlangan zarralar yuqori yoqda to'planadi.

Biroq zarralar manfiy zaryadlangan bo'lgani uchun yuqori yoki bu holda manfiy, pastki yog'i esa musbat zaryadlanadi, ya'ni Xoll effekti teskari ishorali bo'ladi.

Xoll doimiysini o'lchab zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n ni aniqlash mumkin. Elektr o'tkazuvchanlik $I=enb$ ni bilgan holda nb ko'paytmani aniqlash va, binobarin, n konsentratsiya va b harakatchanlikni alohida-alohida aniqlash mumkin.

Xoll doimiysi qiymatlaridan aniqlangan metallarda o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi kattaligi $10^{28} m^{-3}$ tartibida va atomlar konsentratsiyasiga yaqindir.

Metallarda elektronlarning harakatchanligi esa aksincha, juda kichik. Ularni $m^2/sek \cdot V$ birliklarida ifodalasak, harakatchanlik uchun $10^{-3} - 10^{-4} m^2/sek \cdot V$ tartibidagi kattaliklarni olamiz.

1-jadval

Metall	Ag	Na	Be	Cu	Au	Li	Al	Cd	Zn
Elektronlarning harakatchanligi, $10^{-4} m^2/sek \cdot V$ da	56	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

Harakatchanlikning qiymatlari kichik ekanligi elektronlarning kristall panjara bilan ko'p sonli to'qnashuvlarga duch kelishini bildiradi.

Masalalar

1-masala. Rasmda ko'rsatilgan zanjirning umumiy qarshiligini aniqlang. Qarshiliklarni $R_1=1 Om$, $R_2=2 Om$, $R_3=R_4=R_6=3 Om$, $R_5=4 Om$ qiymatlarida zanjirning umumiy qarshiligini hisoblang.

Berilgan.

$$R_1=1 Om,$$

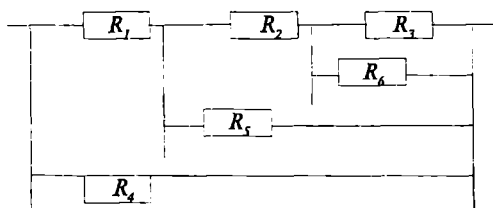
$$R_2=2 Om,$$

$$R_3=R_4$$

$$R_5=4 Om,$$

$$R_6=3 Om.$$

$$R_{um}=?$$



Masalaning yechilishi.

Rasmda R_3 va R_6 qarshiliklar parallel ulangan, ularga ketma-ket R_2 qarshilik ulangan, so'ng bu 3 ta qarshilikka R_5 qarshilik parallel ulangan, bu sxemaga ketma-ket R_1 qarshilik ulangan va barcha qarshiliklar sxemasiga R_4 qarshilik parallel ulangan. Zanjirning umumiy qarshiligini quyidagi formuladan hisoblab topamiz.

a) R_3 va R_6 qarshiliklar parallel ulangan,

$$R_{3,6} = \frac{R_3 \cdot R_6}{R_3 + R_6} = \frac{3 \text{ Om} \cdot 3 \text{ Om}}{(3+3) \text{ Om}} = \frac{9}{6} \text{ Om} = 1,5 \text{ Om}$$

b) $R_{3,6}$ qarshilikka R_2 ni ketma-ket ulaymiz, ya'ni bu quyidagiga teng bo'ladi:

$$R_{362} = R_{3,6} + R_2 = 1,5 \text{ Om} + 2 \text{ Om} = 3,5 \text{ Om}$$

d) So'ng R_{362} ga R_5 ni parallel ulaymiz:

$$R_{3625} = \frac{R_{362} \cdot R_5}{R_{362} + R_5} = \frac{3,5 \cdot 4}{3,5 + 4} = \frac{14}{7,5} \text{ Om}$$

e) R_{3625} ga R_1 ketma-ket ulaymiz:

$$R_{36251} = R_{3625} + R_1 = \frac{14}{7,5} + 1 = \frac{21,5}{7,5} \text{ Om}$$

f) R_{36251} ga R_4 ni parallel ulaymiz:

$$R_{um} = \frac{R_{36251} \cdot R_4}{R_{36251} + R_4} = \frac{\frac{21,5}{7,5} \cdot 3}{\frac{21,5}{7,5} + 3} = \frac{64,5}{65} \text{ Om}$$

2-masala. Mis sim o'ralgan g'altakning qarshiligi $R=11 \text{ Om}$, mis simning og'irligi $P=34 \text{ N}$. G'altakka qanday diametrli va necha metr mis o'tkazgich (sim) o'ralgan.

Berilgan.

$$R=11 \text{ Om},$$

$$P=34 \text{ N},$$

$$\rho_3=8600 \text{ kg/m}^3,$$

$$\rho_c=9,4 \cdot 10^{-7} \text{ Om} \cdot \text{m},$$

ρ_3 -mis zichligi,

ρ_c -misning solishtirma qarshiligi.

$l=?$

$$d=?$$

$$g=9,81 \text{ m/s}^2.$$

Masalaning yechilishi.

O'tkazgichning qarshiligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (1)$$

Misning og'irligi esa:

$$R = mg = \rho_3 Vg = \rho_3 l \cdot Sg \quad (2)$$

bunda: l – o'tkazgichning uzunligi, S – o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasi, m – o'tkazgichning massasi, g – og'irlik kuchi tezlanishi. (2) formuladan S ni topib (1) formulaga qo'ysak quyidagi formula kelib chiqadi,

$$R = \rho_c \frac{l}{\frac{p}{c_3 l g}} = \rho_c \frac{\rho_3 l^2 g}{p} \quad (3)$$

Bundan l ni topsak,

$$l = \sqrt{\frac{p \cdot R}{\rho_c \rho_3 g}} \quad (4)$$

(1) formulani quyidagicha o'zgartirib o'tkazgichning diametrini topamiz:

$$R = \rho_c \frac{l}{S} = \rho_c \frac{l}{p \frac{d^2}{4}}$$

$$d = \sqrt{\frac{4 \rho_c l}{\pi R}} \quad (5)$$

Hisoblaymiz:

$$l = \sqrt{\frac{34 \cdot 11}{1,7 \cdot 10^{-8} \cdot 8600 \cdot 9,81}} = \sqrt{26,1 \cdot 10^4} = 509 \text{ m}$$

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8} \cdot 509}{3,14 \cdot 11}} = \sqrt{\frac{6,8 \cdot 509 \cdot 10^{-8}}{34,5}} = 10^{-3} \text{ m}$$

3-masala. Rasmda ko'rsatilgan zanjirda ampermetr 3 A tok kuchini ko'rsatganda, $R_1=4\text{ Om}$, $R_2=2\text{ Om}$, $R_3=4\text{ Om}$ qarshiliklardagi kuchlanish tushuvini aniqlang. R_2 va R_3 qarshiliklarda I_2 va I_3 tok kuchlarini toping.

Berilgan.

$$I=3\text{ A}=I_1,$$

$$R_1=4\text{ Om},$$

$$R_2=2\text{ Om},$$

$$R_3=4\text{ Om}.$$

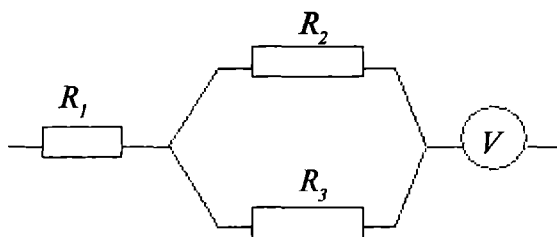
$$I_2=?$$

$$I_3=?$$

$$U_1=?$$

$$U_2=?$$

$$U_3=?$$



Masalaning yechilishi.

Zanjirning bir qismi uchun Om qonunidan foydalanib, R_1 qarshilikdagi potensial tushuvini topamiz:

$$U_1 = I_1 R_1 \quad (1)$$

R_2 va R_3 qarshiliklar parallel ulanganligi uchun ulardagi kuchlanish tushuvi bir xil bo'ladi:

$$U_2 = U_3 = IR_y = I \frac{R_2 \cdot R_3}{R_2 + R_3} \quad (2)$$

R_2 va R_3 qarshiliklardagi tok kuchini quyidagi formulalardan topamiz:

$$I_2 = \frac{U_2}{R_2} \quad (3)$$

$$I_3 = \frac{U_3}{R_3} \quad (4)$$

Hisoblaymiz:

$$U_1 = 3\text{ A} \cdot 4\text{ Om} = 12\text{ V}$$

$$U_2 = U_3 = 3\text{ A} \left(\frac{2 \cdot 4}{2 + 4} \right) \frac{\text{Om}^2}{\text{Om}} = \frac{24}{6} \text{ A} \cdot \text{Om} = 4\text{ V}$$

$$I_2 = \frac{4V}{20\Omega} = 2A$$

$$I_3 = \frac{4V}{40\Omega} = 1A$$

4-masala. Tok generatori, milliampermetr va temir simli reostat ketma-ket ulangan. $0^\circ C$ temperaturada reostat qarshiligi 120Ω da teng. Milliampermetr $22mA$ ni ko'rsatayapti. Agar reostatni $50^\circ C$ ga qizdirilsa milliampermetr ko'rsatishini aniqlang. Temir qarshiligini temperaturaviy koeffitsiyenti $6 \cdot 10^{-3} 1/grad$ ga teng. Generatorning qarshiligi hisobga olinmasin.

Berilgan.

$$R_0 = 120\Omega,$$

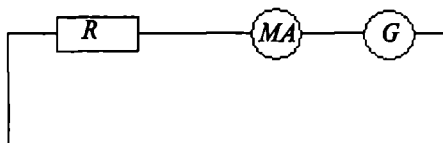
$$R_{mA} = 20\Omega,$$

$$I_1 = 22mA,$$

$$t = 50^\circ C,$$

$$\alpha = 6 \cdot 10^{-3} 1/grad.$$

$$I_1 = ?$$



Masalaning yechilishi:

O'tkazgich qarshiligini temperaturaga bog'liq formulasidan foydalansak:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (1)$$

va

$$R_{UM_2} = R_t + R_{MA}$$

$$R_{UM_1} = R_0 + R_{MA} \quad (2)$$

Ikkala holatda kuchlanish tushuvi bir xil:

$$I_1 R_{UM_1} = I_2 + R_{UM_2} \quad (3)$$

Hisoblaymiz:

$$R_t = 120(1 + 6 \cdot 10^{-3} \cdot 50) = 120 \cdot 1,3\Omega = 156\Omega$$

$$R_{UM_1} = (120 + 20)\Omega = 140\Omega$$

$$R_{UM_2} = (156 + 20)\Omega = 176\Omega$$

$$I_2 = \frac{I_1 R_{UM1}}{R_{UM2}} = \frac{22 \text{ mA} \cdot 140 \text{ Ohm}}{176 \text{ Ohm}} = 17,5 \text{ mA}$$

5-masala. Tok manbaining elektr yurituvchi kuchi 6 V ga teng. Tashqi qarshilik $1,1 \text{ Ohm}$ bo'lganda, zanjirdagi tok kuchi 3 A bo'lgan. Manbaning ichki qarshiligi va potensial tushuvini toping.

Berilgan.

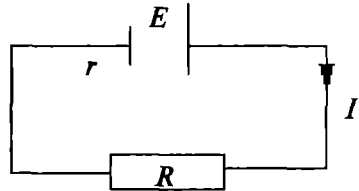
$$E=6,$$

$$R=1,1 \text{ Ohm},$$

$$I=3 \text{ A}.$$

$$U_r=?$$

$$r=?$$



Masalaning yechilishi.

Berk zanjir uchun Ohm qonuni formulasidan foydalanib:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \quad (1)$$

(1) ni quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$\mathcal{E} = IR + Ir = IR + U_r \quad (2)$$

(2) dan U_r ni topsak

$$U_r = \mathcal{E} - IR \quad (3)$$

Manbaning ichki qarshiligi quyidagini formuladan topamiz:

$$r = \frac{U_r}{I} \quad (4)$$

Hisoblaymiz:

$$U_r = 6\text{V} - 3\text{A} \cdot 1,1\text{Ohm} = 6\text{V} - 3,3\text{V} = 2,7\text{V}$$

$$r = \frac{2,7\text{V}}{3\text{A}} = 0,9\text{Ohm}$$

6-masala. Rasmda ko'rsatilgan elektr zanjirdagi elektr manbalarining E.Yu.K. $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = 2 \text{ V}$ va tashqi qarshilik $R = 1,4 \text{ Ohm}$ ga

teng. Bu manbalarning ichki qarshiligi $r_1=1\text{ Om}$, $r_2=1,5\text{ Om}$. Zanjirdagi tok kuchi va har bir manbadagi tok kuchini toping.

Berilgan.

$$E_1=E_2=2\text{ V},$$

$$R=1,4\text{ Om},$$

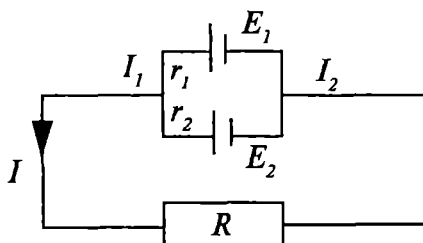
$$r_1=1\text{ Om},$$

$$r_2=1,5\text{ Om}.$$

$$I=?$$

$$I_1=?$$

$$I_2=?$$



Masalaning yechilishi.

Kirxgof qonunlaridan foydalanib, rasmda ko'rsatilgan zanjir uchun quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

$$e_1 = IR + I_1 r_1 \quad (2)$$

$$e_2 = IR + I_2 r_2 \quad (3)$$

Bu tenglamalardan foydalanib, quyidagi amallarni bajarib quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$e_1 = e_2 \quad IR + I_1 r_1 = IR + I_2 r_2 \quad (4)$$

$$e_1 = (I_1 + I_2)R + I_1 r_1 = I_2 \frac{r_2}{r_1} R + I_2 R + I_2 \frac{r_2}{r_1} \cdot r_1 = I_2 \left(\frac{r_2}{r_1} R + R + r_2 \right)$$

$$I_2 = \frac{e_1}{\frac{r_2}{r_1} \cdot R + R + r_2} \quad (5)$$

Hisoblaymiz:

$$I_2 = \frac{2\text{ V}}{\frac{1,5\text{ Om}}{1\text{ Om}} \cdot 1,4\text{ Om} + 1,4\text{ Om} + 1,5\text{ Om}} = \frac{2\text{ V}}{5\text{ Om}} = 0,4\text{ A}$$

7-masala. Rasmda ko'rsatilgan zanjirdagi qarshiliklar $R_1=R_2=R_3=200\text{ Om}$ ga teng. Voltmetr 100 V ni ko'rsatayapti, voltmetrning qarshiligi $R_v=1000\text{ Om}$. Manbaning elektr yurituvchi kuchini toping. Manbaning ichki qarshiligini hisobga olmang.

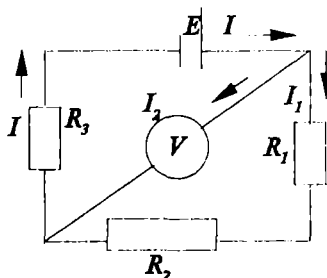
Berilgan:

$$R_1=R_2=R_3=200 \text{ Om},$$

$$U=100 \text{ V},$$

$$R_v=1000 \text{ Om}.$$

$$E=?$$



Masalaning yechilishi.

Masaladagi elektr zanjir uchun Kirxgof qoidalarini qo'llab quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

$$\varepsilon = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 \quad (2)$$

$$\varepsilon = I_2 R_v + I R_3 \quad (3)$$

$$U = I_2 R_v \quad (4)$$

(1), (2), (3), (4) formulalardan foydalanib hisoblaymiz:

$$I_2 = \frac{U}{R_v} = \frac{100 \text{ V}}{1000 \text{ Om}} = 0,1 \text{ A}$$

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I R_3 = I_2 R_v + I R_3$$

$$I_1 = \frac{I_2 R_v}{R_1 + R_2} = \frac{1000 \cdot 0,1 \text{ A} \cdot \text{Om}}{(200 + 200) \text{ Om}} = \frac{100}{400} = 0,25 \text{ A}$$

$$I = I_1 + I_2 = 0,25 \text{ A} + 0,1 \text{ A} = 0,35 \text{ A}$$

$$E = 0,1 \text{ A} \cdot 1000 \text{ Om} + 0,35 \text{ A} \cdot 200 \text{ Om} = 100 \text{ V} + 70 \text{ V} = 170 \text{ V}$$

8-masala. Rasmdagi elektr zanjirda ko'rsatilgan manbaning E . Yu. K. = 120 V, qarshiliklari $R_3=20 \text{ Om}$, $R_4=25 \text{ Om}$ va R_1 qarshilikdagi potensial tushuvi 40 V ga teng. Ampermetr 2 A ni ko'rsatayapti. R_2 qarshilikning qiymatini toping. Ampermetr va manbaning qarshiligini hisobga olmang.

Berilgan.

$$\mathcal{E} = 120 \text{ V},$$

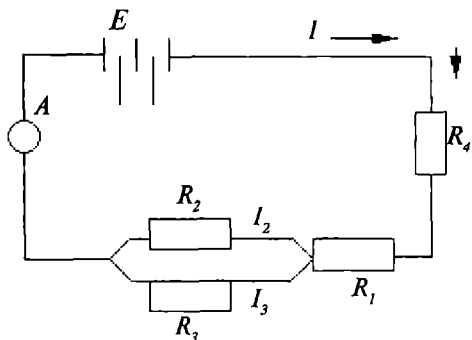
$$R_3 = 20 \text{ Om},$$

$$R_4 = 25 \text{ Om},$$

$$U_1 = 40 \text{ V},$$

$$I = 2 \text{ A}.$$

$$R_2 = ?$$



Masalaning yechilishi.

Kirxgof qoidalaridan foydalanib quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$I = I_2 + I_3 \quad (1)$$

$$\mathcal{E} = IR_4 + IR_1 + I_2 R_2 \quad (2)$$

$$\mathcal{E} = IR_4 + IR_1 + I_3 R_3 \quad (3)$$

$$R_1 = \frac{U_1}{I} \quad (4)$$

(4) formuladan foydalanib R_1 ni hisoblaymiz:

$$R_1 = \frac{U_1}{I} = \frac{40 \text{ V}}{2 \text{ A}} = 20 \text{ Om}$$

(3) formuladan foydalanib I_3 tok kuchini topamiz:

$$I_3 = \frac{\mathcal{E} - IR_4 - IR_1}{R_3} = \frac{120 \text{ V} - 2 \text{ A} \cdot 25 \text{ Om} - 2 \text{ A} \cdot 20 \text{ Om}}{20 \text{ Om}} = \frac{30 \text{ V}}{20 \text{ Om}} = 1,5 \text{ A}$$

(1) dan foydalanib I_2 ni topamiz:

$$I_2 = I - I_3 = 2 \text{ A} - 1,5 \text{ A} = 0,5 \text{ A}$$

(2) formuladan foydalanib, R_2 ni hisoblaymiz:

$$R_2 = \frac{\mathcal{E} - IR_4 - IR_1}{I_2} = \frac{120 \text{ V} - 2 \text{ A} \cdot 25 \text{ Om} - 2 \text{ A} \cdot 20 \text{ Om}}{0,5 \text{ A}} = \frac{30 \text{ V}}{0,5 \text{ A}} = 60 \text{ Om}$$

9-masala. Tashqi qarshilikning ikki xil qiymatida ($R_1=5\text{ Om}$ va $R_2=0,2\text{ Om}$), zanjirning tashqi qismida ajralib chiqayotgan quvvat teng ekanligidan foydalanib, generator ichki qarshiligini toping. Ikki holat uchun generatorning foydali ish koeffitsiyentini toping.

Berilgan.

$$P_1=P_2,$$

$$R_1=5\text{ Om},$$

$$R_2=0,2\text{ Om}.$$

$$r=?$$

$$h_1=?$$

$$h_2=?$$

Masalaning yechilishi.

Tashqi qarshilikda ajralib chiqayotgan quvvat quyidagi formula bilan aniqlanadi. I holat uchun:

$$P_1=I_1^2 R_1 \quad (1)$$

II holat uchun:

$$P_2=I_2^2 R_2 \quad (2)$$

$P_1=P_2$ bo'lganligi uchun,

$$I_1^2 R_1=I_2^2 R_2 \quad (3)$$

bundan:

$$I_1=I_2 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \quad (4)$$

Berk zanjir uchun Om qonunini ikki holat uchun yozamiz:

$$I_1=\frac{E}{R_1+r} \quad (5)$$

$$I_2=\frac{E}{R_2+r} \quad (6)$$

(4), (5), (6) formulalardan foydalanib, elementar amallardan so'ng, generatorning ichki qarshiligini topish uchun quyidagi formula kelib chiqadi:

$$r = \frac{R_1 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} - R_2}{1 - \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}} \quad (7)$$

Ikki holat uchun generatorning foydali ish koeffitsiyentini quyidagi formulalardan topamiz:

$$\eta_1 = \frac{U_1}{E} = \frac{I_1 R_1}{I_1 (R_1 + r)} = \frac{R_1}{R_1 + r}$$

$$\eta_2 = \frac{U_2}{E} = \frac{I_2 R_2}{I_2 (R_2 + r)} = \frac{R_2}{R_2 + r}$$

Hisoblaymiz:

$$r = \frac{5 \sqrt{\frac{0,2}{5}} - 0,2}{1 - \sqrt{\frac{0,2}{5}}} = \frac{1 - 0,2}{1 - 0,2} = \frac{0,8}{0,8} = 1 \text{ Om}$$

$$\eta_1 = \frac{5}{5 + 1} = \frac{5 \text{ Om}}{6 \text{ Om}} = 0,83$$

$$\eta_2 = \frac{0,2}{0,2 + 1} = \frac{0,2}{1,2} \text{ Om} = 0,16$$

10-masala. Tok manbaini, avval $R_1 = 20 \text{ Om}$ tashqi qarshilikka, so'ng $R_2 = 0,5 \text{ Om}$ ga teng tashqi qarshilikka ulaymiz. Agar zanjir tashqi qismida ikkala holatda ajralib chiqayotgan quvvat teng bo'lganligi ($P = 2,54 \text{ Vt}$) ma'lum bo'lsa, manbaning elektr yurituvchi kuchini va uning ichki qarshiligini toping.

Berilgan.

$$R_1 = 2 \text{ Om},$$

$$R_2 = 0,5 \text{ Om},$$

$$R=2,54 \text{ Vt.}$$

$$E=?$$

$$r=?$$

$$P_1=P_2=P.$$

Masalaning yechilishi.

Ikki holat uchun, tashqi zanjirning qismida ajralib chiqayotgan quvvatni quyidagi formula orqali aniqlaymiz:

$$P_1 = I_1^2 R \quad (1)$$

$$P_2 = I_2^2 R_2 \quad (2)$$

Ikki holat — berk zanjir va E.Yu.K. uchun Om qonuni formulasidan foydalanib, quyidagi tengliklarni yozamiz:

$$\varepsilon = I_1 R_1 + I_1 r \quad (3)$$

$$\varepsilon = I_2 R_2 + I_2 r \quad (4)$$

(1) va (2) formulalardan foydalanib, ikkala holat uchun zanjirdagi tok kuchini topamiz:

$$I_1 = \sqrt{\frac{P_1}{R_1}} \quad (5)$$

$$I_2 = \sqrt{\frac{P_2}{R_2}} \quad (6)$$

(3) va (4) tenglamalardan foydalanib manbaning ichki qarshiligini hisoblash formulasini yozamiz:

$$I_1 R_1 + I_1 r = I_2 R_2 + I_2 r \quad (7)$$

$$r = \frac{I_1 R_1 - I_2 R_2}{I_2 - I_1}$$

va formulalardan foydalanib *hisoblaymiz*:

$$I_1 = \sqrt{\frac{2,54 \text{ Vt}}{2}} = \sqrt{1,27 \text{ Vt}} = 1,12 \text{ A}$$

$$I_2 = \sqrt{\frac{2,54}{0,5}} = 2,25 \text{ A}$$

$$r = \frac{1,12 \cdot 2 \text{ Om} - 2,25 \text{ A} \cdot 0,5 \text{ Om}}{2,25 \text{ A} - 1,12 \text{ A}} = \frac{1,12 \text{ Om}}{1,12} = 1 \text{ Om}$$

$$E = 1,12 \text{ A} \cdot 2 \text{ Om} + 1,12 \text{ A} \cdot 1 \text{ Om} = 3,37 \text{ V}$$

11-masala. Qarshiliklari $R_1=5 \text{ Om}$ va $R_2=3 \text{ Om}$ ikkita o'tkazgich olib, ularni A va B nuqtalarga ulangan, bu nuqtalar orasidagi potensial tushuvi 9 V . Agar shu o'tkazgichlar A va B nuqtalarga 1-ketma-ket, 2-parallel ulanganda har bir o'tkazgichda 1 sekundda ajralib chiqqan issiqlik miqdorini toping.

Berilgan:

$$R_1 = 5 \text{ Om},$$

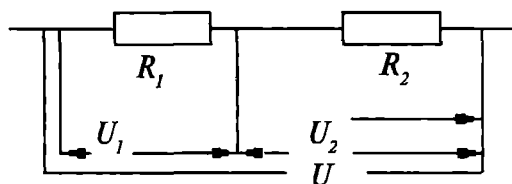
$$R_2 = 3 \text{ Om},$$

$$U = 9 \text{ V},$$

$$t = 1 \text{ s}.$$

$$Q_1 = ?$$

$$Q_2 = ?$$



Masalaning yechilishi.

1) O'tkazgichlar ketma-ket ulanganda umumiy qarshilik R ga teng:

$$R + R_1 + R_2 \quad (1)$$

Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni:

$$I = \frac{U}{R} \quad (2)$$

Har bir o'tkazgichdagi potensial tushuvi quyidagiga teng.:

$$U_1 = IR_1 \quad (3)$$

$$U_2 = IR_2 \quad (4)$$

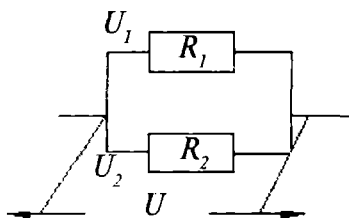
Har bir o'tkazgichda ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini Joule-Lens qonuniga asosan hisoblaymiz:

$$Q = I_1^2 R_1 t \quad (5)$$

$$Q_2 = I_2^2 R_2 t \quad (6)$$

2) O'tkazgichlar parallel ulanganda:

$$U_1 = U_2 = U \quad (7)$$



$$I_1 = \frac{U_1}{R_1} \quad (8)$$

$$I_2 = \frac{U_2}{R_2} \quad (9)$$

$$Q_1 = I_1^2 R_1 t = \frac{U_1}{R_1} \cdot t \quad (10)$$

$$Q_2 = \frac{U_2}{R_2} \cdot t \quad (11)$$

Hisoblaymiz:

$$R = 50\Omega + 30\Omega = 80\Omega$$

$$I = \frac{U}{R} = \frac{9V}{80\Omega} = 1,12 A$$

$$Q_1 = (1,12)^2 A^2 \cdot 50\Omega \cdot 1s = 6,37 J$$

$$Q_2 = (1,12)^2 A^2 \cdot 30\Omega \cdot 1s = 3,82 J$$

$$Q_1 = \frac{9^2 V^2}{5 Om} \cdot 1s = \frac{81}{5} J = 16,2 J$$

$$Q_2 = \frac{9^2 V^2}{3 Om} \cdot 1s = \frac{81}{3} J = 27 J$$

12-masala. Rasmda ko'rsatilgan elektr zanjirdagi manbaning $E, Yu.K. = 120 V$, qarshilik $R_2 = 10 Om$, G - elektr choynak, Ampermetr $2 A$ ni ko'rsatayapti. Elektr choynakdagi $0,5 l$ suv (boshlang'ich temperaturasi $4^{\circ}C$.) qancha vaqtda qaynaydi. Elektr choynakning foydali ish koeffitsiyenti 76% ga teng. Manba va ampermetrning qarshiligi hisobga olinmasin.

Berilgan:

$$E = 120 V,$$

$$R_2 = 10 Om,$$

$$I = 2A,$$

$$m = 0,5 kg,$$

$$t_1 = 4^{\circ}C,$$

$$t_2 = 100^{\circ}C,$$

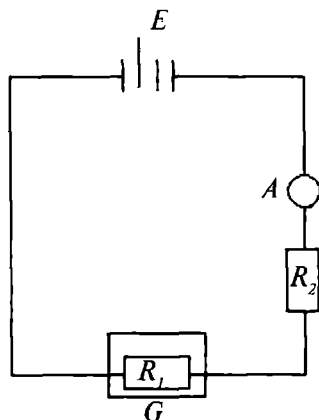
$$h = 0,76,$$

$$r_E = 0,$$

$$r_A = 0.$$

$$s = 4,19 \cdot 10^3 J/kgK$$

$$t = ?$$



Masalaning yechilishi.

Berk zanjir uchun Om qonuni formulasidan foydalanib, R_1 qarshilikni topamiz:

$$I = \frac{\varepsilon}{R_1 + R_2 + r_E + r_A} \quad (1)$$

Bunda, $r_E = 0$ $r_A = 0$.

$$R_1 = \frac{E - IR_2}{I} \quad (2)$$

Elektr choynakning foydali ish koeffitsiyentini Joule-Lens qonuni formulasidan va issiqlik miqdorini hisoblash formulasidan foydalanib topamiz:

$$\eta = \frac{cm(t_2 - t_1)}{I^2 R_1 \tau} \quad (3)$$

bundan qaynash uchun ketgan (t) vaqtni topamiz:

$$t = \frac{sm(t_2 - t_1)}{I^2 R_1 \cdot 3} \quad (4)$$

Hisoblaymiz:

$$R_1 = \frac{120V - 2A \cdot 10\Omega}{2A} = \frac{100}{2}\Omega = 50\Omega$$

$$\tau = \frac{4,19 \cdot 10^3 \frac{J}{kg \cdot K} \cdot 0,5 kg \cdot 96^0 C}{2^2 A^2 \cdot 50\Omega \cdot 0,76} = \frac{2 \cdot 10^5}{152} = 1320 s = 22 min$$

13-masala. Rasmda ko'rsatilgan manbalarning E.Yu.K. $2V$ ga teng. Bu manbalarning ichki qarshiligi mos ravishda $r_1 = 1\Omega$ va $r_2 = 2\Omega$. Agar (E_1) manbadan o'tayotgan tok kuchi $I_1 = 1A$ ga teng bo'lsa, tashqi R qarshilik kattaligini toping. E_2 manbadan o'tayotgan I_2 tok kuchi va R qarshilikdan o'tayotgan tok kuchini toping.

Berilgan.

$$E_1 = E_2 = 2V,$$

$$r_1 = 1\Omega,$$

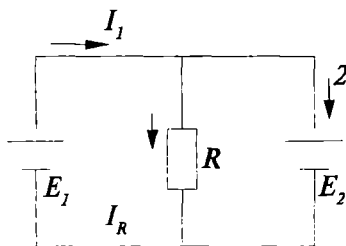
$$r_2 = 2\Omega,$$

$$I_1 = 1A.$$

$$R = ?$$

$$I_2 = ?$$

$$I_R = ?$$



Masalaning yechilishi.

Kirxgof qonunlaridan foydalanib quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$I_1 = I_2 + I_R \quad (1)$$

$$E_1 = I_1 r_1 + I_R R \quad (2)$$

$$E_1 - E_2 = I_2 r_2 + I_1 r_1 \quad (3)$$

(1), (2), (3) formulalardan foydalanib, ularning son qiymatlarini hisoblaymiz:

$$I_2 = \frac{E_1 - E_2 - I_1 r_1}{r_2} = \frac{2V - 2V - 1A \cdot 10\Omega}{20\Omega} = -0,5 A$$

$$I_R = I_1 - I_2 = 1A - (-0,5 A) = 1,5 A$$

$$R = \frac{E_1 - I_1 r_1}{I_R} = \frac{2V - 1A \cdot 10\Omega}{1,5 A} = \frac{1}{1,5} = \frac{2}{3} \Omega$$

14-masala. Rasmda ko'rsatilgan elektr zanjirdagi manbalarining elektr yurituvchi kuchi $E_1=110 V$, $E_2=220 V$ va qarshiliklar $R_1=R_2=100 \Omega$, $R_3=500 \Omega$. Ampermetr ko'rsatishini toping. Ampermetr va manbaning ichki qarshiligi hisobga olinmasin.

Berilgan:

$$E_1=110 V,$$

$$E_2=220 V,$$

$$R_1=R_2=100 \Omega,$$

$$R_3=500 \Omega.$$

$$I=?$$

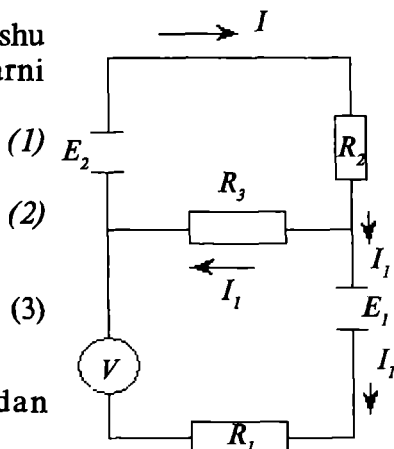
Masalaning yechilishi.

Kirxgof qonunlaridan foydalanib shu zanjir uchun quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$I = I_1 + I_2$$

$$\begin{cases} E_2 = IR_2 + I_2 R_3 \\ E_2 - E_1 = IR_2 + I_1 R_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_2 = I_1 R_2 + I_2 R_2 + I_2 R_3 \\ E_2 - E_1 = I_1 R_2 + I_2 R_2 + I_1 R_1 \end{cases}$$



(3) tenglamalar sistemasidan foydalanib I_2 tok kuchini topamiz:

$$I_2 = \frac{E_1 + I_1 R_1}{R_3} \quad (4)$$

(4) va (3) formulalardan foydalanib elementar amallardan so'ng, I_1 tok kuchini hisoblash formulasini keltirib chiqaramiz:

$$I_1 = \frac{E_2 - E_1 - \frac{R_2}{R_3} \cdot E_1}{R_2 + \frac{R_1 \cdot R_2}{R_3} + R_1} \quad (5)$$

Hisoblaymiz:

$$I_1 = \frac{220V - 110V - \frac{100 \text{ Om}}{500 \text{ Om}} \cdot 110V}{100 \text{ Om} + \frac{100 \cdot 100 \text{ Om}^2}{500 \text{ Om}} + 100 \text{ Om}} = \frac{440}{1100} A = 0,4 A$$

15-masala. Tok manbai, reostat va ampermetr ketma-ket ulangan (rasmga qarang). Manbaning elektr yurituvchi kuchi $2 V$ va ichki qarshiligi $0,4 \text{ Om}$ ga teng. Ampermetr $1 A$ teng tok kuchini ko'rsatayapti. Tok manbai qanday foydali ish ko'effitsiyenti bilan ishlayapti.

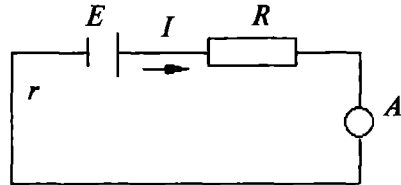
Berilgan:

$$E = 2 V,$$

$$r = 0,4 \text{ Om},$$

$$I = 1 A.$$

$$h = ?$$



Masalaning yechilishi.

Berk zanjir uchun Om qonuni formulasidan foydalanib, reostat qarshiligini topamiz:

$$I = \frac{E}{R + r} \quad (1)$$

$$R = \frac{E - Ir}{I} \quad (2)$$

Tok manbaining foydali ish ko'effitsiyenti quyidagi formuladan topiladi:

$$\eta = \frac{U}{E} = \frac{IR}{E} \quad (3)$$

Hisoblaymiz:

$$R = \frac{2V - 1A \cdot 0,4Om}{1A} = \frac{1,6e,}{1A} = 1,6Om;$$

$$\eta = \frac{1A \cdot 1,6Om}{2V} = \frac{1,6V}{2V} = 0,8;$$

$$\eta = \frac{R}{R+r} = \frac{1,6}{1,6+0,4} = \frac{1,6}{2} = 0,8.$$

IV bob. YARIMO‘TKAZGICHLARDA VA ELEKTROLITLARDA ELEKTR TOKI

1. Yarimo‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi

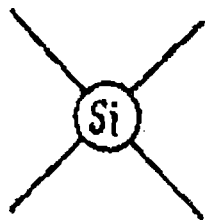
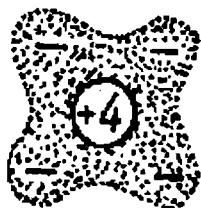
Yarimo‘tkazgichlarda o‘tkazuvchan elektronlarning hosil bo‘lish jarayoni haqida batafsilroq to‘xtalib o‘tamiz. Keyingi mulohazalarimiz aniqroq bo‘lishi uchun tipik yarimo‘tkazgich kremniy to‘g‘risida gapiramiz.

Kremniy atomining Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqami $Z=14$. Shuning uchun kremniy atomi yadrosining zaryadi $14e$ ga teng va uning atom tarkibiga 14 ta elektron kiradi. Biroq, bu elektronlardan faqat to‘rttasigina zaif bog‘langan. Xuddi shu zaif bog‘langan elektronlarga kimyoviy reaksiyalarda qatnashadi va kremniyning to‘rt valentligini ifodalaydi,

shuning uchun bu elektronlar *valent elektronlar* deb nom olgan. Qolgan o‘n elektron yadro bilan birga atomning asosini tashkil qiladi, atomning zaryadi $+14e-10e=+4e$.

Atom to‘rt valent elektron

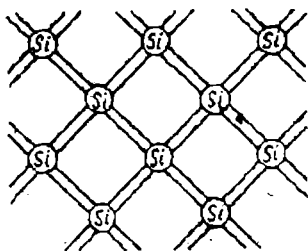
bilan o‘ralgan, bu elektronlar asos atrofida aylanadi va musbat zaryad bulutini hosil qiladi (51-rasm).



51-rasm.

Kremniy panjarasida atomlar shunday joylashganki, har bir atom o‘ziga yaqin to‘rtta atom bilan o‘ralgan. Kremniy kristalida atomlar joylashishining soddalashtirilgan sxemasi 52-rasmda ko‘rsatilgan ikki qo‘shnilik bo‘lib, uni *juft-elektron bog‘lanish* yoki *valent bog‘lanish* deb ataladi.

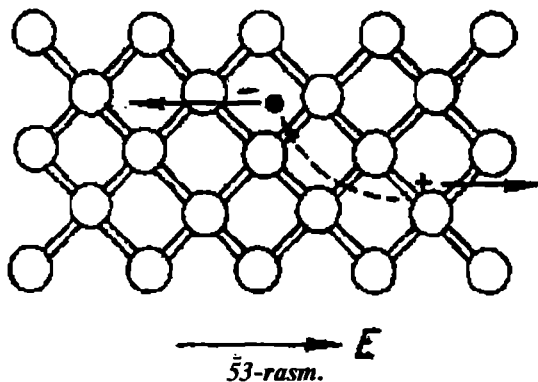
52-rasmda tasvirlangan manzara sof kremniyga va juda past temperaturaga tegishlidir. Bu holda barcha valent elektronlar atomlar orasidagi bog‘lanishda qatnashadi, ular strukturaviy elementlar bo‘lib hisoblanadi va elektr o‘tkazuvchanlikda ishtirok etmaydi.



52-rasm.

Kristall temperaturasi ortganida panjaraning issiqlik tebranishlari ba'zi valent bog'lanishlarning buzilishiga olib keladi. Natijada avval bog'lanishlarning hosil bo'lishida qatnashgan elektronlarning bir qismi uzib olinadi va o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanadi. Elektr maydon mavjud bo'lganda ular maydonga qarama-qarshi harakatlanadi va elektr tokni hosil qiladi. Biroq o'tkazuvchanlik elektronlari yordamida zaryad ko'chirish jarayonidan tashqari, elektr o'tkazuvchanlikning boshqa mexanizmi ham bor.

Bu shunday mexanizmki, har bir valent bog'lanishning yo'qolishi bog'lanishi bo'lmagan vakant o'rinning paydo bo'lishiga olib keladi. Bog'lanish elektronlari bo'lmagan bunday «bo'sh» o'rinlar *teshiklar* deb nom olgan (53-rasm).



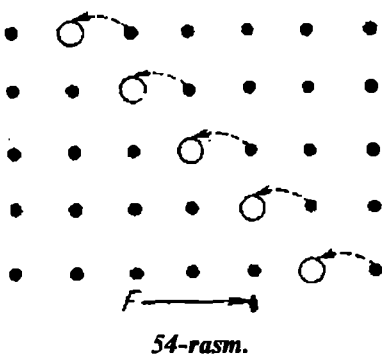
Yarimo'tkazgich kristalida teshiklarning yuzaga kelishi zaryad ko'chirish uchun qo'shimcha imkon yaratishini ko'rish qiyin emas. Haqiqatan ham, teshik mavjud bo'lganda bog'lanish elektronlaridan birortasi teshik o'rniga o'tishi mumkin.

Natijada bu joyda normal bog'lanish tiklanadi, buning o'rniga boshqa joyda teshik paydo bo'ladi. Yangi teshikka o'z navbatida bog'lanish elektronlaridan boshqasi o'tishi mumkin va h.k.

Bunday jarayon ko'plab marta davom etadi, buning natijasida tokning hosil bo'lishida faqat o'tkazuvchanlik elektronlari emas, bog'lanish elektronlari ham ishtirok etadi, bu elektronlar ham o'tkazuvchanlik elektronlari singari asta-sekin elektr maydonga qarshi ko'chib boradi.

Teshiklarning o'zi esa qarama-qarshi elektr maydon yo'nalishida harakatlanadi, ya'ni xuddi musbat zaryadlangan zarralar harakatlanganidek ko'chadi (54-rasm).

Bu bayon qilingan jarayon *teshik o'tkazuvchanlik* deb nom oldi.



Binobarin, yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlikning ikki turli jarayoni mavjud: o'tkazuvchanlik elektronlarining harakati bilan amalga oshadigan elektron o'tkazuvchanlik va teshiklar harakati bilan amalga oshadigan teshik o'tkazuvchanlik.

Kimyoviy aralashmalar va boshqa panjara nuqsonlaridan xoli bo'lgan sof yarimo'tkazgichlardagi biz ko'rib o'tgan o'tkazuvchanlik jarayoni **xususiy o'tkazuvchanlik deb atalgan.**

Absolyut nol temperaturada yarimo'tkazgichdagi barcha valent elektronlar bog'langan bo'lib, erkin elektronlar bo'lmaydi. Agar elektr maydonga kristall qo'yilsa, unda elektr toki bo'lmaydi. Absolyut nol temperaturada sof yarimo'tkazgich ideal izolyator xossalariga ega bo'lar ekan.

Absolyut nol temperaturadan yuqorida kristall panjara atomlari tebranma harakatga keladi, buning ustiga kristall temperaturasi qancha yuqori bo'lsa, tebranishlar amplitudasi ham shuncha katta bo'ladi.

Bunda bir qism elektronlar, atomlarning issiqlik tebranishlari tufayli atomni tashlab ketish uchun yetarli energiya olishi mumkin. Elektron atomni tashlab ketganda elektron bog'lanish uziladi. Elektron bog'lanishlarning uzilishi yarimo'tkazgichli kristalga yorug'lik, elektr va magnit maydonlar, rentgen va radioaktiv nurlanish va h.k. larning ta'siri tufayli ro'y berishi mumkin. Atomni tashlab ketgan elektronlarni **erkin elektronlar** yoki **o'tkazuvchanlik elektronlari** deb ataladi.

Bo'shagan elektronlarga taalluqli bo'lgan atom musbat ionga aylanadi. Elektron bog'lanishlarning uzilishi faqatgina erkin elektronlar va musbat ionlarning hosil bo'lishiga olib kelmasdan, balki **kovak** (yoki teshik) deb nom olgan elektron bog'lanishdagi bo'sh joy paydo bo'lishiga ham olib keladi.

Kovak qo'shni bog'lanishdagi valent elektron bilan to'lishi mumkin. Bunda boshqa joyda valent bog'lanish uzilgan holda bo'ladi. Bu yerda amalda bog'lanish elektronlari ko'chsa-da, lekin kovak harakatlangandek ko'rinadi. Shu sababli kovak o'zini elementar musbat zaryadli zarrachadek tutadi.

Elektr maydon bo'lmaganda yarimo'tkazgichdagi kovaklar va o'tkazuvchanlik elektronlari xotik harakatda bo'ladi. Elektron kovak bilan uchrashganda vakansiyani (bo'sh joyni) to'ldiradi, ya'ni **rekombinatsiyalanadi**. Juft elektron bog'lanishlarning uzilishi hamda elektronlar va kovaklar rekombinatsiyasi to'xtovsiz boradi.

Agar kristall elektr maydon hosil qilsa, elektron va kovaklar issiqlik xotik harakatda bo'lishi bilan birga elektr maydon ta'sirida siljib (dreyf harakatda) elektr tokini hosil qiladi.

Maydon ta'sirida elektronlar va kovaklarning harakati qarama-qarshi ishoradagi zaryadga ega bo'lganliklaridan yarimo'tkazgichdagi umumiy tok kovaklari toki I_p va elektronlar toki I_n ning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$I = I_p + I_n \quad (1.1)$$

Biz ko'rib o'tgan sof (ya'ni aralashmasiz) yarimo'tkazgich **xususiy o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgich** deyiladi, chunki u kristallning xususiyatlari bilan belgilanadi.

2. Yarimo'tkazgichlarda aralashmali o'tkazuvchanlik

Aytaylik, germaniyli yoki kremniyli yarimo'tkazgich kristalida bitta atom besh valentli, masalan, mishyak yoki surma atomi bilan aralashtirilgan bo'lsin.

Bu holda surmaning to'rtta valent elektroni qo'shni germaniy atomi bilan juft elektron bog'lanishga kirishadi, beshinchi elektron esa surma atomi atrofida aylana boshlaydi. Bu elektron atom bilan kuchsiz bog'langanligidan panjaraning issiqlik tebranishlari tufayli osongina erkin elektronga aylanadi. Bunda surma atomi musbat ionga aylanadi. Lekin kristall, umuman olganda, neytral holda qoladi, chunki ionning musbat zaryadi erkin elektronning zaryadi bilan muvozanatlashadi.

Agar germaniy kristalidagi bitta atom emas, balki bir nechta surma atomlari bilan aralashtirilsa, panjaraning issiqlik tebranishlari ta'sirida aralashma atomlarining har biri bittadan elektronini beradi. Yarimo'tkazgich kristalidagi bunday aralashmaning besh valentli chet atomlari **donor** (beruvchi) degan nom oldi.

Bunday kristall qizdirilganda (yoki yoritilganda) unda aralashma atomlaridan erkin elektronlar chiqadi. Shu bilan birga bir qism juft elektronlar chiqaradi. Shu bilan birga bir qism juft elektron bog'lanishlarning uzilishi natijasida erkin elektronlar va kovaklar hosil bo'ladi.

Agar bunday kristalda elektr maydon hosil qilinsa, o'tkazuvchanlik elektronlari elektr maydon ta'sirida dreyf harakatga keladi. Lekin kovaklar elektronlarga nisbatan kam bo'lganligidan dreyf harakat natijasida elektronlar bilan uchrashib rekombinatsiyalashadi. Shu sababli yarimo'tkazgichda tok asosan erkin elektronlar hisobiga bo'ladi.

Elektronlar bu holda asosiy tok tashuvchilar, kovaklar esa noasosiy tok tashuvchilar bo'ladi. Shunga muvofiq yarimo'tkazgichli kristallning o'tkazuvchanligi **elektron o'tkazuvchanlik** deb, yarimo'tkazgichning o'zi **elektron yarimo'tkazgich** deb ataladi.

Agar aralashma sifatida uchi valentli kimyoviy element, masalan, indiy (*In*) olinsa, u kristall panjara tugunida turib o'z elektronlari bilan qo'shni atomning faqat uchta valent bog'lanishini to'ldira oladi.

Uch valentli atomning kristall panjara tugunidagi yetishmayotgan valent bog'lanishi kovak bo'lib qoladi. Bu yerga qo'shni atomdan valent elektron o'tishi mumkin. Bunda qo'shni atomdan elektron olgan uch valentli atom manfiy ionga aylanadi, valent elektronini yo'qotgan qo'shni atomda kovak paydo bo'ladi. So'ngra bu kovak tugundan tugunga o'tib, butun kristall bo'ylab xotik ravishda daydib yuradi.

Shunday qilib, uch valentli aralashma elektron bermaydi, balki o'zi germaniy atomidan elektronni olib kristallda kovak hosil qiladi. Kristallning o'tkazuvchanligi kovak tabiatida bo'ladi. Atomlari uch valentli bo'lgan aralashma **akseptor** (qabul qiluvchi) deb ataladi. Bu holda asosiy tok tashuvchilar kovaklar, noasosiylari — elektronlar bo'ladi.

Boshqa atomlar aralashtirilishi bilan bog'liq bo'lgan yarimo'tkazgichli kristallning o'tkazuvchanligi **aralashmali o'tkazuvchanlik** degan nom oldi.

Aralashmali o'tkazuvchanlik bo'lganda erkin elektronlar soni kovaklar soniga teng emas. Yarimo'tkazgichli kristallga aralashma kiritib germaniy kristalining elektr o'tkazuvchanligini million barobar, kremniy kristalining elektr o'tkazuvchanligini milliard barobar oshirish mumkin.

Yarimo'tkazgichlarning bu xususiyati texnikada keng qo'llaniladi.

3. Yarimo'tkazgichli asboblari

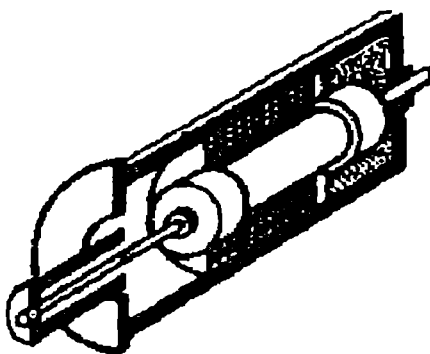
1. Termorezistorlar. Termorezistor deb ataluvchi asboblarning ish prinsipi asosida yarimo'tkazgichlar qarshiligining temperaturaga bog'liqligi yotadi. Termorezistor — elektr zanjirga ulash uchun kontakt-

lar chiqarilgan yarimo'tkazgich ustunchasidan iborat (55-rasm). Uni germetik metall qobiqqa yoki namlikdan saqlovchi plastmassa qoplama ichiga joylashtiriladi.

Temperatura qancha yuqori bo'lsa, termorezistorning qarshiligi shuncha kam bo'ladi.

Termorezistorlar hozirgi zamon texnikasida keng qo'llaniladi.

2. Fotorezistorlar. Fotorezistor deb ataluvchi asbobning ishlash



55-rasm.

prinsipi yarimo'tkazgichlar qarshiligining yoritilganlikka bog'liqligiga asoslangan. Oddiy fotorezistor (2) plastmassa asosga surkalgan 1 yarimo'tkazgich qatlamlardan iborat (56-rasm).

Yarimo'tkazgich qatlam oxirida (3) metall kontaktlar fotorezistorni zanjirga ulashga imkoniyat beradi. Fotorezistorning qarshiligi yarimo'tkazgichli qatlamning yoritilganligiga bog'liq.

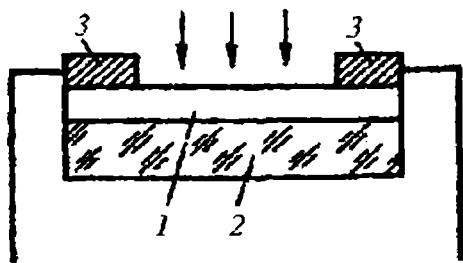
Fotorezistorlar yorug'likni o'lchashda va boshqa turli xil avtomatik qurilmalarda ishlatiladi.

3. Yarimo'tkazgichli

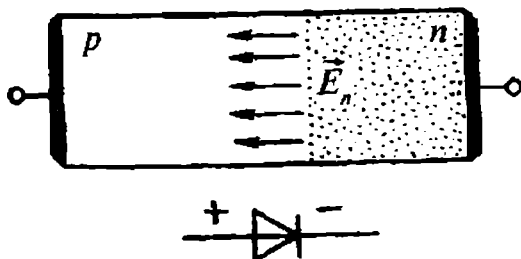
diod. Yarimo'tkazgichli diod (57-rasm) elektron-kovak o'tishi kristall bo'lib, qarama-qarshi tomonlariga zanjirga ulanish uchun kontaktlar ulangan. Kristalni mexanik zarbalardan saqlash uchun uni qobiq ichiga joylashtiriladi. Katta quvvatli diodlarning qobig'i issiqlikni sochish uchun radiator bilan ta'minlanadi (57-rasm). Juda katta quvvatli diodlar radiatoridan sovuq suv oqiziladi.

Agar kristall diodning elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohasi musbat qutbga, kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohasi manfiy qutbga ulansa (58-rasm), zanjirda tok bo'lmaydi. Diodni bunday ulash **teskari ulash** deb ataladi.

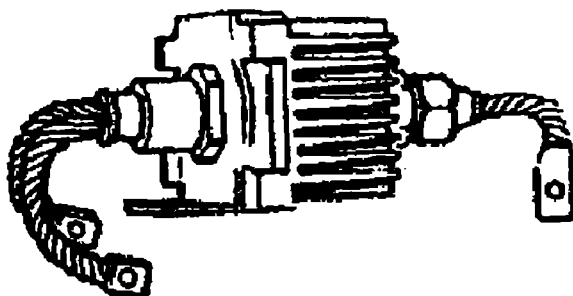
Nega diod teskari ulanganda undan tok o'tmaydi? Gap shundaki, teskari ulanganda tashqi manba-ning elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos keladi (59, b-rasm). Tashqi kuchlanish voltning o'ndan bir bo'lagiga teng bo'lsa ham, natijaviy maydon kuchlanganligi



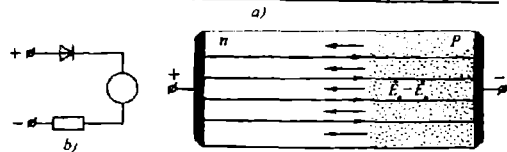
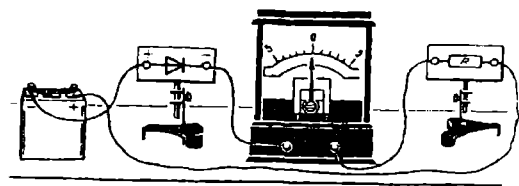
56-rasm.



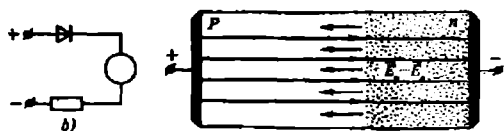
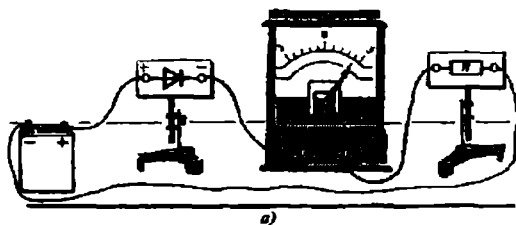
57-rasm.



58-rasm.



59-rasm.

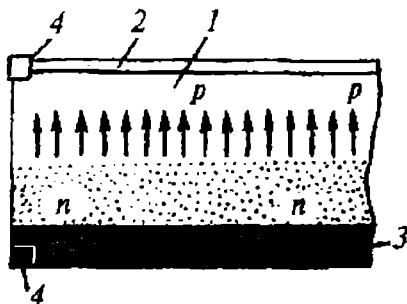


60-rasm.

bo'ldi va natijaviy elektr maydon kuchsizlanadi.

Bunda tokning asosiy tashuvchilari n - p - o'tish orqali intensiv ravishda diffuziyanadi. Bu bilan zanjirda tok hosil bo'lishi tushuntiriladi. n - p - o'tishga kichik to'g'ri kuchlanish berilsa, uning qarshiligi keskin kamayadi.

Elektronlar va kovaklar oqimi qarama-qarshi tomonga yo'nalganligidan, ular hosil qilgan toklar yo'nalish bo'yicha mos kelib, umumiy tok kovaklar va elektronlar toki yig'indisiga teng bo'ladi.



61-rasm.

shunchalik katta bo'ladiki, natijada undan asosiy tok tashuvchilarning o'tishi (diffuziyanishi) amalda to'xtaydi. Bundan tashqari, kristallning o'tish bilan band bo'lgan sohasi ortadi va bu uning qarshiligini ko'payishiga olib keladi.

Kristall diodning elektronli sohasini manbaning manfiy qutbiga, kovakli sohasini musbat qutbiga ulasak, dioddan tok o'tganligini ko'rish mumkin (60-rasm). Diodning bunday ulanishi **to'g'ri ulash** deb ataladi.

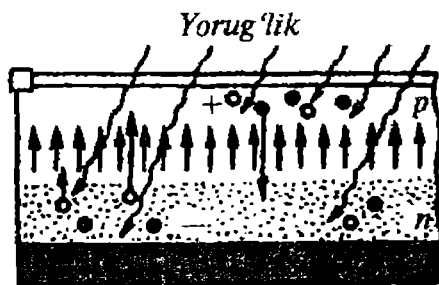
Diod to'g'ri ulanganda manbaning elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishi n - p - o'tishining elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishiga qarama-qarshi

4. Fotoo'zgartirgichlar. Fotoo'zgartirgichlar — yorug'lik energiyasini elektr energiyasiga aylantirib beruvchi yarimo'tkazgichli asboblardir. Fotoo'zgartirgichlarning tuzilishi sxematik ravishda (61-rasmda) ko'rsatilgan: elektron-kovak o'tish hosil qilingan ingichka yarimo'tkazgichli

kristall 1 (odatda kremniyli) bir tomondan juda yupqa yorug'likka shaffof metall plyonka (2) bilan qoplanadi; ikkinchi tomondan kristall metall asos (3) ga tegib turadi.

Metall plyonkadan va asosdan (4) uchlar chiqarilgan bo'lib, ular asbobni zanjirga ulash uchun xizmat qiladi.

Shaffof metall plastina orqali o'tib, kristallga tushgan yorug'lik ta'sirida, yarimo'tkazgichda elektron va kovaklar juft hosil bo'ladi (62-rasm). Ular issiqlik



62-rasm

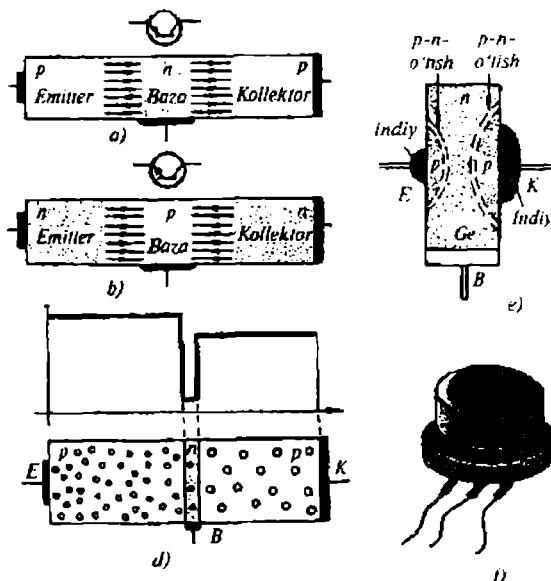
harakatida qatnashib turli tomonga, shu jumladan, n - p - o'tish yo'nalishida siljiydi. Bu yerda o'tishning elektr maydoni asosiy tok tashuvchilarning n - p - o'tish orqali diffuziyalanishiga yordam beradi: elektronlarning p - sohadan n - sohaga va kovaklarning n - sohasida ortiqcha elektronlar, p - sohasida ortiqcha kovaklar to'planadi. Elektronlarning n - sohada, kovaklarning p - sohada o'tish orqali ajratilgan holda ortiqcha to'planishi potentsiallar farqi paydo bo'lishiga olib keladi: p - soha musbat zaryadlanadi, n - soha esa manfiy zaryadlanadi. Agar zanjir berkitilsa, undan elektr toki o'tadi.

5. *Tranzistor*. Yarimo'tkazgichli triod — tranzistorning asosiy qismi

ikkita bir-biriga yaqin joylashgan elektron-kovak o'tishlari kristalldan iborat. Elektron-kovak o'tishlari bir-biriga yaqin joylashganligidan, ular bir-biriga ta'sir ko'rsatadi.

Tranzistor kristalida uchta soha mavjud: **emitter**, **baza** va **kollektor**. Elektron-kovakli emitter — baza o'tishi **emitter o'tish** deb, baza kollektor o'tishi esa **kollektor o'tish** deb ataladi.

Bazaning o'tkazuvchanligi elektronli ham, kovakli ham bo'lishi



63-rasm.

mumkin. Shungamuvofiq tranzistorlar ikki hil tipdabo'radi: ***p-n-p*** (63, a-rasm) va ***n-p-n*** (63, b-rasm). Har ikkala tranzistorning ishlashi bir xil.

Baza qalinligi emitterdan keluvchi noasosiy tok tashuvchilarning erkin yugurish yo'ldan ancha kam qilib olinadi. Bazadagi asosiy tok tashuvchilari konsentratsiyasi, emitterdagi asosiy tok tashuvchilaridan birmuncha kam bo'ladi. Bazada noasosiy tok tashuvchilar asosiy tok tashuvchilar bilan bo'ladigan rekombinatsiyasini minimumga keltirish uchun shunday qilingan (*lotincha* combinatio - birlashish).

Kollektor o'tishning yuzasi emitter o'tishnikiga nisbatan bir necha barobar katta, asosiy tok tashuvchilar konsentratsiyasi esa emitterdagi asosiy tok tashuvchilar konsentratsiyasidan birmuncha kam (63, d-rasm). Emitter o'tishga nisbatan kollektor o'tishning yuzasi katta qilib olinishiga sabab shuki, emitterdan keluvchi tok tashuvchilar oqimining butunlay o'ziga tushishiga erishishidir.

63, e-rasmda tranzistorning yarimo'tkazgichli kristallining sxematik ko'rinishi, 63, f-rasmda esa uning tashqi ko'rinishi keltirilgan. Bunday kristallni tayyorlash usullaridan birida elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning qarama-qarshi tomonlaridan aniq bir masofada har xil massaga ega bo'lgan eritilgan indiyning ikki tomchisi surkaladi.

Indiy diffuziyalanib, kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohalarni hosil qiladi. Elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning bu sohalari chegarasida ikkita elektron-kovak o'tish hosil bo'ladi.

Tranzistordan kuchsiz signallarni kuchaytirish uchun keng foydalaniladi.

4. Elektrolitik o'tkazuvchanlik

Toza suyuqliklarning ko'pchiligi elektrni yomon o'tkazadi. Masalan, mutlaq toza suv, kerosin, mineral yog'lar va hokazolar juda yomon o'tkazuvchilardir. Biroq, tuzlar, kislotalar hamda ishqorlarning suvdagi va ba'zi boshqa suyuqliklardagi eritmaları tokni yaxshi o'tkazadi. Masalan, distillangan suvga ozgina osh tuzi solinsa yoki bir necha tomchi sulfat kislota tomizilsa, suv yaxshi o'tkazgich bo'lib qoladi.

Tok o'tganda qismlarga ajratiladigan o'tkazgichlar yuqorida aytganimizdek, ikki jins o'tkazgichlar yoki ***elektrolitlar*** deyiladi, ularning o'tkazuvchanligi esa ***elektrolitik o'tkazuvchanlik*** deyiladi. Elektrolitik o'tkazuvchanlik eritmada ionlar, ya'ni zaryadlangan atom va molekulalarning bo'lishi tufayli vujudga keladi.

Birinchi jins o'tkazgichlarda tok erkin elektronlarning harakatidan vujudga keladi, **elektrolitda, tashqi elektr maydon ta'sirida ionlarning harakati tok hosil qiladi.**

Mutlaq toza suv tokni juda sust o'tkazishini yoqorida aytib o'tgan edik. Bu hol suvning asosan, neytral molekulalardan tashkil topganligini va unda tashqi elektr maydon ta'sirida harakat qilib tok hosil qiladigan yetarli miqdorda erkin elektronlar yoki biror boshqa zaryadli erkin zarralarning yo'qligini bildiradi.

Bir qator moddalarning, masalan, qand, glitserin va boshqalarning suvdagi eritmasi ham tok o'tkazmaydi. Bu moddalarning molekullari eriganda hech qanday o'zgarish yuz bermaydi – molekullar neytralligicha qoladi va dissotsilanmaydi. Tuz va kislotalarning eritmaları esa Vant-Goffning odatdagi formulasiga ko'ra hisoblab topiladigan bosimdan ko'ra kattaroq osmotik bosim hosil qiladi. Agar erigan modda molekullarining bir qismi dissotsilanadi, ya'ni qismlarga ajraladi deb hisoblasak, osmotik bosimning anomal katta qiymatini bevosita tushuntirish mumkin ekanligini ko'rgan edik. Eritmaning ayni vaqtda o'tkazuvchan bo'lib qolishi molekulaning dissotsilangan qismlari zaryadli, bunga sabab suv dielektrik doimiysining qiymati katta ($\epsilon=81$) ekanligidir.

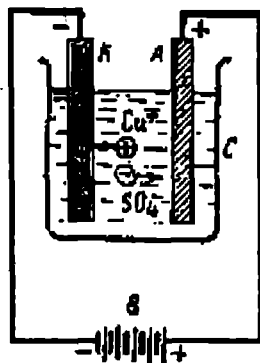
Aytaylik S idishga (64-rasm) $CuSO_4$ mis kuporosining eritmasi quyilgan va unga ikkita – K -ko'mir hamda A -mis elektrod tushirilgan bo'lsin. B -batareyaning manfiy qutbi K -ko'mir elektrodga, musbat qutbi A -mis elektrodga ulangan.

Bunda elektrodlar zaryadlanib qoladi va ular orasida eritmada elektr maydon hosil bo'ladi. Mis kuporosi molekullarining dissotsilanishidan hosil bo'lgan ionlar bu maydon ta'sirida harakat qila boshlaydi, eritmadan tok o'tadi.

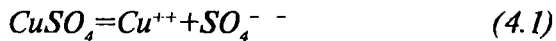
Musbat zaryadli ionlar K -katodga keladi, unga o'z zaryadlarini berib, katodda neytrallangan zarra holida ajraladi. Manfiy ionlar A -anodga qarab harakat qila boshlaydi va unda ajraladi.

Mis kuporosi eritmasi orqali biror vaqt davomida tok o'tkazib ko'mir katodning qora sirtida qizg'ish metall mis qoplamini o'tirayotganini osongina kuzatish mumkin. Bundan eritmada mis musbat ionlar ko'rinishida bo'lganiga ishonish mumkin. Dissotsilangan $CuSO_4$ molekulasining qolgan qismi, ya'ni SO_4 gruppasi manfiy ionlar hosil qilishi kerak.

Shunday qilib, mis kuporosi molekullari eriyotganda misning musbat ionlariga va SO_4 manfiy ionlarga dissotsilanadi, degan natijaga kelimiz va uni quyidagi yozamiz:

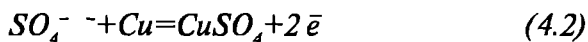


64-rasm.



$^{++}$ va $^{--}$ qo'sh ionlar mazkur holda ionlarning ikki zaryadli ekanini, ya'ni mos ravishda ikkita elektron yo'qotishi yoki ikkita elektron qo'shib olishi natijasida hosil bo'lganini bildiradi.

Misning Cu^{++} musbat ionlari katodga keladi va u yerda mis atomlari sifatida ajraladi. SO_4^{--} manfiy ionlar anodga keladi. Agar anod mis bo'lsa, SO_4^{--} ionlar anodda neytrallanib, u bilan kimyoviy reaksiyaga kirishadi va qaytadan mis kuporosi molekulasini hosil qiladi:



bunda: e — anodga o'tgan elektronni bildiradi.

Hosil bo'lgan mis kuporosi molekulalari yana eritmaga o'tadi. Natijada mis kuporosining eritmadagi miqdori o'zgarmay qoladi; katodda mis ajralib chiqadi, anodning mishi SO_4 ioni bilan kimyoviy reaksiyaga kirishib, eritmaga o'tadi.

Bu misol xarakterlidir: u bir tomondan elektrolitning o'tkazuvchanligi erigan modda molekulalarining dissotsilangan ionlari harakatiga bog'liqligini ko'rsatadi, ikkinchi tomondan, erigan moddaning tarkibiy qismlari elektrodlarda hamma vaqt ham ajralmasligini ko'rsatadi.

Elektrolizning pirovard natijasi ionlar ajraladigan joylarda bo'ladigan kimyoviy reaksiyalarga bog'liqdir. Bu reaksiyalar **ikkilamchi reaksiyalar** deyiladi, ularni hisobga olmasdan turib elektrolitik dissotsiatsiya jarayonini to'g'ri o'rganib bo'lmaydi. Ravshanki, ikkilamchi reaksiyalarning tabiati faqat eritma tabiatigagina emas, balki elektrodlarning materialiga ham bog'liq bo'ladi.

Bu va bundan boshqa elektroliz hodisalarining analizi ko'rsatishicha **metallar va vodorod hamma vaqt musbat ionlar** hosil qiladi, bu ionlar odatda **kationlar** deb yuritiladi. Molekulalarning qolgan qismlari (radikallar, galogenlar va hokazolar) manfiy ionlar (**anionlar**) hosil qiladi.

Elektrolitik o'tkazuvchanlik qonunlari Faradey tomonidan eksperimental ravishda 1836-yili topilgan edi. Bu qonunlar ikkita.

5. Faradey qonunlari

Faradeyning birinchi qonuni elektrodda ajralgan modda miqdori, tok kuchi va tokning elektrolit orqali o'tish vaqti orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Bu qonunning ma'nosi quyidagicha soddadir: elektrodda

ajralib chiqqan moddaning M -massasi I -tok kuchiga va tokning t -o'tish vaqtiga proporsionaldir:

$$M=kIt; \quad (5.1)$$

Bu yerda k — proporsionallik koeffitsiyenti, bu koeffitsiyent faqat ajralib chiqqan moddaning tabiatiga va elektrolit tarkibiga bog'liq bo'ladi. I -tok kuchining t -vaqtga ko'paytmasi elektrolitdan o'tgan elektr miqdoridan iboratdir:

$$It=Q, \quad (5.2)$$

bundan, Faradeyning birinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$M=kQ, \quad (5.3)$$

ya'ni **ajralib chiqqan moddaning M massasi elektrolitdan o'tgan Q elektr miqdoriga proporsionaldir.** k -koeffitsiyentni ajralayotgan moddaning **elektrokimyoviy ekvivalenti** deyiladi.

$Q=I$ bo'lganda son jihatdan

$$M=k \quad (5.4)$$

bo'ladi, demak, elektrokimyoviy ekvivalent son jihatdan elektrolitdan birlik elektr miqdori oqib o'tganda ajralgan modda massasiga tengdir.

Faradeyning ikkinchi qonuni elektrokimyoviy ekvivalent kattaligini aniqlaydi.

Faradeyning ikkinchi qonunini ifodalashdan avval moddaning ba'zi bir kimyoviy tavsiflarini eslatib o'taylik. Elementning **kimyoviy ekvivalenti** deb shunday o'lchamsiz kattalikka aytiladiki, bu kattalik moddaning kimyoviy birikmalarda $1,0078$ g vodorod o'rni bosadigan grammlarda olingan massasiga teng bo'ladi.

Kimyoviy birikmada elementning bitta atomi o'rni oladigan vodorod atomlari soni elementning **valentligi** deyiladi. Elementning atom massasini A bilan, uning valentligini p bilan belgilasak, kimyoviy ekvivalent A/p ga teng bo'ladi. Agar biz A/p gramm element olsak, bu elementning bunday miqdori **gramm-ekvivalent** bo'ladi.

Faradeyning ikkinchi qonuni elementlarning k elektrokimyoviy ekvivalentlari ularning kimyoviy ekvivalentlariga proporsional ekanligini ifodalaydi:

$$k=C A/(n) \quad (5.5)$$

bunda, C — proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, barcha elementlar uchun bir xil.

Odatda, C — koeffitsiyent oʻrniga unga teskari kattalik kiritiladi:

$$\frac{1}{F} = C \quad (5.6)$$

bunda, Faradeyning ikkinchi qonuni quyidagicha koʻrinishga keladi:

$$k = \left(\frac{1}{F} \right) \cdot \left(\frac{A}{n} \right) \quad (5.7)$$

F kattalik **Faradey soni** deyiladi. (5.7) ifodadan elektrkimyoviy evivalentning qiymatini Faradeyning birinchi qonuni (5.1) ifodasiga qoʻyib, Faradeyning ikkala qonunini birlashtiruvchi formulani hosil qilamiz:

$$M = \frac{AQ}{(Fn)} \quad (5.8)$$

Bundan, moddaning bir gramm-ekvivalenti, yaʼni son jihatdan A/p ga teng boʻlgan M massasi ajralganda, Q son jihatdan F ga teng boʻladi.

Demak, F Faradey soni shunday Q elektr miqdoriga tengki, bu elektr miqdori elektrolit orqali oʻtganda elektrodda 1 gramm-ekvivalent modda ajratib chiqaradi.

Elektrkimyoviy ekvivalentlarni oʻlchiasli natijasida Faradey soni uchun quyidagi qiymat olingan:

$$F = 96494 = \frac{\text{Kulon}}{\text{gramm - ekvivalent}}$$

Elektron nazariyaning yaratilishida Faradey qonunlari muhim rol oʻynaydi. (5.8) formuladan shu narsa kelib chiqadiki, har qanday moddaning 1 gramm-ekvivalenti ajralishi uchun elektrolit orqali juda muayyan elektr miqdori, yaʼni son jihatdan Faradey soni F ga teng boʻlgan elektr miqdori oʻtishi kerak. Gramm-ekvivalentdagi N' atomlar soni elementning valentligi n ga bogʻliq va

$$N' = N/n \quad (5.9)$$

ekanligi ravshan, bunda: N — Avogadro soni. Shunday qilib, har bir atomning ajralishi elektrolit orqali

$$q = \frac{F}{N'} = \frac{F}{(N \cdot n)} \quad (5.10)$$

elektr miqdori oʻtishi bilan bogʻliq.

Elektrolitlar o'tkazuvchanligining ion nazariyasiga ko'ra, tokning elektrolit orqali o'tishi ionlarning ko'chishidan iboratdir, bundan esa (5.10) formulaga ko'ra **har bir element ioni elementning n valentligiga proporsional bo'lgan q zaryadni olib o'tishi kelib chiqadi.**

Ionning eng kichik e zaryadi bir valentli ionning ($n=1$) zaryadiga mos keladi, demak,

$$e = \frac{F}{N} \quad (5.11)$$

Elementning valentligi n butun son bilan ifodalandi, shu sababli har qanday ion tashib o'tadigan q zaryad

$$q = ne, \quad (5.12)$$

ya'ni **eng kichik e zaryadga butun karrali** bo'ladi. Shunday qilib, Faradey qonuni moddaning atom nazariyasi bilan birgalikda elektrning atom tuzilishi haqidagi tasavvurga olib keladi. Gelmgols va Stoney 1881-yili bir vaqtda va bir-biridan mustaqil ravishda shunday xulosaga keldilar. Moddaning har bir atomi e -elementar zaryadga karrali zaryadni yo'qotish yoki qabul qilishi mumkin. Bu e -elementar zaryad elektron zaryadi ekanligi ravshandir. Agar atom bitta yoki bir nechta ortiqcha elektron qabul qilsa, manfiy ion hosil bo'ladi.

Masalan, elektrolitik dissotsiatsiyada vodorod va ishqoriy metallar (hitiy, natriy, kaliy va hokazolar) bir valentli musbat ionlar hosil qiladi, ya'ni ular bittadan elektron yo'qotgan atomlardir. $ZnSO_4$ va $CuSO_4$ sulfatlar dissotsilanganda rux va mis ikki valentli musbat ionlar hosil qiladi, ya'ni ular ikkitadan elektroni yetishmaydigan atomlardir.

Cl , Br , J galogenlar bir valentli manfiy ionlar hosil qiladi – ularning atomlari bittadan ortiqcha elektron qabul qila oladi.

Bitta elementning o'zi turlicha valentlikda uchrashi mumkin. Shunga muvofiq ravishda turlicha zaryadli ionlar hosil bo'ladi. Masalan, ikki valentli temir tuzlari dissotsilanganda hosil bo'ladigan musbat temir ioni ikkita elektronini yo'qotgan temir atomidan iborat, temirning uch valentli tuzlarining dissotsilanishida hosil bo'ladigan temir ioni uchta elektronini yo'qotgan atomdan iborat bo'ladi.

(5.11) munosabat Faradey soni F va Avogadro soni N orqali elektron zaryadini aniqlashga imkon beradi. Avogadro soni

$$N = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

deb olsak,

$$e = \frac{F}{N} = 96494 \text{ k} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ k} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} 6,023 \cdot 10^{23}$$

bu elektron zaryadining hozir qabul qilingan qiymatidir. Biroq, Avogadro soni N ni eksperimental aniqlash usullarining aniqligi elektron zaryadini bevosita o'lchash usullari aniqligidan kam bo'lgani uchun tenglikdan odatda Avogadro soni N ni Faradey soni F va elektron zaryadi e orqali aniqlashda foydalaniladi.

6. Elektrolitik dissotsiatsiya

Elektrolitik o'tkazuvchanlik eriyotgan modda molekulalarining dissotsilanish natijasida eritmada hosil bo'lgan ionlarga bog'liq. Erituvchisining molekulalari bilan o'zaro ta'sirlashish natijasida eritmada molekulalar dissotsilanadi. Dissotsiatsiya darajasi ham erigan moddaning, ham erituvchi molekulalarining tabiatiga bog'liqdir. Agar modda erituvchi sifatida foydalanilayotgan bo'lsa, uning dielektrik doimiysi dissotsilanish qobiliyati orasida paralleldek bo'ladi. Erituvchining dielektrik doimiysi qancha katta bo'lsa, uning dissotsilanish darajasi shuncha katta bo'ladi.

Dissotsilanish darajasini miqdor jihatdan tavsiflash uchun α dissotsiatsiya koeffitsiyenti kiritiladi. Aytaylik, eritmaning hajm birligida erigan moddaning p_0 molekulasini bor va undan

$$p_0' = \alpha p_0$$

qismi ionlarga dissotsilangan,

$$p_0'' = p_0 - \alpha p_0 = (1 - \alpha) p_0 \quad (6.1)$$

qismi ionlarga dissotsilanmagan bo'lsin, α dissotsiatsiya koeffitsiyenti — molekulalarning eritmada dissotsilanish darajasini ko'rsatadi; agar

$$\alpha = 1$$

bo'lsa, barcha molekulalar dissotsilangan

$$\alpha = 0$$

bo'lsa, dissotsiatsiya yo'q demakdir.

Eritmada dissotsilanish darajasining mazkur qiymatida molekulalarning ionlanish jarayoni muvozanatda bo'ladi. Biror vaqt oraliq'ida dissotsilanayotgan molekulalar soni eritmada bo'lgan molekulalar soniga proporsional bo'ladi. Demak, vaqt birligi ichida hajm birligida vujudga keluvchi yangi juft ionlar sonini quyidagiga teng deyish mumkin:

$$\Delta p_0' = \beta \cdot (1 - \alpha) p_0 \quad (6.2)$$

bunda, β - proporsionallik koeffitsiyenti. Molekula hosil bo'lishi uchun har ikkala ishorali ionlar kerak bo'lganidan, molekula bo'lib qo'shilayotgan ionlar soni musbat ionlar soniga ham, manfiy ionlar soniga ham proporsional bo'ladi. Har bir ishorali ionlarning hajm birligidagi soni αp_0 ga teng, shuning uchun vaqt birligi ichida hajm birligida o'zaro qo'shilayotgan ion juftlari sonini quyidagiga teng deb hisoblash mumkin:

$$\Delta p_0'' = \gamma \alpha p_0 \cdot \alpha p_0 = \gamma \alpha^2 p_0^2, \quad (6.3)$$

bunda: γ - proporsionallik koeffitsiyenti. Ionlanish jarayoni bilan molizatsiya jarayoni orasidagi muvozanat sharti yangidan hosil bo'layotgan ionlar jufti sonining o'zaro qo'shilayotgan ionlar jufti soniga teng bo'lishidan iborat ekanligi ravshan, ya'ni

$$\Delta p_0' = \Delta p_0'' \quad (6.4)$$

bundan, (6.2) va (6.3) ifodalarga ko'ra:

$$\beta(1 - \alpha)p_0 = \gamma\alpha^2 p_0^2 \quad (6.5)$$

bu tenglikdan quyidagini topamiz:

$$1 - \frac{\alpha}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta p_0}. \quad (6.6)$$

Bu formula dissotsiatsiya koeffitsiyenti α ni hajm birligidagi erigan molekulalar soni p_0 bilan bog'laydi.

γ/β koeffitsiyentlar nisbati p_0 ga bog'liq emas va faqat eritmaning tabiatiga va eritma turgan sharoitga (temperaturaga) bog'liqdir.

(6.6) formula eritmada molekulalarning dissotsilanish darajasi haqida ba'zi xulosalar chiqarishga imkon beradi. Dastlab, eritma juda kuchsiz, ya'ni hajm birligidagi erigan modda molekulalari soni nolga yaqin: $p_0 \approx 0$ deb olamiz, u holda

$$\alpha \approx 1,$$

ya'ni kuchsiz eritmalarda α birga yaqin bo'lib, bu amalda barcha molekulalarning dissotsilanganini bildiradi.

Aksincha, biz dissotsilanish darajasini kichik deb faraz qilsak, (6.7) tenglik suratidagi α koeffitsiyentni birga nisbatan nazarga olmaslik mumkin, u holda quyidagi hosil bo'ladi:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{p_0}} \quad (6.7)$$

bu holda dissotsilanish darajasi hajm birligidagi erigan modda molekulalari sonidan olingan kvadrat ildizga proporsional yoki, boshqacha qilib aytganda, eritma konsentratsiyasidan olingan kvadrat ildizga teskari proporsional bo'ladi.

Dissotsiatsiya koeffitsiyentining qiymatini eritmaning elektr o'tkazuvchanligi orqali aniqlash mumkin; eritmaning tabiati va konsentratsiyasiga bog'liq ravishda α koeffitsiyent birdan kichik turlicha qiymatlar olishi mumkin. Masalan, KCl uchun konsentratsiya $0,0001 \text{ mol/l}$ bo'lganda, $\alpha = 0,993$; konsentratsiya 1 mol/l bo'lganda $\alpha = 0,757$ bo'ladi. Toza suv ham dissotsilangan bo'ladi, biroq uning dissotsilanish darajasi juda kuchsiz bo'ladi. Suv H^+ musbat ionlarga va OH^- gidroksil manfiy ionlarga dissotsilanadi. H^+ ionlar suv bilan birikib, H_2O^+ ionlarini hosil qiladi, umuman suvning dissotsilanish jarayoni quyidagi tabiatda bo'ladi: $H_2O + H_2O = H_3O^+ + OH^-$. Juda toza suv uchun α taqriban $1,7 \cdot 10^{-9}$ ga teng, bunda H^+ ionlarining konsentratsiyasi taqriban 10^{-7} mol/l bo'ladi. Bu holda 1 sm^3 suvga taqriban $6 \cdot 10^{12}$ ta H^+ ioni va shuncha OH^- gidroksil manfiy ioni to'g'ri kelishini hisoblab topish mumkin.

7. Elektrolitik o'tkazuvchanlik nazariyasi

Tashqi elektr maydon bo'lmaganda elektrolitda ionlar issiqlik harakatini bajaradilar, demak, natijaviy tok nolga teng bo'ladi. Maydon bo'lganida musbat ionlar elektr maydoni yo'nalishida i_+ qo'shimcha tezlik, manfiy ionlar esa maydonga qarama-qarshi yo'nalishda i_- qo'shimcha tezlik oladilar. Ionlarning tartibsiz issiqlik harakatiga ularning qo'shma harakati qo'shiladi va eritmada zaryadlarning ma'lum yo'nalishda ko'chishi, ya'ni elektr toki vujudga keladi.

Metallarning elektr o'tkazuvchanligini o'rganayotganda maydonning elektronga uning erkin yo'li uzunligi davomidagi ta'sirini

nazarga olgan edik. So'ngra, elektron metall kristall panjarasining o'zagini tashkil etuvchi ionlar bilan to'qnashganda tashqi maydon ta'sirida olgan qo'shimcha tezligini yo'qotadi, deb hisobladik. Ionlarning elektrolitdagi harakatiga kelganda, uni makroskopik nuqtai nazardan tekshiramiz; biz elektrolitda ionga ikkita kuch: qE elektr kuchi (bunda, q – ion zaryadi, E – elektr maydon kuchlanganligi) va muhitning qarshilik kuchi ta'sir qiladi, deb hisoblaymiz. Ionlar elektronlarga nisbatan yirikroq bo'lgani va erituvchining molekulari bilan zich qurshab olinganligi uchun shunday mulohaza qilish mumkin. Ko'p hollarda ionga neytral molekularlar yopishib oladi va E maydon ta'sirida *solvat* deb ataluvchi butun kompleks harakat qiladi.

Ionlarning mavjud tezliklarida ishqalanish kuchi tezlikka proporsional deyish mumkin va bu kuch ion tezligiga qarama-qarshi tomonga yo'nalgan ekanligi ravshan. Shunday qilib, musbat ionga ta'sir qiluvchi ishqalanish kuchini – k_+u_+ deyish mumkin, bunda k_+ – ishqalanish koeffitsiyenti. Musbat ion massasini m_+ bilan, uning tezlanishini w_+ bilan belgilab, musbat ionning yo'nalgan harakati uchun quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$m_+w_+=qE-k_+u_+ \quad (7.1)$$

Bu tenglamaning ko'rsatishicha, kichik tezliklarda qE elektr kuchi katta rol o'ynaydi, bu kuch ta'sirida ionning u_+ tezligi o'sadi; biroq u_+ tezlik o'sgan sari k_+u_+ ishqalanish kuchi ham o'sadi va biror paytga kelib shunday kattalikka erishadiki, bunda (7.1) tenglamaning o'ng tomoni nolga teng bo'lib qoladi;

$$qE-k_+u_+=0; \quad (7.2)$$

u holda w_+ tezlanish ham nolga teng va demak, tezlik

$$u_+=\frac{qE}{k_+} \quad (7.3)$$

kattalikka teng doimiy qiymat oladi. Bundan ionning barqaror yo'nalgan harakatining u_+ tezligi elektr maydon kuchlanganligi (E)ga proporsionalligi kelib chiqadi.

Manfiy ionning u_- tezligi uchun ham shunga o'xshash munosabat topamiz:

$$u_-=\frac{qE}{k_-} \quad (7.4)$$

bunda, k_- – manfiy ionning ishqalanish koeffitsiyenti.

Elektrolitdagi tok har ikkala ionlarning harakati tufayli vujudga keladi; elektrolitning hajm birligidagi har bir ishorali ionlar soni ap_0 ; demak, musbat ionlarning maydon bo'ylab va manfiy ionlarning maydonga qarshi harakati tufayli vujudga keladigan tok zichliklarining yig'indisi bilan ifodalanadigan tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$i = i_+ + i_- = qn_0\alpha u_+ + q\alpha n_0\mu_- = q\alpha n_0(u_+ + u_-), \quad (7.5)$$

bunda, q – har bir ion tashiydigan zaryad.

Eritmaning hajm birligiga to'g'ri keladigan erigan moddaning gramm-ekvivalentlari soniga teng bo'lgan h kattalikni **ekvivalent konsentratsiya** deb ataymiz.

Bunda $h = n_0/N'$ bo'ladi, n_0 – hajm birligidagi erigan modda molekullari soni, N' gramm-ekvivalentdagi molekullar soni. qn_0 ko'paytmani N' ga ko'paytirib va bo'lib, quyidagini topamiz:

$$qn_0 = qN' n_0/N'. \quad (7.6)$$

Lekin, aytilganlarga ko'ra: $n_0/N' = \eta$ va $qN' = F$, bunda, F – Faradey soni. Bulardan

$$qn_0 = \eta F. \quad (7.7)$$

qn_0 ning bu qiymatini (7.5) ifodaga qo'yib quyidagini topamiz:

$$i = F\eta\alpha(u_+ + u_-) \quad (7.8)$$

yoki ionlarning u_+ va u_- tezliklari o'rniga ularning (7.3) va (7.4) ifodalarini qo'ysak:

$$i = F\alpha \left(\frac{q}{k_+} + \frac{q}{k_-} \right) E \quad (7.9)$$

Son jihatdan ionlarning maydon kuchlanganligi $E = I$ bo'lgandagi tezliklariga teng bo'lgan q/k_+ va q/k_- nisbatlar **ionlarning harakatchanligi** deyiladi. Ularni u_+^0 va u_-^0 bilan belgilaymiz. U holda (7.8) tenglikni shunday ko'rinishda yozish mumkin:

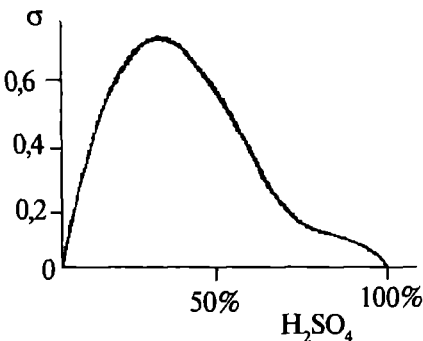
$$i = F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0)E \quad (7.10)$$

$F\eta\alpha(u^0_+ + u^0_-)$ kattalik berilgan eritma uchun doimiydir. Om qonuniga ko'ra, tok zichligi $i = \sigma E$ bo'lgani tufayli (7.10) tenglik elektrolitik o'tkazuvchanlik uchun Om qonunini ifodalaydi. Elektrolit uchun σ elektr o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti quyidagiga teng bo'lar ekan:

$$\sigma = F\eta\alpha(u^0_+ + u^0_-). \quad (7.11)$$

(7.11) munosabatning ko'rsatishicha, elektrolitning elektr o'tkazuvchanligi dissotsiatsiya koeffitsiyenti α ga va ionlar harakatchanliklari yig'indisi $(u^0_+ + u^0_-)$ ga proporsional ekan.

Dissotsiatsiya koeffitsiyenti α eritma konsentratsiyasiga bog'liq, shu sababli σ va η orasidagi (7.11) formula bilan ifodalangan bog'lanish murakkab bo'ladi. Toza erituvchi uchun elektr o'tkazuvchanlik $\sigma = 0$, chunki η konsentratsiya nolga teng bo'ladi. So'ngra, η ortgan sari elektr o'tkazuvchanlik orta borib, biror maksimumga erishadi. Konsentrlangan eritmalarida α dissotsilash darajasi kamayishi tufayli σ yana kamayadi. 65-rasmda σ ning sulfat kislotani suvdagi eritmasi konsentratsiyasiga qarab o'zgarishi keltirilgan.



65-rasm.

σ/h kattalik ekvivalent elektr o'tkazuvchanlik deyiladi. Uni L bilan belgilaymiz, u holda (7.11) ga ko'ra:

$$\Lambda = F\alpha(u^0_+ + u^0_-). \quad (7.12)$$

Faradey soni hamda berilgan elektrolit uchun ionlar harakatchanliklarining yig'indisi doimiy kattalik bo'lgani sababli (7.12) ga ko'ra

$$\Lambda = S\alpha, \quad (7.13)$$

bunda, S — doimiy kattalik. Demak, ekvivalent elektr o'tkazuvchanlik α dissotsiatsiya koeffitsiyentiga proporsionaldir. Juda kuchsiz eritma uchun $\alpha = 1$, va bu xolda $\Lambda = S$, ya'ni juda kuchsiz eritma uchun ekvivalent elektr o'tkazuvchanlik konsentratsiyasiga bog'liq bo'lmay qoladi. Ekvivalent elektr o'tkazuvchanlikning bu doimiy qiymatini Λ_∞ bilan belgilab, (7.13) formuladan quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$\alpha = \frac{A}{A} \quad (7.14)$$

bundan berilgan konsentratsiyadagi ekvivalent elektr o'tkazuvchanlikning juda kuchsiz konsentratsiyasidagi ekvivalent elektr o'tkazuvchanlikka nisbati orqali dissotsiatsiya α koeffitsiyentini aniqlash mumkinligi kelib chiqadi.

Λ_{∞} ning qiymati ionlar harakatchanliklari yig'indisiga bevosita bog'liqdir. Haqiqatan ham, (7.12) ifodadan

$$\Lambda_{\infty} = F(u_+^0 + u_-^0) \quad (7.15)$$

Bundan, juda kuchsiz konsentratsiyadagi ekvivalent elektr o'tkazuvchanlikni aniqlash bilan ionlar harakatchanliklarining yig'indisini topish mumkin.

Ionlar harakatchanliklarining o'zini topish uchun u_+^0/u_-^0 nisbatni bilish yetarli. Bu nisbatni quyidagicha hisoblash asosida topish mumkin. Hajm birligidagi har bir ishorali ionlarning p_0' soni elektrolitning barcha qismlarida birday bo'ladi deb olgan edik. Biroq ionlarning harakatchanligi turlicha bo'lishi tufayli ularning soni katod va anod yaqinida vaqt o'tishi bilan turlicha o'zgaradi.

Aytaylik, eritma shunchalik kuchsizki, dissotsilanish amalga oshgan ($\alpha=1$) va demak, hajm birligidagi ionlar juftining p_0' soni erigan moddaning hajm birligiga to'g'ri keluvchi molekullari p_0 soniga teng bo'lsin. Demak, dastlab katod yaqinida hajm birligida p_0 musbat ion bor edi. Tok o'tayotganda musbat ionlar katodga kela boshlaydi, manfiylar undan keta boshlaydi. Katodga yangidan keluvchi barcha musbat ionlar katodga ajraladi. Shu sababli ularni hisobga olishning keragi yo'q. Endi manfiy ionlarni ko'raylik: katodga chegaradosh turgan hajm birligidan t vaqt ichida $p_0\mu_-t$ manfiy ion ketadi. Buning natijasida shuncha musbat ion juftsiz qolib, katodda ajraladi.

Shunday qilib, t vaqt ichida katod yaqinida ionlar jufti soni $p_0\mu_-t$ juftga kamayadi va quyidagiga teng bo'lib qoladi:

$$p_{\alpha}^{(K)} = p_0 - p_0\mu_-t = p_0(1 - \mu_-t). \quad (7.16)$$

Demak, t vaqt ichida katod yaqinida ionlar jufti soni

$$\frac{p_{0t}^{(K)}}{p_0} = 1 - \mu_-t \quad (7.17)$$

nisbatda o'zgaradi. Xuddi shuningdek, t vaqt ichida anod yaqinida ionlar jufti soni

$$\frac{p_{0t}^{(A)}}{p_0} = 1 - u_+ t \quad (7.18)$$

nisbatda o'zgarishini topamiz.

Bizning farazimizga ko'ra dissotsiatsiya to'la bo'lganligidan hajm birligidagi juft ionlar soni hajm birligidagi erigan molekulalar soniga teng bo'ladi, hajm birligidagi erigan molekulalar soni esa η ekvivalent konsentratsiyasiga proporsionaldir.

Bundan, (7.17) ifodaga ko'ra

$$\frac{\eta_t^{(K)}}{\eta_0} = 1 - u_- t, \quad (7.19)$$

bunda, $\eta_t^{(K)}$ — elektroliz boshlangandan t — vaqtdan keyin katod yaqinidagi ekvivalent konsentratsiya, η_0 — ekvivalent konsentratsiyasining boshlang'ich qiymati.

Shuningdek, (7.18)dan

$$\frac{\eta_t^{(K)}}{\eta_0} = 1 - u_+ t, \quad (7.20)$$

bunda, $\eta_t^{(A)}$ — elektroliz boshlangandan t — vaqtdan keyin anod yaqinidagi ekvivalent konsentratsiyasi qiymati.

(7.19) va (7.20) munosabatlardan

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}} \quad (7.21)$$

u_+^0 va u_-^0 ionlar harakatchanliklari ularning tezliklariga proporsional, shuning uchun:

$$\frac{u_+^0}{u_-^0} = \frac{z_0 - z_t^{(A)}}{z_0 - z_t^{(K)}} \quad (7.22)$$

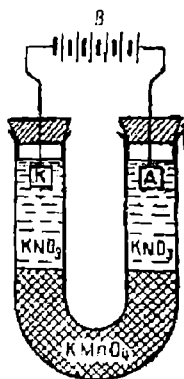
tenglikdan ko'rinishicha, elektroliz natijasida eritmalar konsentratsiyasining elektrodlar yaqinida kamayish darajasini tekshirish bilan ionlar harakatchanliklari nisbatini topish mumkin ekan.

(7.11) va (7.22) formulalardan foydalanib, ionlar harakatchanliklarining o'zini ham topish mumkin. Ba'zi ionlar uchun u_+^0 va u_-^0 harakatchanliklarining qiymatlari 2-jadvalda keltirilgan.

Ionlar	u^0
N	0.003263
K	0.000669
Na	0.000450
OH	0.001802
Cl	0.000677
NO_3	0.000639

2-jadval ma'lumotlaridan foydalanib, amalda erishiladigan maydon kuchlanganliklarida ionlarning tezliklari juda kichik bo'ladi va sekundiga santimetr bir necha mingdan bir ulushiga oshmaydi.

Ionlarning harakatchanligi konsentrlangan eritmalarda suyultirilgan eritmalaridagidan kichik bo'ladi. Konsentrlangan eritmalarda qolgan ionlarning maydonini tashqi maydonga nisbatan e'tiborga olmaslik mumkin emas.



66-rasm.

Ionlar harakatini rangli eritmalar hosil qiluvchi ionlardan foydalanish bilan bevosita namoyish qilish mumkin. Ikkita K va A platina elektrodi U – simon nayga (66-rasm) zichliklari birday ikkita turli eritma: ostiga – to‘q binafsha rangli kaliy permanganat (KMnO_4) eritmasi va ustiga rangsiz kaliy nitrat (KNO_3) eritmasi quyiladi. Naydan tok o‘tkazganda MnO_4^- ion rangli eritmasining chegarasi anod tomonga sezilarli siljiy boshlaydi.

8. Elektrodلarning qutblanishi

Aytaylik, biror elektrolitga ikkita birday metall elektrod, masalan, mis kuporosining suvdagi eritmasiga ikkita platina plastinka botirilgan bo‘lsin. Bunday kombinatsiya noldan farqli ξ' E.Yu.K. hosil qilmasligini biz ko‘rsatib o‘tgan edik; ikkita turli birinchi jins o‘tkazgichni elektrolitga botirgandagina noldan farqli E.Yu.K. vujudga keladi. Lekin platina elektrod botirilgan mis kuporosi eritmasidan elektrodلarni biror tashiqi E.Yu.K. manbaiga, masalan, galvanik elementga ulab so‘ngra tok o‘tkazaylik. U holda katod vazifasini bajarayotgan platina elektrodda mis, anodda SO_4^{2-} ion ajraladi; SO_4^{2-} ionning suv bilan kimyoviy reaksiyaga kirishishidan sulfat kislotasi (H_2SO_4) hosil bo‘ladi va elektrodda kislorod ajraladi.

Natijada elektrodلarning simmetriyasi buziladi: ulardan biri mis qatlami bilan, ikkinchisi kislorod pardasi bilan qoplanadi. Endi eritmaga botirilgan elektrodلar birday bo‘lmaydi va ma‘lum E.Yu.K. ga teng bo‘lgan galvanik element hosil qiladi, bu element **qutblanish elementi** deb ataladi.

Agar bu elementni tashqi E.Yu.K. manbaidan uzib qo‘yib, biror qarshilik bilan tutashtirilsa, u holda element teskari tartibda boruvchi kimyoviy reaksiyalar natijasida elektrodلarning simmetriyasi tiklanguncha oqadigan tok beradi.

Elektrodلarning materiali bir xilligi tufayli dastlabki simmetriyasining buzilishi eritmalar elektrolizida har gal yuz beraveradi. Elektrodلarning eritmalar elektrolizida o‘zgarishi **elektrodلarning qutblanishi**, bunda vujudga keluvchi E.Yu.K. esa **qutblanish E.Yu.K.** deyiladi.

Aslida qutblanish hamma vaqt ham ko‘rsatilgandek qaytuvchan bo‘lavermaydi: element zaryadlangandan keyin boshlang‘ich holat to‘la tiklanmasligi mumkin.

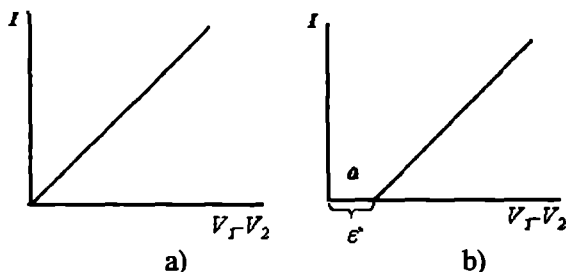
Qutblanish E.Yu.K. mavjudligi qator muhim xulosalarga olib keladi.

Birinchidan, Om qonunining elektrolitlarga qanday ko‘rinishda tadbiq qilinishi masalasini tekshirib ko‘rishimiz mumkin.

Birinci jins o‘tkazgichdan tok o‘tganda I tok kuchi, o‘tkazgich uchlaridagi $U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasi va o‘tkazgichning R qarshiligi Om qonuniga ko‘ra o‘zaro quyidagi munosabat orqali bog‘langandir:

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R}, \quad (8.1)$$

bunga muvofiq tok kuchi bilan potentsiallar ayirmasi orasidagi bog‘lanish grafik ravishda koordinatalar boshidan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziq bilan ifodalanadi (67-rasm).



67-rasm.

Elektrolitdan tok o'tganda elektrodlardagi U_1-U_2 potentsiallar ayirmasi faqat dastlabki paytdagina IR ko'paytmaga teng bo'ladi; biror vaqtdan keyin esa elektrodning qutblanishi natijasida, dastlabki I tokni tiklab turish uchun quyidagi potentsiallar ayirmasi berish zarur bo'ladi:

$$U_1-U_2=IR+\xi'. \quad (8.2)$$

Shunga muvofiq I tok kuchining U_1-U_2 potentsiallar ayirmasiga bog'lanishi

$$I = \left(\frac{U_1-U_2}{R} \right) - \left(\frac{\xi'}{R} \right) \quad (8.3)$$

munosabat bilan ifodalanadi, ya'ni grafik ravishda bu munosabat odatdagi Om qonuni (8.1) holdagidek, koordinatalar boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq emas, balki abstsissalar o'qi koordinatasi ξ' bo'lgan a nuqtada (67, b-rasm) kesib o'tuvchi to'g'ri chiziq bilan ifodalanadi.

Elektrolitdan t vaqt ichida o'tib turgan tokning bajargan ishi (8.2) tenglikka ko'ra quyidagiga teng bo'ladi:

$$A=I(V_1-V_2)t=I^2Rt+\xi'It, \quad (8.4)$$

biroq I^2Rt kattalik elektrolitda ajraladigan Q issiqlikdan iboratdir, bundan,

$$A=Q=\xi'It, \quad (8.5)$$

ya'ni Q issiqlik ajratishga sarflanadigan ishdan tashiqari, **elektroliz vaqtida yana $A=\xi'It$ qo'shimcha ish bajariladi.**

Elektr tok elektrolitni parchalamaydi. Eritiladigan modda erish jarayonida ionlarga dissotsilanadi. Tok o'tayotganda elektrodalarda ionlarning ajralishigina ro'y beradi, xalos.

Biroq, biz elektrolitga botirilgan o'tkazgichi bilan elektrolit orasida potentsiallar ayirmasi vujudga kelishi va buning natijasida elektrod yaqinida ionlarga elektr kuchlari ta'sir qilishini ko'rgan edik. Ionlar elektrodga ajralishi uchun qandaydir potensial to'siqni yengishi zarur. $A=\xi'It$ ish ana shu potensial to'siqni yengishga sarflanadi. R qarshilikni kichraytirish yo'li bilan **Lens – Joul $Q=I^2Rt$** issiqhigi ajralishiga sarf bo'ladigan ishni istalgancha kichik qilish mumkin. Qarshilikni kichraytirish uchun katta elektrodlar olish va

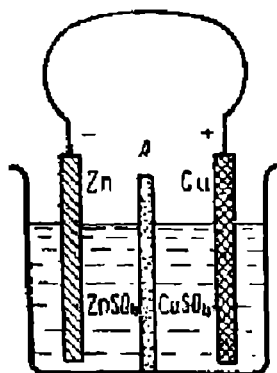
ularni bir-biriga yaqin joylashtirish kerak. lekin A'ishni bajarmaslik mumkin emas; uning qiymati elektrolitning tarkibi va elektrodلarning moddasi bilan belgilanadi. Elektrodلarning qutblanishi qaytuvchan tabiatli bo'lgan hollardagina ξ' kattalik qutblanish E.Yu.K. ga teng bo'ladi; biroq ko'p hollarda ξ' kattalik qutblanish E.Yu.K. dan kattaroq bo'ladi. Mazkur ionلarning elektrodدا ajralish jarayoni boshlanishi uchun «ortiqcha kuchlanish» kerak bo'ladi. Bu ortiqcha kuchlanish bir necha o'ndan bir voltgacha bo'lishi mumkin. Masalan, elektrodلar qaytuvchan qutblangan hollarda sulfat kislotaning suvdagi eritmasi elektrolizi boshlanishi uchun elektrodلardagi potensiallar ayirmasi 1,22 V bo'lishi kerak; haqiqatda esa, toza platina elektrodلar ishlatilganda elektroliz 1,64 Volt dagina boshlanadi.

Elektrodلardagi potensiallar ayirmasining ularda ma'lum ionلar ajralishiga mos qiymati **ajratish potensiali** deyiladi. Turli ionلar uchun ajratish potensiali turlicha bo'ladi, shunga ko'ra, bir xil ishorali bir necha xil ionلarga (masalan, Cu^+ va Zn^+ ionلar) bo'lgan eritmadan bir hil ionلarni ajratib olish mumkin. Bu hol toza metallar olish uchun elektrolizdan texnikada foydalanishda muhimdir.

Bu mavzuda biz elektrodلar qutblanishi tufayli kelib chiqadigan ikkinchi natijani — galvanik elementلar ishlay boshlaganidan keyin ular E.Yu.K. ning pasayishini ham ko'rib chiqamiz. Galvanik element tashqi qarshilikka ulanganda tok o'tishi natijasida elektrolitning parchalanishi ro'y beradi, natijada elektrodلar qutblanadi va qutblanish E.Yu.K. vujudga keladi, bu E.Yu.K. elementning boshlang'ich ξ' E.Yu.K. ini kamaytiradi. Bundan tashqari, elementda bo'ladigan o'zgarishلar uning ichki qarshiligini orttiradi. Masalan, elektrodلardan birida vodorod pufaklari ajralganda elementning qarshiligi kuchli ravishda ortadi.

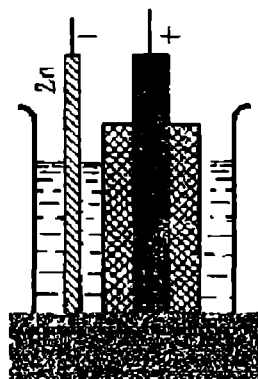
Qutblanish E.Yu.K. ning zararli ta'sirini bartaraf qilish uchun galvanik element birinchi va ikkinchi jins o'tkazgichلarning shunday kombinatsiyasidan tuzilishi kerakki, bunda elektrodلarning qutblanishi amalga oshmaydigan bo'lsin.

Daniel elementida bunga erishishi uchun mis va rux plastinkalari o'rtasidan g'ovak to'siq bilan ajratilgan turli eritmalarga botiriladi (68-rasm). Buning natijasida element ishlaganda rux



68-rasm.

plastinka eriydi va mis plastinkaga mis o'tiradi, xalos; bu jarayon plastinkalar moddalarning hech qanday o'zgarishiga olib kelmaydi. Biroq eritmalarning g'ovak to'siq orqali muqarrar diffuziyasi Daniel elementining ishlash davrini cheklab qo'yib, amalda uning beradigan foydasini kamaytiradi.



69-rasm.

Leklanshe elementida (69-rasm) katod yaqinida ajraladigan vodorod marganes peroksidi bilan kimyoviy reaksiyaga kirishadi, shu sababli ko'mir elektrodning qutblanishiga yo'l qo'yilmaydi.

Normal elementning nisbatan murakkab tuzilishiga sabab shuki, elektrodlar va elektrolitlarning ana shunday kombinatsiyasi tufayli qutblanish amalda to'la bartaraf qilinadi. Normal element ishlaganda uning elektr yurituvchi kuchi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

9. Elektrolizning texnikada qo'llanishi

1. Akkumulyatorlar. Elektrolitga botirilgan ikkita bir xil metall elektroddan tok o'tganidan keyin bu elektrodlarning qutblanishini va biror vaqt tok manbai bo'la oladigan galvanik element hosil bo'lishini ko'rdik. Shunday qilib, ikkita birday birinchi jins o'tkazgich va ikkinchi jins o'tkazgichdan iborat sistema tuzish bilan **akkumulyator**, ya'ni elektr energiyani yigish qobiliyatiga ega bo'lgan asbob yasashimiz mumkin ekan. Biroq akkumulyator amaliy ahamiyatga ega bo'lishi uchun ikki shartni qanoatlantirishi zarir:

a) elektrodlarning qutblanishi turg'un bo'lishi va

b) akkumulyatorda bo'ladigan jarayonlar qaytuvchan bo'lishi. Birinchi shart akkumulyatordan tok olmaganida uning o'z-o'zidan zaryadlanmasligi uchun zarurdir. Ikkinchi shart esa, akkumulyatorning kelgusida ishga yaroqsiz qilib qo'yadigan o'zgarishlar bo'lmasligi uchun zarurdir.

2. Elektrometallurgiya. Metallurgiyada elektrolizdan turli maqsadlarda foydalaniladi. Elektrolitik usulda alyuminiy va toza mis olish eng ko'p tarqalgan. Rudalarni eritib olinadigan misning tarkibida odatda CuS va Cu_2S oltingugurtli birikmalar bo'ladi. Ana shunday misdan anodlar yasaladi; sulfat kislota eritmasi elektrolit bo'lib xizmat qiladi. Bunda katodda yetarlicha toza mis ajralib chiqadi.

Hozirgi zamon texnikasida ishlatilayotgan alyuminiyning hammasi eritilgan alyuminiy tuzlarini elektroliz qilish yo'li bilan olinadi.

Bunda glinozyom bilan birga alyuminiy va natriyning eritilgan ftorli qo'sh tuzlari elektrolit rolini o'ynaydi. Elektrodlar sifatida ko'mir plastinkalar ishlatiladi. Tok o'tayotganda ajraladigan issiqlik hisobiga tuz erigan holda saqlab turiladi. Alyuminiy ishlab chiqaruvchi zavodlar arzon elektr energiya ishlab chiqaruvchi gidroelektr stansiyalar yaqiniga quriladi. Alyuminiy tuzlari elektroliz qilinadigan vannalar orqali o'n minglab amper tok o'tkaziladi. Magniy, natriy va boshqa ishqoriy metallar ham elektrolitik usul bilan olinadi.

3. Galvanoplastika. Peterburg Fanlar akademiyasining akademigi B.S.Yakobi 1837-yili birinchi marta misdan relief yupqa qatlamli buyumlar yasash uchun elektrolizdan foydalandi; Yakobi kashf qilgan jarayon **galvanoplastika** nomini oldi.

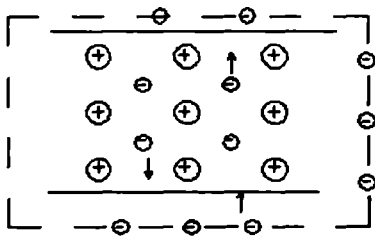
Dastlab mum yoki biror boshqa plastik materialdan mazkur buyumning modeli yasaldi va bu modelga o'tkazuvchanlik berish uchun grafit qatlam qoplandi. Mis kuporosini elektroliz qilishda bu model katod bo'lib, mis plastinka esa anod bo'lib xizmat qiladi. Bunda modelga mis pardasi o'tirib qoladi, bu pardaning qalinligi elektroliz vaqtiga bog'liq bo'ladi. Hosil bo'lgan pardani keyin modeldan ajratib olish mumkin.

Elektrolizdan, shuningdek, bir materialdan yasalgan buyum sirtini boshqa biror material qatlami bilan qoplashda ham foydalaniladi. Masalan, elektrolitik usulda nikellash keng qo'llaniladi.

Kitoblarni va boshqa bosma asarlarni bezash uchun klishe tayyorlash texnikasida galvanoplastikaning ahamiyati katta.

10. Termoelektr hodisalar

Moddalar tuzilish nazariyasiga ko'ra, metallar kristall panjara tuzilishiga ega bo'lib, erkin elektronlar uning sirtidan bug'lanib turadi. Shuning uchun metall sirti qo'sh elektr qatlam bilan ($1:10 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$) o'ralgan bo'ladi (70-rasm). Bu qo'sh elektr qatlam elektronni metall sirtidan cheksizlikkacha chiqishga yo'l qo'ymaydigan potensial o'raning chuqurligi W_p – metall ichida va sirtida elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyalar farqi qadar bo'ladi. Agar

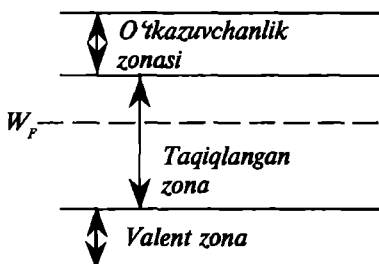


70-rasm.

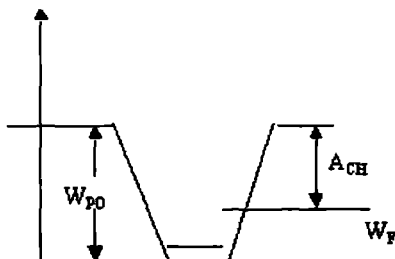
energiyalar o'qida elektron energiyasini energetik sath bilan belgilasak, yuqorida aytilganlarni quyidagi tarzda tasvirlash mumkin bo'ladi. Absolyut nol temperaturada elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan eng yuqori energiya W_F **Fermi sathi** deyiladi (71-rasm). Elektron metall sirtidan cheksizlikkacha chiqib ketish uchun qo'sh elektr qatlam kuchini yengishda ish bajara oladigan energiyaga ega bo'lishi lozim. Ana shu energiyaga chiqish ishi deyiladi (72-rasm).

$$A_{CH} = W_{PO} - W_F$$

$$A_{CH} = e(\phi_+ - \phi_-)$$

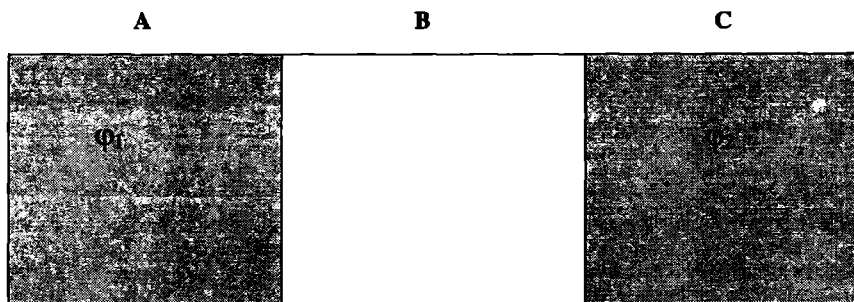


71-rasm.



72-rasm.

1797-yilda italiya olimi Volta chiqish ishlari har xil bo'lgan turli jinsli metallar bir-biriga tegizilganida ularning uchlarida potentsiallar ayirmasi vujudga kelishini aniqladi. U shunday metallar qatorini tuzdiki, (*Al, In, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu*) har bir metall o'zidan oldingisiga nisbatan musbat zaryadlanib, tugun potentsiallar ayirmasi yig'indisi $0,1-10\text{ V}$ chamasiga yetadi (73-rasm).



73-rasm.

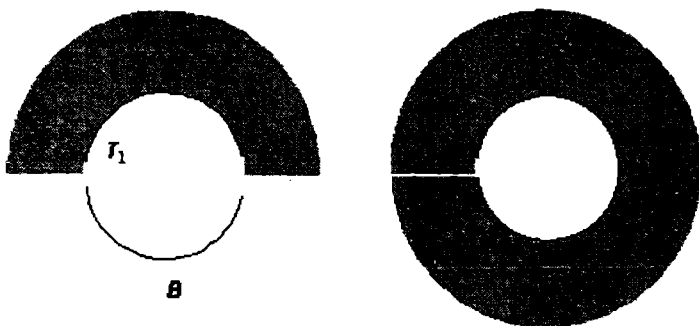
I. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, ochiq zanjirdagi tugun potentsiallar ayirmasi oraliq metallarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, faqat chetki metallar kimyoviy tabiatiga, kontakt temperaturasiga ham bog'liq.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{A_2 - A_1}{\ell} + kt \ell n \frac{n_{02}}{n_{01}} \quad (10.1)$$

II. Agar zanjir berk bo'lib, kontaktlar temperaturasi birday bo'lsa (74-rasm), potensial sakrashlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi:

$$\sum_{i=1}^n \Delta \varphi = 0 \quad (10.2)$$

1821-yilda **Zeebek** har xil jinsli juft metallardan, berk zanjir tuzib, kontakt temperaturalari turlicha bo'lganda tok hosil bo'lishini kuzatadi (74-rasm).



74-rasm.

Bu hodisa **termoelektrik effekt** deb, moslama esa **termojuftlik** (termopara) deb yuritiladi. Zanjirdagi tok kuchi kontaktlar temperaturasi ayirmasiga proporsional bo'lib, uni vujudga keltiruvchi sabab **termoelektr yurituvchi kuch** (T.E.Yu.K.) dir.

Termoelektr yurituvchi kuch son jihatdan chiqish ishlarining va elektronlar kondensatsiyasi farqi tufayli vujudga kelgan potensial sakrashlar yig'indisiga teng bo'lib, berilgan yo'nalish uchun quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon = \varphi_B - \varphi_A + \frac{kT_1}{\ell} \ell n \frac{n_{0A}}{n_{0B}} + \varphi_A - \varphi_B + \frac{kT_2}{\ell} \ell n \frac{n_{0B}}{n_{0A}} \quad (10.3)$$

Zanjir berkligi sababli chiqish ishlari farqiga tegishli potensial sakrashlar yig'indisi 0 (nol) ga teng:

$$\sum_{i,j}^n \varphi_{ij} = 0 \quad i \neq j$$

U holda (10.3) ning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon = \frac{k}{\ell} \ell m \frac{n_{oA}}{n_{ob}} (T_1^o - T_2^o) = \alpha (T_1^o - T_2^o) \quad (10.4)$$

bu yerda,

$$\alpha = \frac{k}{\ell} \ell n \frac{n_{oA}}{n_{oB}}$$

kontakt temperaturasi T^o ga farq qilganda berilgan juft metall uchun qancha volt E.Yu.K. hosil bo'lishini bildiradi va termo E.Yu.K. doimiysi deyiladi.

U har bir juft o'tkazgich sistemasi uchun hos bo'lgan o'zgarmas kattalikdir.

Masalan: *In, Ag* jufti uchun ($0-100^\circ\text{C}$) $\alpha=0,5 \text{ mkB/grad}$ ($300^\circ \div 400^\circ\text{C}$) chegarasida $\alpha=4,6 \text{ mkB/grad}$.

Termoparalarni ketma-ket ulab ($100-1000$) termoustuncha hosil qilinadi va undan kam quvvatli tok manbai sifatida foydalaniladi, bundan tashqari o'ta yuqori va past temperaturalarini aniq o'lchashda ishlatiladi.

Peltje effekti. Tajriba shuni ko'rsatadiki, tokning o'tkazgich hajmida ajratadigan Joule-Lens issiqligidan tashqari, ikki turli o'tkazgichlar kontaktida hatto bu o'tkazgichlar dastlab birday temperaturada bo'lganida ham issiqlik hodisalari kuzatiladi. Tok o'tayotgan kontaktda tokning yo'nalishiga bog'liq holda issiqlik ajraladi yoki issiqlik yutiladi va kontakt soviydi yoki qiziydi. Bu hodisa **Peltje effekti** deb ataladi.

Kavsharlangan uchlarida ajralgan yoki yutilgan Q_p Peltje issiqligi, bu uchdan o'tgan to'liq q zaryadga proporsional yoki I tok kuchining t vaqtga ko'paytmasiga proporsional bo'ladi:

$$Q_p = Pq = Pit \quad (10.5)$$

P koeffitsiyent bir-biriga tegayotgan o'tkazgichlarning turiga va ularning temperaturasiga bog'liq bo'ladi, bu koeffitsiyent **Peltje koeffitsiyenti** deb ataladi.

Peltye hodisasi bilan Joule-Lens issiqligi ajralishi orasida muhim farq bor. Joule-Lens issiqligi tok kuchi kvadratiga proporsional va tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Peltye issiqligi esa tok kuchining birinchi darajasiga proporsional va tokning yo'nalishi o'zgarganida o'z ishorasini o'zgartiradi. So'ngra, Joule-Lens issiqligi o'tkazgichning qarshiligiga bog'liq bo'ladi, Peltye issiqligi esa unga bog'liq bo'lmaydi.

Agar (10.5) da Qp joullarda q kulonlarda o'lchansa, u holda P koeffitsiyent J/Kl larda yoki Volt larda ifodalanadi. tajribaning ko'rsatishicha, ko'pchilik metal juftlari uchun Peltye koeffitsiyenti, shuningdek termo – E.Yu.K. ham bir necha tartib katta bo'ladi.

Odatdagi sharoitlarda Peltye issiqligi Joule-Lens issiqligiga qaraganda kichik. Shuning uchun Joule-Lens issiqligi Peltye issiqligidan ortib ketmasligi uchun Joule-Lens issiqligini iloji boricha kamaytirish kerak, buning uchun qarshiligi kam bo'lgan ancha yo'g'on simlarni ishlatish kerak bo'ladi.

Peltye issiqligining kelib chiqish sababi quyidagicha tushuntiriladi. Har bir elektron o'z harakatida faqat o'z zaryadini emas, shu bilan birga o'zidagi bor energiyani ham olib o'tadi. Shuning uchun o'tkazgichdan elektr toki o'tayotganida unda ma'lum energiya oqimi yuzaga keladi. Bu energiya oqimi temperatura o'tkazgichning barcha nuqtalarida birday bo'lib, issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli energiya ko'chishi sodir bo'lmaganda ham mavjud bo'ladi. Energiya oqimining yo'nalishi elektronlarning harakat yo'nalishi bilan birday bo'ladi, ya'ni j tok zichligiga teskari yo'nalgan.

Tok zichligi aynan borday bo'lgani holda turli o'tkazgichlarda energiya oqimi turlicha bo'ladi. Shuning uchun 1 o'tkazgichdagi kontakt tekisligiga keluvchi energiya (2) o'tkazgich kontakt tekisligidan ketayotgan energiyaga teng emas. Bu energiyalarning farqi Peltye issiqligidan iborat.

Tokning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan vaqt birligi ichida o'tuvchi elektronlar soni $N=j/e$ ga teng. Har bir elektronning energiyasi uning W_k kinetik energiyasi va $-e\phi$ potensial energiyasi yig'indisidan iborat bo'ladi. Agar W_k qaralayotgan N elektronlar guruhi uchun o'rtacha kinetik energiya bo'lsa, u holda energiya oqimining kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = -j/e(W_k - e\phi) \quad (10.6)$$

Tomson effekti. Termoelektr hodisalarini tatqiq qilib V.Tomson shunday xulosaga keldiki, agar o'tkazgich notekis qizdirilgan bo'lsa,

hatto bir jinsli o'tkazgichdan ham tok o'tganida issiqlik ajralishi yoki yutilishi mumkin ekan. Bu issiqlik yoki Joul-Lens issiqligiga qo'shiladi, yoki undan ayriladi. Tomson effekti deb ataluvchi bu hodisa aniq qilib aytganda bevosita kontakt hodisalarga kirmaydi. Biroq uning kelib chiqishi kontaktlarda bo'ladigan hodisalarga chambarchas bog'langan. Tomson effektini quyidagicha kuzatish mumkin: ayni bir moddadan qilingan ikkita bir xil sterjenlarni tok manbaiga ulab, sterjenning uchlarida esa turli temperaturalar saqlab turiladi. Sterjenlarda dT/dx temperatura gradiyenti hosil bo'ladi va issiqlik oqimlari yuzaga keladi. Sterjenlarning birida tokning yo'nalsihi va temperatura gradiyenti bir xil yo'nalishda, boshqasida esa teskari yo'nalishdadir. Zanjirda elektr toki bo'lmaganda temperaturalar bir xil bo'lgan ikkita uchlardagi temperaturalarining farqi o'lchanadi. Tok bo'lganda uchlardagi temperaturalar turlicha bo'lib qoladi; bu sterjenlarning birida Joul-Lens issiqligiga qo'shimcha ravishda biror miqdorda issiqlik ajralishini (Tomson issiqligi), ikkinchisida esa yutilishini ko'rsatadi.

Tomson effektining ishorasi turli o'tkazgichlar uchun turlicha bo'ladi. Masalan, vismut va ruxda, agar issiqlik oqimi va tokning yo'nalishi bir xil bo'lsa issiqlik ajralishi kuzatiladi. Biroq temir, platina, surmada xuddi shunday sharoitlarda issiqlik yutilishi kuzatiladi. Tokning yo'nalishi o'zgarganda barcha o'tkazgichlarda effekt ishorasining o'zgarishini kuzatish mumkin, ya'ni issiqlik ajralishi o'rniga uning yutilishini yoki aksincha bo'lishini kuzatish mumkin.

Tomson effekti o'tkazgich qiziganda uning xossalari o'zgarishi bilan tushuntiriladi. Dastlab bir jinsli bo'lgan o'tkazgich notekis qizdirilganda bir jinsli bo'lmay qoladi, shuning uchun Tomson hodisasining mohiyati jihatidan Peltie hodisasining o'ziga xos namoyon bo'lishi deb qarash mumkin, bunday farq faqat kimyoviy tarkibining o'zgarishi tufayli emas, temperaturalarining farqi tufayli yuzaga keladi.

Aytaylik, Q , o'tkazgichning V hajmida t vaqt davomida Tomson issiqligi ajralgan bo'lsin. U holda Q/Vt hajm va vaqt birligi ichida ajralgan issiqlik miqdorini bildiradi. Bu kattalik dT/dx temperatura gradiyenti va tok zichligiga proporsional, ya'ni $Q/Vt = \sigma j dT/dx$. σ — proporsionallik koeffitsiyenti **Tomson koeffitsiyenti** deb ataladi. Bu koeffitsiyent o'tkazgichning turiga va uning holatiga, xususan, o'tkazgichning temperaturasiga bog'liq bo'ladi. Tomson koeffitsiyenti kichik qiymatlar qabul qiladi. Masalan, vismut uchun xona temperaturasida $\sigma = 10^{-5} \text{ V/K}$.

Masalalar

1-masala. Kremniy absolyut nol temperaturaga yaqin temperaturagacha sovitsila, kremniy o'ta o'tkazuvchan bo'ladimi?

Masalaning yechilishi.

Yo'q. Chunki temperatura pasayishi bilan kremniyning qarshiligi ortadi.

2-masala. Tok iste'molchilarini zanjirga ketma-ket ulaganimizda ulardan birining ishdan chiqishi qolganlarining ham ishlamasligiga sabab bo'ladi. Agar tok qabul qiluvchilarni termistor bilan shuntlasak, bundan qutulish mumkin. Sababini tushuntiring.

Masalaning yechilishi.

Termistorlar katta qarshilikka ega bo'lganligi uchun juda kichik tok taqsimlanib, ularni qizdirmaydi. Agar lampalardan biri kuyib qolsa, uning termistoriga kuchli tok oqib, uning qarshiligini kamaytiradi va barcha ulangan lampalar normal ishlaydi.

3-masala. Radiusi 5 sm bo'lgan o'tkazuvchan sfera mis kuporosi aralashmali elektrolitik vannaga joylashtirilgan. Agar misning o'tkazuvchan sferaga o'tirishi $t=30$ minut davom etsa, uning massasi qanchaga oshadi? Sferaning har bir kvadrat santimetriga $q=0,01\text{ Kl}$ zaryad to'g'ri keladi. Misning molyar massasi $M=0,0635\text{ kg/mol}$.

Berilgan.

$$R=5\text{ sm}=0,05\text{ m},$$

$$t=30\text{ minut}=1800\text{ s},$$

$$q=0,01\text{ Kl},$$

$$M=0,0635\text{ kg/mol}.$$

$$m=?$$

Masalaning yechilishi:

Sfera sirtining yuzasi:

$$S=4\pi R^2=4\cdot 3,14\cdot (5\text{ sm})^2=314\text{ sm}^2$$

$t=1800\text{ s}$. da ionlar olib o'tgan zaryad:

$$\Delta q=0,01\text{ Kl/sm}^2\cdot \text{s}\cdot 314\text{ sm}^2\cdot 1800\text{ s}=5652\text{ Kl}.$$

Ajralib chiqqan mis massasi:

$$m = M/n \cdot e \cdot N_A \cdot \Delta q$$

Hisoblaymiz:

Bu yerda n – valentlik. Mis uchun $n=2$,

$$m = 0,0635/2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 5652 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg.}$$

4-masala. 1,6 A tok kuchi ta'sirida 10 minut mobaynida elektrolitik vanna katodiga 0,316 g mis ajralib chiqdi. Misning elektrokimyo ekvivalentligini toping?

Berilgan.

$$i = 1,6 \text{ A,}$$

$$t = 10 \text{ minut} = 600 \text{ s,}$$

$$m = 0,316 \text{ g} = 0,316 \cdot 10^{-3} \text{ kg.}$$

$$k = ?$$

Masalaning yechilishi.

Ma'lumki, Faradeyning I-qonuni

$$m = kq = qit,$$

bundan;

$$k = m/it;$$

Hisoblaymiz:

$$k = 0,316 \cdot 10^{-3} / 1,6 \cdot 600 = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ kg/Kl.}$$

5-masala. Agar elektroliz vaqtida $W=5 \text{ kVt}$ soat elektr energiya sarflangan bo'lsa, ajralgan misning massasi topilsin. Vanna qisqichlaridagi kuchlanish $U=10 \text{ V}$ bo'lib, qurilmaning FIK $\eta=75\%$ ga teng. Misning elektrkimyoviy ekvivalentligi $k=3,3 \cdot 10^{-7} \text{ kg/Kl}$.

Berilgan.

$$W = 5 \text{ kVt} \cdot \text{soat,}$$

$$U = 10 \text{ V,}$$

$$\eta = 75\%,$$

$$k = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ kg/Kl.}$$

Masalaning yechilishi.

Qurilmaning *FIK* η , tokning foydali ishi $A=qU$ ni sarf bo'lgan elektr energiyasi W ga bo'lgan nisbatiga teng, ya'ni

$$\eta=A/W=qU/W$$

Faradeyning I qonuniga binoan, elektroliz vaqtida ajralgan modda massasi m zaryad q ga proporsionaldir:

$$m=kq.$$

Yuqoridagi formuladan q zaryadni aniqlab, uni Faradeyning qonuni ifodasiga qo'yilsa, ishchi formula kelib chiqadi:

$$m=qk=\eta kW/U.$$

Hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} m &= 0,75 \cdot 3,3 \cdot 10^{-7} \frac{\text{kg}}{\text{Kl}} \cdot 18 \cdot 10^5 \frac{\text{J}}{10\text{V}} = \\ &= 0,75 \cdot 3,3 \cdot 0,18 \frac{\text{kg} \cdot \text{Kl} \cdot \text{V}}{\text{Kl}} = 0,45 \text{ kg} \end{aligned}$$

6-masala. *FIK* $\eta=80\%$ bo'lgan qurilmada elektroliz $G=10\text{ V}$ kuchlanish ostida olib borilayotgan bo'lsa, $m=1\text{ kg}$ alyuminiy olish uchun qancha elektr energiyasi W sarflanadi? Alyuminiyning valentligi $z=3$, atom massasi $A=27\text{ kg} \cdot \text{atom}$, Faradey soni $F=96500\text{ Kl/mol}$.

Berilgan.

$$\eta=80\%,$$

$$m=1\text{ kg},$$

$$U=10\text{ V},$$

$$z=3,$$

$$A=27,$$

$$F=96500\text{ Kl/mol}.$$

$$W=?$$

Masalaning yechilishi.

Elektroliz yo'li bilan m massali alyuminiy olish uchun sarf bo'lgan elektr energiyasi W quyidagiga teng bo'ladi:

$$W=qU/\eta.$$

Zaryad miqdori q ni Faradeyning I va II ikkinchi qonunlarining birlashgan formulasidan topish mumkin. U quyidagicha ifodalandi:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z} \cdot q$$

Bu tenglamadan q ni aniqlab, yuqoridagi formulaga qo'ysak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$m = \frac{zFU_m}{\eta A}.$$

Hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} W &= \frac{zFU_m}{\eta A} = 3 \cdot 96,5 \cdot 10^6 \text{ Kl/kg} \cdot \text{ekv} \cdot 10 \text{ V} \frac{\text{kg}}{0,8 \cdot 27} \text{ kg} \cdot \text{atom} = \\ &= \frac{3 \cdot 9,65 \cdot 10^8}{8 \cdot 2,7} \text{ Kl} \cdot \text{V} = 1,34 \cdot 10^8 \text{ J} = 134 \text{ MJ}. \end{aligned}$$

7-masala. Elektrolitik vannada metall buyumni rux bilan qoplash uchun massasi $m=0,01 \text{ kg}$ bo'lgan rux elektrod o'rnatildi. Elektrodning to'liq sarflanishi uchun elektrolitik vannadan qancha zaryad o'tishi kerak? Ruxning elektrokimiyoviy ekvivalentligi quyidagiga teng: $k=3,4 \cdot 10^{-7} \text{ kg/Kl}$.

Berilgan:

$$m=0,01 \text{ kg},$$

$$k=3,4 \cdot 10^{-7} \text{ kg/Kl}.$$

$$q=?$$

Masalaning yechilishi.

Faradeyning I qonuni

$$m=kq.$$

Bundan,

$$q=m/k.$$

Hisoblaymiz:

$$q=0,01/3,4 \cdot 10^{-7}=2,9 \cdot 10^4 \text{ Kl}.$$

8-masala. Daniel elementiga $0,5\text{ A}$ tok kuchi ostida 20 minut ishlov berilganda qancha mis sarflanadi? Misning valentligi $z=2$, Atom massasi $A=0,635\text{ kg/mol}$.

Berilgan:

$$i=0,5\text{ A},$$

$$t=20\text{ minut}=1200\text{ s},$$

$$z=2,$$

$$A=0,635\text{ kg/mol}.$$

$$m=?$$

Masalaning yechilishi.

Faradeyning I qonuni $m=kq$. Bundan, $k=1/p \cdot A/z$ bo'ladi.

Faradeyning umumlashtiruvchi qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z} \cdot q$$

$q=it$, unda:

$$m = \left(\frac{1}{F} \right) \cdot \left(\frac{A}{z} \right) \cdot i \cdot t$$

Hisoblaymiz:

$$m = \frac{1}{98500\text{ Kl/kg}} \cdot \frac{0,0635\text{ kg/mol}}{2 \cdot 0,5\text{ A} \cdot 1200\text{ s}} = 0,203\text{ g}.$$

9-masala. Ingichka yassi plastinkali elektrodlar orasida masofa l ga teng bo'lgan neon lampa qanday kuchlanish ostida yonadi? Neonning ionizatsiya energiyasi Wu , elektronlarning erkin yugurish yo'li l va elektron zaryadi e ga teng.

Masalaning yechilishi.

Agar elektrodlar orasidagi kuchlanish U bo'lsa, u holda fazoda ular orasidagi maydon kuchlanganligi $E=U/d$ bo'ladi. Bu maydonda elektronga $F=E \cdot e=U \cdot e/d$ kuch ta'sir qiladi. Kuchning masofadagi ishi esa $A=F \cdot e=U \cdot e \cdot l/d$ bo'ladi. Shuning uchun $Wu=U \cdot e \cdot l/d$ bo'ladi, bundan:

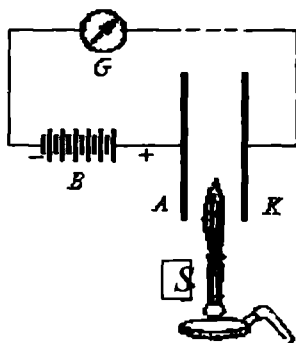
$$U = \frac{Wu \cdot d}{e \cdot l}.$$

1. Gazlarda elektr tokining o'tishi

Gazlar atmosfera bosimiga yaqin bo'lgan va undan katta bosimlarda yaxshi izolyatordir. Bu hol gaz molekulalarining neytralligini va ularda erkin elektrodlar yoki boshqa biror zaryad tashuvchilarning yo'qligini bildiradi. Biroq, gaz massasida biror usul bilan ionlar hosil qilinsa, u o'tkazuvchan bo'lib qoladi.

Gazni issiqlik ta'sirida, ya'ni uning molekulalarini alangada dissotsilash yo'li bilan, rentgen, ultrabinafsha nurlar yoki radioaktiv moddalar nurlari ta'sirida ionlashtirish mumkin. Bunday xil o'tkazuvchanlik gazning **mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligi** deyiladi. Shu bilan bir vaqtda, tokni hosil qilgan elektr maydon tomonidan tezlashtirilgan zarralarning zarbi natijasida hosil bo'lgan ionlar hisobiga ham gazlarda o'tkazuvchanlikni tiklab turish mumkin. Bunday o'tkazuvchanlikni **mustaqil o'tkazuvchanlik** deyiladi.

Gazning mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligini juda sodda yo'l bilan namoyish qilish mumkin. *B* batareya yordamida *A* va *K* metall

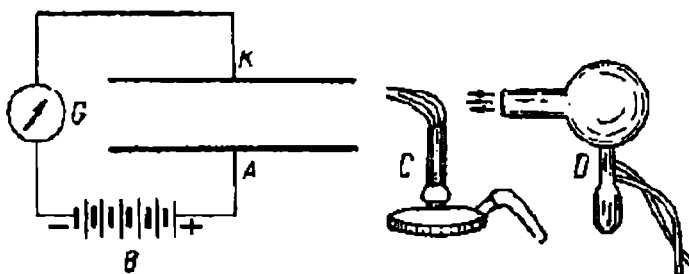


75-rasm.

plastinkalar orasida (75-rasm) *E* kuchlanganlikli elektr maydoni hosil qilinadi. Havoning yaxshi izolyatsiyalash xususiyatlari tufayli bu holda *ABGKA* zanjirdan tok o'tmaydi va *G* galvanometrnining strelkasi og'maydi. Agar plastinkalar orasida *S* gorelkani joylashtirsak, u holda alangada hosil bo'luvchi ionlar tufayli *A* va *K* plastinkalar orasidagi havo o'tkazuvchan bo'lib qoladi va *G* galvanometr zanjirda tok borligini bildiradi.

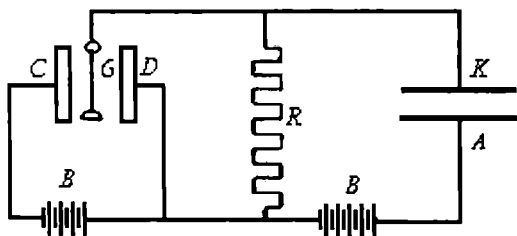
Alangada hosil bo'lgan ionlarning ma'lum yashash davriga ega ekanini ko'rsatish mumkin. Buning uchun *A* va *K* elektrodni horizontal joylashtiramiz va ulardan biror uzoqlikda

S gorelkani qo'yamiz (76-rasm). Alangada hosil bo'luvchi ionlar bu holda elektrodlar orasidagi sohaga yetib kela olmaydi va elektrodlar orasidagi havo o'tkazmasligicha qoladi. Lekin *D* kichik ventilyator yordamida havoni alanga orqali puflab elektrodlar orasidagi sohaga yo'naltirilsa, elektrodlar orasida tok vujudga keladi. Bu ionlarning hech bo'lmaganda bir qismi havo oqimi bilan gorelkadan elektrodلarga yetib borguncha o'z zaryadini saqlaganligini ko'rsatadi. Gorelka bilan elektrodlar orasidagi masofa va havo oqimining tezligiga ko'ra ionlarning yashash davri sekundning o'ndan bir ulushlariga teng ekanligini aniqlash mumkin.



76-rasm.

Mustaqil bo'lmagan zaryadda vujudga keluvchi toklar odatda juda zaif $10^{-6} - 10^{-12}$ A tartibida bo'ladi. Bunday zaif toklarni ko'pincha torli yoki kvadrat elektrometr yordamida bilvosita usulda o'lchanadi. Bunda ikki usuldan foydalaniladi. Usullardan birini *oqib kelish usuli* deyiladi. Bu usulning sxemasi 77-rasmda ko'rsatilgan *A* va *K* plastinkalar orasidagi havo biror usul bilan ionlashtiriladi va plastinkalar orasida tok vujudga keladi. *V* – plastinkalar orasida ionlarni tezlashtiruvchi maydon hosil qiluvchi batareya; *S* va *D* – to'rtli elektrometrning pichoqlari va *G* – elektrometrning ipi bo'lib, ipning og'ishi elektrometrغا berilgan potensialni o'lchaydi; *BF* – elektrometr pichoqlari orasida potentsillalar



77-rasm.

ayirmasi vujudga keluvchi batareya. Agar a pereklyuchatel 77-rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan vaziyatda bo'lsa, elektrometrning ipi Z yerga ulanib qoladi va ipning potentsiali nolga teng bo'ladi, demaku og'maydi. a pereklyuchatel yordamida ipni yerdan uzilsa, ipga K plastinkadan zaryad oqib kelaboshlaydi. Aytaylik, t vaqtdan keyin ipning potentsiali V ga teng bo'lsin u holda ipga berilgan Q zaryad quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = CV,$$

bunda S — elektrometr, A va K plastinkalar hamda tok keladigan simlardan iborat butun sistemaning sig'imi. t vaqt ichida A va K plastinkalar orasida oqqan ***I o'rtacha tok kuchi*** quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t}.$$

C ni bilgan holda, V ham t ni o'lchab, shu tarzda I tok kuchini topamiz. Masalan, sig'imi $S = 50 \text{ sm} \approx 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ } \phi$ bo'lsa va elektrometr 27,5 sekunda 0,05 Volt gacha zaryadlangan bo'lsa, tok kuchi:

$$I = \frac{5,5 \cdot 10^{-11} \cdot 0,05}{27,5 \text{ A}} = 10^{-13} \text{ A}.$$

Ko'rinib turibdiki, bu usul juda zaif toklarni o'lchashga imkon beradi. Lekin uning kamchiligi shuki, bunda t kuzatish vaqti ichidagi o'rtacha tok kuchi aniqlanadi.

Ikkinchi usul ***doimiy og'ish usuli*** deb ataladi. Bu usul A va K plastinkalarni tutashtiruvchi juda katta R qarshilik uchlaridagi potentsiallar ayirmasini elektrometr yordamida o'lchashdan iborat. O'lchangan $U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasi va R qarshilikka ko'ra Ohm qonuni asosida tok kuchi hisoblanadi:

$$I = \frac{U_1 - U_2}{R}.$$

Masalan, qarshilik $R = 100 \text{ m Ohm} = 10^8 \text{ Ohm}$ va potentsiallar ayirmasi $U_1 - U_2 = 0,01 \text{ V}$ bo'lganda tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = \frac{0,01}{10^8 \text{ A}} = 10^{-10} \text{ A}.$$

Ipning inersiyasi kichik bo'lgani tufayli bu usul amalda vaqtning ayni paytdagi tok kuchini o'lchashga imkon beradi. Juda katta qarshilikni aniq o'lchashning qiyinligi bu usulning kamchiligidir.

Gazlarning atmosfera bosimiga yaqin va va undan katta bosimlardagi mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligi ion o'tkazuvchanlikdir.

Agar ionlashtirish jarayoni natijasida gaz molekulalaridan elektronlar uzib chiqarilsa, bu elektronlar ko'p hollarda tezgina molekulalarga tortiladi va shu tarzda erkinligicha qolmasdan, molekulyar manfiy ionlar hosil qiladi.

Biroq past bosimlarda elektronlar erkin holda qoladi va bu holda gaz elektron o'tkazuvchanlik tabiatiga ega bo'ladi.

2. Gazlarning mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligi nazariyasi

Gazlarning mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligi nazariyasi elektrolitlarning o'tkazuvchanligi nazariyasiga o'xshashdir.

Aytaylik, ionlovchi ta'sirida gazning hajm birligida vaqt birligi ichida plyus va minus ishorali Δp_0 dona ion hosil bo'layotgan bo'lsin. Teskari jarayon – ionlarning *molizatsiyasi* hajm birligidagi musbat ionlar soniga ham, manfiy ionlar soniga ham proporsional bo'ladi.

Aytaylik, biz ko'rayotgan paytda gazning hajm birligida p_0 musbat ion va xuddi shunday manfiy ion bo'lsin; bu holda hajm birligida vaqt birligi ichida molizatsiyalanuvchi ionlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta p_0' = \gamma p_0^2, \quad (2.1)$$

bunda, γ - molizatsiya koeffitsiyenti.

Muvozanat sharti yangidan vujudga kelayotgan Δp_0 ionlar sonining yo'qolayotgan $\Delta p_0'$ ionlar soniga teng bo'lishidan iboratdir; bu shart quyidagi ko'rinishda yoziladi;

$$\Delta p_0 = \gamma p_0^2, \quad (2.2)$$

Bundan berilgan sharoitda gazning hajm birligidagi ionlar soni uchun quyidagini topamiz:

$$p_0 = \frac{\sqrt{\Delta p_0}}{\gamma} \quad (2.3)$$

Ikkita yassi parallel elektrod orasida ionlashgan gaz joylashgan bo'lib, bu elektrodlar orasida E kuchlanganlikdan elektr maydoni vujudga keltiriladi, deb faraz qilaylik. U holda ionlar bu maydon ta'sirida harakatlana boshlab tok hosil qiladi. Elektrodlanga yetib kelgan zaryadlar ularga o'z zaryadlarini beradi. Shunday qilib, endi ionlar

faqat gazning hajmi ichidagi molizatsiyasi hisobigagina emas, balki ionlarning elektrodlarda neytrallanishi hisobiga ham yo'qola boshlaydi. Ionlar elektrodga diffuziya tufayli ham yetib keladi, lekin biz kelgusida bu effektini nazarga olmaymiz.

Aytaylik, elektrodlar orasidagi tok kuchi I bo'lsin, u holda t vaqt ichida $Q=It$ zaryad tashib o'tiladi, va demak, t vaqt ichida elektrodga yetib kelgan va unga o'z zaryadini bergan bir xil ishorali ionlar soni It/q , vaqt birligida yetib kelganlari soni I/q bo'ladi, bunda, q – bitta ionning zaryadi bo'ladi. Elektrodni hosil qilgan har bir plastinkaning yuzasi S , plastinkalar oralig'i l bo'lsin. U holda plastinkalar oralig'idagi gaz hajmi Sl bo'ladi, va demak, tok o'tishi natijasida vaqt birligida ketuvchi ionlar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta\rho_0'' = \frac{I}{qSl} \quad (2.4)$$

I/S nisbat i tok zichligiga teng ekanligini nazarga olib, keyingi tezlikni shunday yozamiz:

$$\Delta\rho_0'' = \frac{i}{ql}. \quad (2.5)$$

Tok bo'lganda muvozanat sharti (2.2) tenglik bilan emas, balki yangidan vujudga keluvchi $\Delta\rho_0$ ionlar sonining yo'qalayotgan ionlarning $\Delta\rho_0' + \Delta\rho_0''$ to'la soniga teng bo'lish talabi bilan ifodalanadi, demak:

$$\Delta\rho_0 = \rho_0^2 + \frac{i}{ql}. \quad (2.6)$$

Ikkita chegaraviy holni ko'raylik. Birinchidan, i tok zichligi shu qadar kichikki,

$$\frac{i}{ql} \ll \rho_0^2. \quad (2.7)$$

tengsizlik o'rinli deylik, ya'ni tok o'tayotganligi tufayli olib ketilayotgan ionlar sonini molizatsiya natijasida yo'qalayotgan ionlar soniga nisbatan nazarga olmaymiz. U holda yana bir (2.2) tenglikka va undan kelib chiqadigan (2.3) tenglikka ega bo'lamiz; gazning hajm birligidagi ρ_0 ionlar soni o'zgarmasdir. Aytaylik, musbat ionlarning tezligi i_+ va manfiy ionlarning tezligi i_- bo'lsin. Demak katodga vaqt birligida $\rho_0 i_+ S$ musbat ion keladi. Ayni vaqtda katoddan $\rho_0 i_- S$ manfiy ion ketadi, natijada katod oldida yana $\rho_0 i_- S$ musbat ion juftsiz qoladi. Shu

sababli katodda vaqt birligida ajralib chiqqan musbat ionlarning umumiy soni $p_0(i_+ + i_-)S$ ga teng bo'lib qoladi; anodda ham vaqt birligida shuncha manfiy ion ajraladi. Demak, i tok zichligi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$i = qn_0(u_+ + u_-). \quad (2.8)$$

Ionlarning elektrolitdagi harakati bilan tanishganimizdagi mulohazalarimizga tamomila o'xshash mulohazalar yuritish bilan ionlarning muvozanatlangan harakati tezligi E maydon kuchlanganligiga proporsional deya olamiz:

$$u_+ = u_+^0 E, \quad u_- = u_-^0 E; \quad (2.9)$$

u_+^0 va u_-^0 kattaliklar gaz ionlarining harakatchanliklari bo'lib, ular son jihatdan ionlarning kuchlanganligi birga teng bo'lgandagi tezliklariga tengdir; (2.8) ifodaga ionlarning i_+ va i_- tezliklari o'rniga tezliklarning harakatchanlik orqali ifodalarini qo'ysak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$i = qn^0(u_+^0 + u_-^0)E. \quad (2.10)$$

q , u_+^0 va u_-^0 kattaliklar tajriba sharoitida doimiy bo'ladi, p_0 ni esa juda kichik tok zichligi uchun o'zgarmas hisoblaymiz, shu sababli butun $\sigma = qp_0(u_+^0 + u_-^0)$ kattalik ham o'zgarmas va, binobarin, (2.10) tenglik Om qonuni ifodasidan iborat bo'ladi:

$$i = \sigma E, \quad (2.11)$$

bunda σ - gazning o'tkazuvchanligi. Gazning mustaqil bo'lmagan o'tkazuvchanligi uchun i tok zichligi juda kichik bo'lgandagina Om qonuni o'rinli bo'lishini yana bir marta qayd qilib o'tamiz; qanday i tok zichligini yetarlicha kichik qisoblash mumkin ekanligi (2.7) tengsizlik bilan aniqlanadi. Quyida biz bu tengsizlikka boshqacha ta'rif beramiz.

Endi ikkinchi chegaraviy holni ko'raylik. Bunda i tok zichligi shu qadar kattaki, ionlarning kamayishi amalda ularning elektrodalarda neytrallanishi bilan belgilanib, molizatsiya natijasida kamayishini nazarga olmasa ham bo'ladi, ya'ni

$$\mathcal{P}_0^2 \ll \frac{i}{ql} \quad (2.12)$$

U holda (2.6) tenglik quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\mathcal{P}_0 = \frac{i}{ql}. \quad (2.13)$$

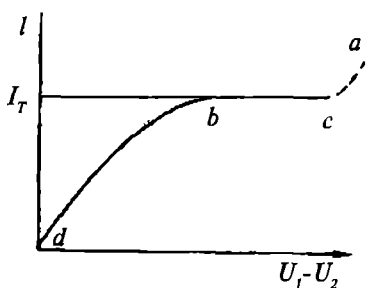
(2.13) tenglikni qanoatlantiruvchi tok zichligini i_T bilan belgilasak:

$$i_T = \Delta p_0 ql. \quad (2.14)$$

(2.14) tenglikdan i_T tok zichligi E maydon kuchlanganligiga, va demak, elektrodlar orasida $V_1 - V_2$ potentsiallar ayirmasiga bog‘liq emasligi kelib chiqadi. i_T tok zichligi berilgan sharoitda mumkin bo‘lgan maksimal qiymat bo‘lib, uni **to‘yinish toki zichligi** deyiladi. (2.14) tenglikdan bir qadar kutilmagan bo‘lib tuyiladigan xulosa kelib chiqadi; chunonchi l qancha katta bo‘lsa, ya‘ni elektrodlar bir-birlaridan qancha uzoq qo‘yilsa, i_T to‘yinish toki zichligi shuncha katta bo‘lar ekan. Lekin ionlanish elektrodlar orasidagi butun fazoda, va demak, elektrodlar orasidagi l masofa qancha katta bo‘lsa, shuncha katta bo‘lgan sohada yuz bergan shartdagina bunday xulosa to‘g‘ri bo‘ladi. Shunday qilib, l katta bo‘lganda hosil bo‘layotgan ionlarning umumiy soni ko‘payadi va natijada i_T to‘yinish toki o‘sadi.

Biz ko‘rib chiqqan chegaraviy hollarga nisbatan oraliq hollarda I tok kuchi potentsiallar ayirmasining ortishi bilan Om qonuni talab qilganidan ko‘ra sekinroq ortadi.

Xulosa qilib shunday deyish mumkin: ***gazlarning mustaqil bo‘lmagan razryadida I_T to‘yinish toki kuchidan ancha kichik bo‘lgan I tok kuchida Om qonuni to‘g‘ri bo‘ladi: ya‘ni I tok kuchi elektrodlar orasidagi $U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasiga proporsional oshadi; katta $U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasida Om qonuni bajarilmaydi — tok to‘yinish toki qiymatiga erishadi.***



78-rasm.

I tok kuchining elektrodلarga berilgan $U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasiga bog‘lanishining umumiy tabiati grafik ravishda 78-rasmda abc chiziq shaklida ko‘rsatilgan.

$U_1 - U_2$ potentsiallar ayirmasi juda katta bo‘lganda «teshilish» ro‘y berib, tok kuchi keskin ortib boradi. A.G.Stoletov gazlarning mustaqil bo‘lmagan o‘tkazuvchanligida

to‘yinish toki mavjudligini, katodni ultrabinafsha nurlar, bilan

yoritganda, undan chiqadigan elektronlar hisobiga past bosimli gazda bo'ladigan razryadni kuzatish yo'li bilan aniqlagan.

3. Gazda elektronlar erkin yo'lining uzunligi

Gaz muhitida elektron harakat qilganda atomlar va molekulalar bilan to'qnashadi. Elektron erkin yo'lining o'rtacha uzunligi xuddi molekulalar erkin yo'lining uzunligini aniqlash vaqtida yuritilgan mulohazalar usuli bilan aniqlanishi mumkin.

Molekulalar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi uchun quyidagi ifodani topgan edik:

$$\lambda = \frac{l}{\sqrt{2\pi\sigma^2\rho_0}}, \quad (3.1)$$

bunda: ρ_0 – hajm birligidagi molekulalar soni, σ - molekulalarning effektiv diametri; aniqroq aytganda, σ - to'qnashuvchi molekulalar r va r' effektiv radiuslarining yig'indisidan iboratdir. Nihoyat, maxrajdagi $\sqrt{2}$ barcha molekulalar – «uruvchi» molekulalar ham harakat qilishini hisobga olish natijasida hosil bo'lganligini eslatib o'tamiz. Elektron erkin yo'lining λ o'rtacha uzunligini aniqlayotganda ikki holni nazarga olishimiz zarur: birinchidan, elektronning o'lchamlari molekulalar va atomlar o'lchamlaridan ancha kichik bo'lganidan $\sigma=r+r'$ effektiv diametr ifodasida r molekula radiusiga nisbatan r' elektron radiusini nazarga olmasak ham bo'ladi: ikkinchidan massasi kichik bo'lgani tufayli elektronning tezligi, molekulalarning tezligidan ancha katta bo'ladi, shuning uchun (3.1) formulaning maxrajida $\sqrt{2}$ ni saqlab qolishga hojat yo'q.

Natijada elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi uchun quyidagini topamiz:

$$\lambda_e = \frac{l}{\sqrt{\pi r^2 n_0}}, \quad (3.2)$$

bunda r – elektronlar harakat qilayotgan gaz molekulalarining effektiv radiusi. *Elektronlar erkin yo'lining λ_e o'rtacha uzunligi, molekulalar erkin yo'lining λ o'rtacha uzunligi kabi, gazning r bosimiga teskari proporsionaldir.*

$$\lambda_e = 4 \cdot \sqrt{2} \lambda \cong 5,6 \lambda, \quad (3.3)$$

ya'ni *elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi gaz molekulalarining o'sha bosimdagi erkin yo'lining o'rtacha uzunligidan 5,6 marta katta bo'ladi.*

Turli gazlar uchun elektronlar erkin yo'lining l_e o'rtacha uzunligining turlicha bosimlardagi son qiymatlari 3-jadvalda keltirilgan.

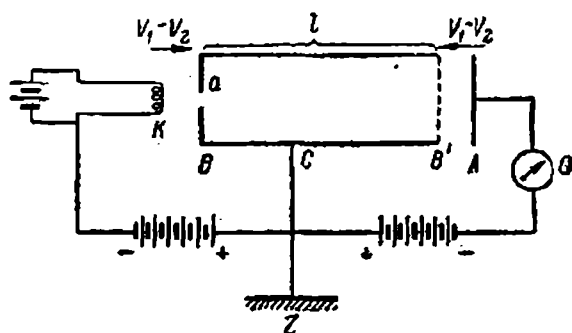
3-jadval

0°C da elektronlar erkin yo'lining λ_e o'rtacha uzunligi (sm larda)

Gaz	Bosim		
	1 mm Hg	10^{-2} mm Hg	10^{-4} mm Hg
He	$7,4 \times 10^{-2}$	7,4	740
Ne	$6,6 \times 10^{-2}$	6,6	660
Ar	$4,4 \times 10^{-2}$	4,4	440
H ₂	$7,5 \times 10^{-2}$	7,5	750
N ₂	$3,6 \times 10^{-2}$	3,6	360
O ₂	$4,1 \times 10^{-2}$	4,1	410

3-jadvaldan ko'rinishicha, hozirgi zamon vakuum nasoslari yordamida oson hosil qilish mumkin bo'lgan 10^{-4} mm Hg bosimda elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi bir necha metrlarga yetadi. Chiziqli o'lchamlari bir necha o'n santimetr bo'lgan idishlarda yaxshi cheklangan va yoyilib ketmagan elektron dastalarini oson hosil qilish mumkinligiga sabab shudir.

Eksperimental ravishda elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligini g'oyaviy jihatdan gaz molekulalarini dasta yordamida aniqlash usuliga o'xshash usul bilan topish mumkin. Bu usulning sxemasi 79-rasmda



79-rasm.

tasvirlangan, bunda, K — elektronlar manbai vazifasini o'tovchi qizdirilgan katod; V — a tirqishli anod. Asbobning barcha qismlari past bosimli idish ichiga joylashtirilgan. V anod K katoddan elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligiga ko'ra kichikroq masofada joylashgan.

Anod bilan katod orasidagi elektronlarni tezlashtiruvchi U_1-U_2 potentsiallar ayirmasi beriladi, natijada elektronlar ma'lum tezlik oladi. Elektronlar a tirqishdan o'tib, B anod potentsialidagi C metall silindr ichida harakat qiluvchi dasta hosil qiladilar. C silindrnining ichiga B' to'r o'rnatilgan. Shunday qilib, C silindr ichida maydon bo'lmaydi va unda elektronlar doimiy tezlik bilan harakat qiladilar. B' to'r orqali uchib o'tgach, elektronlar A elektrodga yetib keladi va unga o'z zaryadini beradi. C silindrnining uzunligi elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligidan katta, A elektrod esa B' turdan yana λ_e ga nisbatan ancha kichik masofada joylashgan.

Dastaning ba'zi elektronlari C silindr ichida gaz molekullari bilan to'qnashadi, buning natijasida bu elektronlar chetga og'adi va C silindrnining ichki sirtiga tushadi yoki B' to'rga qiya holda yetib keladi. A elektrod bilan B' to'r orasiga elektronlarni sekinlashtiruvchi B_1-B_2 potentsiallar ayirmasi beriladi, bu ayirma K katod bilan A anod orasidagi B_1-B_2 tezlashtiruvchi potentsiallar ayirmasiga teng qilib olinadi. U holda B' to'rga tik ravishda harakat qilayotgan, ya'ni yo'lda to'qnashmagan elektronlargagina A elektrodga yetib kelib, I tok hosil qiladi, bu tok G galvanometr yordamida o'lchanadi. A elektrod va B' to'r harakatchan qilib yasaladi, bu ular bilan B anod λ masofani o'zgartirishga imkon beradi.

Formulaga ko'ra dastaning to'qnashishsiz λ yo'lini o'tgan zarrachalar soni p quyidagiga tengdir:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{l}{\lambda}} \quad (3.4)$$

bunda, p_0 — dastadagi zarrachalarning boshlang'ich soni, λ — shu zarrachalar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi.

Elektron dasta usuli uchun ham shu formulaning o'zini tadbqiq qilish mumkin: u vaqt birligida A elektrodga yetib keluvchi p elektronlar sonini ifodalaydi.

I tok kuchi n elektronlar soniga proporsional bo'lgani sababli quyidagicha yozish mumkin:

$$I = I_0 e^{-\frac{l}{\lambda_e}}. \quad (3.5)$$

Gazning bosimi va I_0 boshlang'ich tok kuchi birday bo'lganda I ning turli ikkita qiymati uchun I tok kuchini hisoblaymiz, u holda

$$I_1 = I_0 e^{-\frac{l_1}{\lambda_e}}.$$

$$I_2 = I_0 e^{-\frac{l_2}{\lambda_e}}.$$

bundan,

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-(l_1 - l_2) \lambda_e}.$$

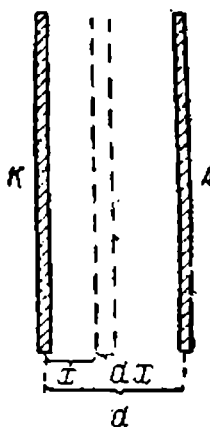
Keyingi formuladan elektron erkin yo'lining l_e o'rtacha uzunligi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\lambda_e = \frac{I_2 - I_1}{I_p} \frac{I_1}{I_2}.$$

l_1 va l_2 masofalarni hamda I_1 va I_2 tok kuchlarini bevosita o'lchash mumkin, demak, shunday yo'l bilan λ_e topiladi.

Eksperimental ma'lumotlar elektronlar erkin yo'li uzunligining nazariy qiymati to'g'riligini tasdiqlaydi. Biroq, elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi elektronlarning tezligiga bog'liq ekanligini aytib o'tish kerak; ko'pchilik gazlarda sekin harakat qiluvchi elektronlar erkin yo'lining o'rtacha uzunligiga ko'ra topiladigan qiymatdan kichikdir. Katta tezliklarda u gazlar kinetik nazariyasidan topiladigan qiymatga yaqinlashadi.

4. Gazlarning mustaqil o'tkazuvchanligi



80-rasm.

Elektronlar to'qnashishida ionlar oladigan yetarlicha katta tezliklarda gazda tok kuchi juda ortib ketadi, chunki bunda ko'chib tok hosil qiluvchi zaryadlangan zarrachalar soni ortadi. Bu jarayon bilan batafsilroq tanishaylik.

Soddalik uchun shunday deb olaylik: tok K va A ikkita yassi parallel elektrodlar orasida vujudga keladi, shu bilan birga K katod elektronlar manbai (80-rasm). Aytaylik, katoddan vaqt birligida p_0 elektron uchib chiqayotgan bo'lsin. Elektrodlar parallel qilib, katoddan x uzoqlikda dx qalinlikda qatlam ajratib olamiz. Bu qatlamga yetib keluvchi elektronlar sonini p bilan belgilaymiz.

U holda elektronlarning zarbidan ionlanish natijasida qatlam ichida yangi elektronlar hosil bo'ladi,

$$dp = \alpha p dx \quad (4.1)$$

bunda, α - ionlanish koeffitsiyenti.

Bu tenglikni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{dp}{p} = \alpha dx, \quad (4.2)$$

bu ifodaning chap va o'ng qismlarini neytrallaymiz:

$$\ln p = \alpha x + S \quad (4.3)$$

S doimiyni $x=0$ da, ya'ni katod sirtida $p=p_0$ bo'lish shartidan topamiz:

$$\ln p_0 = S. \quad (4.4)$$

S ning bu qiymatidan foydalangan holda (4.3) dan quyidagini hosil qilamiz:

$$\ln p/p_0 = \alpha x \quad (4.5)$$

yoki

$$p = p_0 e^{\alpha x} \quad (4.6)$$

Bu formulani chiqarishda biz rekombinatsiyani nazarga olmadik. Agar elektrodlar orasida masofa d ga teng bo'lsa, u holda anodga p_d dona elektron yetib keladi:

$$p_d = p_0 e^{\alpha d} \quad (4.7)$$

Gaz hajmida ionlanish bo'lmaganda anodga eng qulay holda p_0 dona elektron yetib kelgan va, demak, I_T to'yinish toki kuchi quyidagiga teng bo'lar edi:

$$I_T = p_0 q, \quad (4.8)$$

Bunda, q - elektron zaryadi.

Ionlanish bo'lganida anodga p_d elektron yetib keladi va (4.7) ifodaga ko'ra tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = p_d q = p_0 e^{\alpha d} \cdot q. \quad (4.9)$$

(4.9) tenglikni (4.8) bilan taqqoslasak,

$$I = I_r e^{ad}.$$

$$(4.10)$$

Demak, tok E^{ad} marta ortadi.

Masalan, $d=5 \text{ sm}$ bo'lsa va katod chiqargan elektron 1 sm yo'lda o'rtacha ikkita yangi elektron hosil qiladi desak, u holda $\alpha=2 \text{ sm}^{-1}$ va

$$I = I_r e^{2 \cdot 5} \sim 2,2 \cdot 10^4 I_r \quad (4.11)$$

ya'ni tok kuchi o'n minglarcha marta ortdi. Bu hisoblashning ko'rsatishicha, elektron zarbi bilan ionlashda o'tkazuvchanlik asosan razryad sohasiga tashqaridan kelayotgan elektronlar hisobiga emas, balki bu sohaning o'zida hosil bo'layotgan elektronlar hisobiga yuzaga keladi.

Tokni tiklab turish uchun razryadga tashqaridan nisbatan oz miqdorda elektronlar yoki boshqa zaryadlangan zarrachalarning kelib turishi kifoyadir.

Bu birlamchi elektronlarning manbai manfiy elektrod bo'ladi; razryad sohasidan keluvchi musbat ionlarning elektrodga urilishi ta'sirida, butun elektrodning kuchli qizishi natijasida yoki nurlar ta'sirida undan elektronlar uchib chiqadi.

Bu barcha hollarda elektron razryadning o'zida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida elektron chiqaradi, va demak, razryad mustaqil ravishda tiklanib turadi, xuddi shu hodisa gazning mustaqil o'tkazuvchanligidir.

Gazlar mustaqil o'tkazuvchanligining bir necha tipik holatlarini ko'raylik.

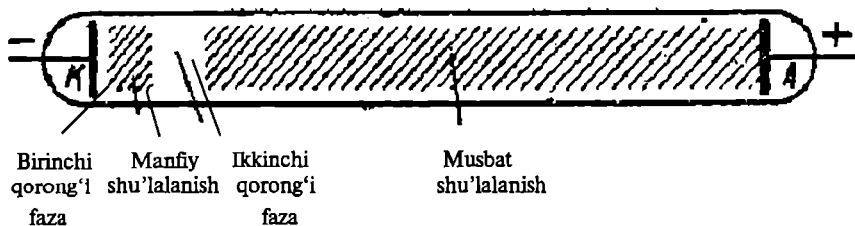
1. Biqsima razryad. Bu xil razryad gazlarda past bosimlarda kuzatiladi; uchlarida elektronlar joylashgan uzun shisha nayning (81-rasm) elektrodlanga bir necha yuz Volt potentsiallar ayirmasi berilsa, bunday razryadni kuzatish oson. Nay orqali o'tuvchi tok ta'sirida gaz nurlanib, bunda nurlanishning quyidagi xarakterli sohalari kuzatiladi;

a) katodning yaqinida — birinchi qorong'i fazo deb ataluvchi kuchsiz nurlanuvchi soha;

b) manfiy nurlanish deb ataluvchi nurlanish sohasi;

d) ikkinchi qorong'i fazo (Faradey sohasi) deb ataluvchi ikkinchi kuchsiz nurlanish sohasi;

e) intensiv musbat nurlanish sohasi. Musbat nurlanish sohasi nayning ancha qismini egallashi mumkin.

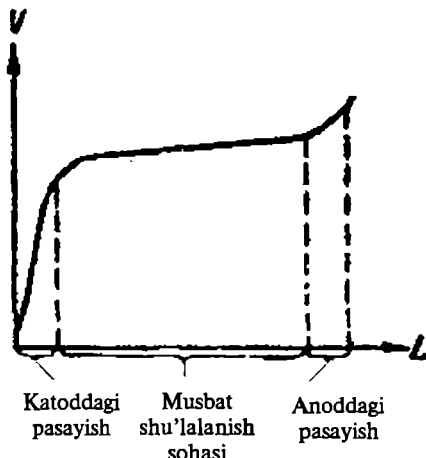


81-rasm.

Bunday razryadda potentsialning nay bo'ylab tushishi notekis bo'ladi. Potensial tushishning eng katta qiymati birinchi qorong'i sohaga to'g'ri keladi — bu potentsialning katod oldi tushishidir (82-rasm); keyin deyarli butun nay bo'ylab potentsial tushishi juda oz tartibda bo'ladi, faqat anod yaqinidagina yangi sakrash — potentsialning anod oldi tushishi kuzatiladi.

Potensialning katod oldi tushishining kattaligi asosan katod materiali va gazning tabiatiga bog'liqdir.

Kichik tok kuchlarida manfiy nurlanish katod sirtining faqat bir qismini qoplaydi. Bu holda potentsialning katod oldi tushishi kattaligi tok kuchiga ham, gaz bosimiga ham bog'liq bo'lmaydi; potentsialning katod oldi tushishining bu qiymati **normal tushish** deyiladi.



82-rasm.

Turli materiallardan qilingan katod va turli gazlar uchun potentsialning katod oldi tushishining qiymatlari 4-jadvalda keltirilgan.

Tok kuchi oshirilganda katodning nurlanish bilan qoplangan sirti ham proporsional ravishda kattalashadi, natijada katod sirtida tok zichligi o'zgarmay qoladi. Butun katod nurlanish bilan qoplangandan so'ng, tokning bundan keyingi ortishi potentsialning katod oldi tushishining ortishiga, va demak, elektrodlar orasidagi potentsiallar ayirmasiga bog'liq bo'ladi. Shunday qilib, biqsima razryadga Om qonunini tadbiq qilish mutlaqo mumkin emas.

Katodni qizitib yuboradigan katta toklarda nay ichidan o'tuvchi tok kuchi ortishi bilan elektrodlardagi potentsiallar ayirmasi kamayishi mumkin, bu hodisa **tushuvchi tavsif** deb ataladi.

Potensialning katod oldi normal tushishi (Volt)

Katod materiali	Gaz					
	N ₂	H ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	178	185	80	75	-	-
Ca	208	214	177	220	131	447
Al	179	171	141	120	100	245
Fe	215	198	153	150	131	389
Ni	197	211	158	140	131	275

Razryad boshlanishi uchun katod oldi tushishidan ko'ra bir qadar kattaroq potentsiallar ayirmasi kerak bo'ladi.

Nayda bo'ladigan jarayonlarni sxematik ravishda quyidagicha tasvirlash mumkin. Elektrodلarga yetarli potentsiallar ayirmasi berilganda nayda ionlar va erkin elektronlarni tezlashtiruvchi maydon vujudga keladi, bunday ionlar va erkin elektronlar garchi juda oz miqdorda bo'lsa-da, gazda hamma vaqt mavjud. Elektronlar o'z yo'lida gaz atomlarini ionlaydi va yangi ionlar hosil qiladi, bu esa nazariyaga ko'ra, tokning keskin ortishiga sabab bo'ladi. Bundan keyin potentsialning katod oldi tushishi muhim rol o'ynay boshlaydi. Bu tushish elektronlarning erkin yo'li uzunligi tartibidagi sohada ro'y beradi. Elektronlar bu yerda elastik bo'lmagan tabiatdagi urilishlar uchun yetarli bo'lgan tezlik oladilar. Shu sohaning o'ziga musbat ionlar katod yo'nalishida tezlashadi va katodga urilib, uning sirtidan yangi elektronlarni urib chiqaradi, bu elektronlar gazning o'tkazuvchanligini yanada oshiradi.

Musbat nurlanish sohasida elektronlar va musbat ionlarning konsentratsiyasi bir xil bo'ladi. Lekin elektronlarning harakatchanligi katta bo'lganidan gazning o'tkazuvchanligiga deyarli doimo elektronlar sabab bo'ladi. Musbat nurlanish sohasida ionlanish darajasi juda yuqori bo'lishi mumkin; darhaqiqat, masalan, $0,05 \text{ mm Hg}$ bosimli simob bug'laridagi razryadda hajm birligidagi elektronlar soni 10^{13} sm^{-3} ga yetishi mumkin. Bunday sharoitda hajm birligidagi atomlar soni taqriban $2 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ ga yaqin bo'ladi, demak, bu holda barcha simob atomlarining $1/200$ ga yaqin qismi ionlashgan bo'ladi.

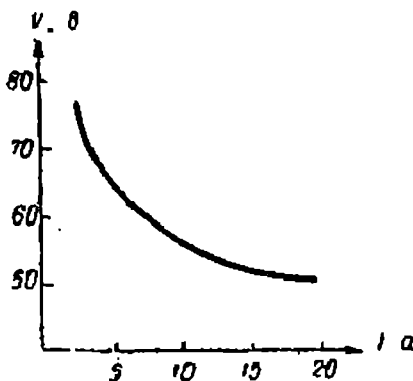
2. Elektr yoyi. Atmosfera bosimiga yaqin yoki undan katta bosimlarda gaz orqali sodir bo'ladigan mustaqil o'tkazuvchanlik hodisasi alohida ahamiyatga egadir. Bu xil razryadni birinchi marta 1803-yili Peterburgdagi

Tibbiyot jarrohligi akademiyasining professori V.V.Petrov kuzatgan bo'lib, uni *elektr yoyi* yoki *Petrov yoyi* deyiladi. Shuningdek, bir necha yil keyin Devi ham razryad hodisasini o'rgandi va elektr hodisalarini birinchi tekshirgan Volt sharafiga *Volt yoyi* deb atadi.

Elektr yoyi ikkita elektrodni, ko'pincha, ko'mir elektrodnlarni bir-biriga tegizib, so'ngra uzoqlashtirganda hosil bo'ladi. Ko'mir elektrodlar orasida potentsiallar ayirmasi 30-40 V bo'lganda yonadi; tok kuchi bir necha o'n amperlarga yetadi. Har ikkala elektrod kuchli cho'g'lanadi; atmosfera bosimida musbat elektrod kuchliroq qizib, unda *krater* deyiluvchi chuqurcha hosil bo'ladi. Biroq, yoyning yonib turishi uchun katoddagi cho'g'langan dog'ning bo'lishigina zarurdir, bu dog' elektronlar manbai vazifasini bajaradi. Anod sovuq holda qolishi ham mumkin. Cho'g'langan katodning razryadni tiklab turuvchi elektronlar manbai sifatidagi rolini 1905-yili V.F.Mitkevich birinchi marta aniqlab berdi.

Yoy razryad *tushuvchi Volt-Amper tavsifiga* egadir: tok kuchi ortishi bilan elektrodlar orasidagi potentsiallar ayirmasi kamayadi (83-rasm).

Elektr yoyi birinchi marta P.N.Yablochkov tomonidan ko'chalarni yoritishda foydalanilgan; hozirgi vaqtda elektr yoyi asosan proyektorlar va proyeksion apparatlarda yorug'lik yoyidan metallning biror joyini qizdirish uchun foydalaniladi.



83-rasm.

Hozirgi vaqtda yoritish maqsadlarida va laboratoriya amaliyotida past bosimli gazlar yoki bug'larda yonuvchi elektr yoyidan ham foydalaniladi. Ularda ham birlamchi elektronlar manbai — qizigan katodlar bo'ladi, bu katodlar yo razryadning o'zida bo'layotgan jarayonlar hisobiga, yoki tashqi tok manbai hisobiga qiziyladi.

3. Uchqun. Uchqun razryad sovuq elektrodlar orasidagi potentsiallar ayirmasi katta bo'lganda kuzatiladi. Razryad murakkab tebranma tabiatda bo'ladi. Tok kuchi oshib, elektrodlar qizib ketganda uchqun razryad yoyga aylanadi.

Uchqun razryadning boshlanishini gazning teshilishi, gazda ionlar sonining qaynash (lavina) simon o'sishi natijasida gazning o'tkazuvchan bo'lib qolishi deb qarash mumkin.

Teshilish ro'y beradigan potentsiallar ayirmasi elektrodning materialiga, gazning tabiati va bosimiga, shuningdek, elektrodning o'lchamlari va shakliga, ular orasidagi masofaga bog'liqdir. O'tkir uchli elektrod uchun teshilish potentsiallari ayirmasi kichik bo'ladi.

Katta yassi elektrodlar bo'lganda elektrodning muayyan materiali va muayyan gaz uchun teshilish potentsiali faqat rd ko'paytmaga bog'liq bo'ladi, bunda r — gazning bosimi, d — elektrod orasidagi masofa.

Masalan, atmosfera bosimida va elektrod orasidagi masofa 5 sm bo'lganda teshilish potentsiali $0,5\text{ atm}$ va elektrod orasidagi masofa 10 sm bo'lgandagidek bo'ladi.

Muayyan poyetnsiallar ayirmasida teshilish ro'y bergandagi elektrod orasidagi masofa **uchqun oralig'i** deyiladi.

5-jadvalda bir qator xususiy hollar uchun uchqun oraliqlari keltirilgan.

5-jadval

Atmosfera bosimidagi havo uchun uchqun oraliqlari (millimetrlarda)

Potentsiallar ayirmasi (Volt)	Turli shakldagi elektrod orasidagi masofa		
	O'tkir uchlar	5 sm diametrlilik sharlar	Yassi tekisliklar
20000	15,5	5,8	6,1
40000	45,5	13	13,7
100000	220	45	36,7
200000	410	262	75,3
300000	600	530	114

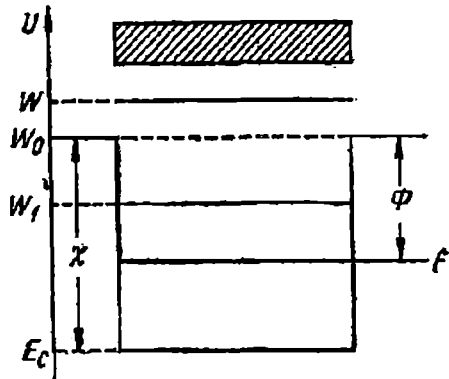
4. Toj razryad. Mustaqil razryadning alohida turi *toj razryad* deb ataladi. Toj razryad nisbatan katta bosimlarda elektrodlardan biri yoki ikkala sirtining egrilik radiusi kichik bo'lishi hisobiga razryad oralig'ida maydon juda notekis bo'lganda yuzaga keladi. Gazning ionlashishi va nurlanishi elektrod yaqinidagi tor qatlamdagina bo'ladi; gazning qolgan qismida o'tkazuvchanlik har ikkala ishorali ionlarning harakati tufayli bo'ladi. Yuqori kuchlanishli toklarni simlar orqali uzatishda toj razryad jiddiy to'sqinlik qiladi.

5. Elektron emissiya

Biz metallarda issiqlik harakatida ishtirok etuvchi o'tkazuvchanlik elektronlari bo'lishini ko'rdik. Elektronlar metall ichida saqlangani uchun sirt yaqinida elektronlarga ta'sir qiluvchi va metallning ichiga qarab yo'nalgan kuchlar mavjud bo'ladi. Bu kuchlar elektronlar va panjaraning musbat ionlari orasidagi tortishish tufayli paydo bo'ladi. Bunday o'zaro ta'sir natijasida metallarning sirtqi qatlamida elektr maydon hosil bo'ladi, potensial esa tashqi fazodan metall ichiga o'tishida qandaynr φ kattalikka ortadi. Bunga mos ravishda elektronning potensial energiyasi $e\varphi$ qadar kamayadi.

Cheklangan metall uchun elektronning potensial energiyasi taqsimoti 84-rasmdagi energetik diagrammada ko'rsatilgan. Bu yerda, W_0 – metall tashqarisida tinch turgan elektronning sathi, $e\varphi$ – o'tkazuvchanlik elektronlarning eng kichik energiyasi. Potensial energiya taqsimoti potensial o'ra ko'rinishida bo'ladi. Uning chuqurligi $\chi = e\varphi = W_0 - E_c$ ga teng. Bu kattalik elektron yaqinlik deb ataladi va moddaning muhim tavsifidir.

Agar metall ichida elektron W_0 dan kichik bo'lgan W_1 to'la energiyaga ega bo'lsa (84-rasm), u holda elektron metallni tashlab keta olmaydi. Elektronning metalldan uchib chiqish sharti quyidagicha bo'ladi:



84-rasm.

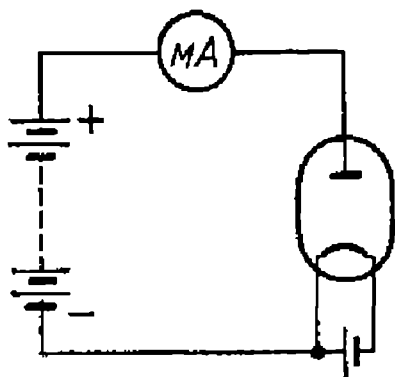
$$W \geq W_0 \quad (5.1)$$

Xona temperaturalarida metallar va yarimo'tkazgichlardagi deyarli barcha elektronlar uchun bu shart bajarilmaydi va elektronlar o'tkazgich chegarasida bog'lan-gandir. Biroq elektronlarga turli usullar bilan qo'shimcha energiya berish mumkin. Bunday holda metall elektronlarning bir qismi metallni tashlab chiqish imkoniyatiga ega bo'ladi va biz elektronlar chiqarish, ya'ni **elektron emissiya** hodisasini kuzatamiz.

Elektronlarga energiya qanday usulda berilishiga bog'liq holda biz elektron emissiyaning turli xillari to'g'risida gapirishimiz mumkin. Agar elektronlar jismlar temperaturasining ko'tarilishi natijasida jism

issiqlik energiyasi hisobiga energiya olayotgan bo'lsa, bunday emissiya **termoelektron emissiya**; elektronlarga yorug'lik yordamida energiya berilayotgan bo'lsa, bunday emissiya **fotoemissiya** yoki **fotoelektr effekti**; agar energiya elektronlarga biror tashqi boshqa zarralar bilan bombardimon qilishda berilgan bo'lsa, bunday emissiya **ikkilamchi elektron** emissiya deb ataladi.

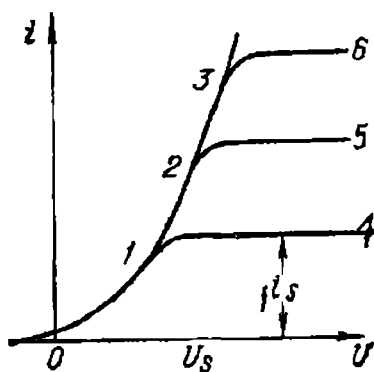
6. Vakuimli diodning Volt-Amper tavsifi



85-rasm.

cho'g'lanadigan katod joylashtiriladi.

Agar vakuumli diod, kuchlanish manbai va milliampermetrdan iborat elektr zanjir tuzilsa (85-rasm), u holda katod sovuq bo'lganda zanjirda tok paydo bo'lmaydi, chunki diod ichidagi kuchli siyraklangan gazda zaryadlangan zarralar yo'q va shuning uchun diodning elektr



86-rasm.

Termoelektron emissiyani kuzatish uchun havosi so'rib olingan ikki elektrodli lampadan foydalanish mumkin. Uning bir elektrodi qiyin eriydigan materialdan qilingan tok bilan maxsus cho'g'lantiriladigan **sim**, ikkinchisi esa termoelektronlarini qabul qilib oluvchi sovuq elektron. Bunday lampalar hozirgi zamon radiotexnikasida o'zgaruvchan toklarni to'g'rilashda keng qo'llaniladi. Diodning anodi ko'pincha silindr shaklida yasaliib, uning ichiga

o'tkazuvchanligi amalda nolga teng bo'ladi. Agar diod katodini qo'shimcha tok manbai yordamida yuqori temperaturagacha cho'g'lantirilsa, milliampermetr tok paydo bo'lganini qayd qiladi.

Diod zanjirda tok faqat batareyaning musbat qutbi anod bilan, manfiy qutbi esa katod bilan ulangandagina paydo bo'ladi. Agar diodga berilgan potentsiallar farqining ishorasi o'zgartirilsa, u holda katodni qanchalik kuchli cho'g'lantirsak ham zanjirda tok

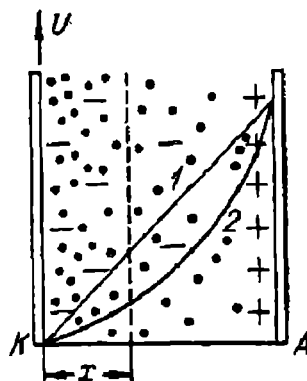
paydo bo'lmaydi. Bu hol katodning manfiy zarralar, ya'ni elektronlar chiqarishini va musbat ionlar metallni sezilarli miqdorda tark etmasligini bildiradi.

Dioddagi termoelektron tok kuchi anodning katodga nisbatan qanday kattalikda potensialga ega ekaniga bog'liqdir. Dioddagi tok kuchining anod kuchlanishiga bog'liqligini tasvirllovchi egri chiziq 86-rasmda tasvirlangan. Anod potentsiali ortganida tok kuchi *01* egri chiziqqa muvofiq ortadi. Anod kuchlanishining yanada ortishida tok kuchi biror maksimal i_s qiymatga erishadi, bu qiymat diodning **to'yinish toki** deb ataladi va bu qiymat endi anod kuchlanishiga deyarli bog'liq bo'lmay qoladi.

Katod temperaturasi ortgan sari tavsifi *0125*, *01236* va h.k. egri chiziqlar bilan tasvirlanadi. Tokning i_s dan kichik qiymatlarida tok kuchining kuchlanishga bog'lanishi barcha temperaturalarda ayni bir *0123* egri chiziq bilan tasvirlanadi.

Turli temperaturalarda to'yinish toki i_s ning qiymati turlicha bo'ladi, katod temperaturasi ortganida bu qiymatlar tez kattalashadi. Bunda to'yinish toki qaror topadigan anod kuchlanishi ham ortadi. Ko'rib turibmizki, elektron lampaning Volt-Amper tavsifi to'g'ri chiziqli bo'lmas ekan, binobarin, elektron lampâ Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichga misol bo'lar ekan.

Diod tokining kuchlanishga bog'liq bo'lishining sababi oddiy. Termoelektron emissiya bo'lganida katod va anod orasidagi fazoda vaqtning ixtiyoriy paytida katoddan anodga qarab harakatlanuvchi elektronlar bo'ladi, bu elektronlar manfiy zaryad bulutini hosil qiladi. Bu fazoviy zaryad diodda potensial taqsimotini o'zgartiradi. Agar katod va anod bir-biriga parallel bo'lgan yassi plastinkalar bo'lsa (87-rasm), u holda fazoviy zaryad bo'lmaganida yassi kondensatorni tashkil qiluvchi katod va anod orasida potensial taqsimoti *1* to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi.



87-rasm.

Termoelektron tok bo'lganida katod va anod orasida fazoviy zaryad hosil bo'ladi va potensial taqsimoti o'zgaradi; bu taqsimot endi *2* egri chiziq bilan ifodalanadi.

Bunda har qanday x tekislikda potensialning qiymati fazoviy zaryad bo'lmagandagidan kichik bo'ladi, binobarin, elektronlar harakati tezligi ham fazoviy zaryad bo'lganda kamayadi. Anod kuchlanishi

ortganda elektronlarning fazoviy zaryad bulutidagi konsentratsiyasi kamayadi. Shuning uchun fazoviy zaryadning tormozlash ta'siri ham kamayadi va anod toki ortadi.

Diod toki i ning anod potentsiali U ga bog'lanishi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$I = SU \frac{3}{2} \quad (6.1)$$

bunda, S — elektronlarning shakli va o'lchamlariga bog'liq bo'ladi.

Yassi diod uchun:

$$S = \frac{4}{9\epsilon_0} \cdot \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2}{m}}. \quad (6.2)$$

Bu yerda, ye/m — elektronning solishtirma zaryadi, d — katod va anod orasidagi masofa, S — katodning sirti, e_0 — elektr doimiysi.

(6.1) formula 87-rasmdagi 0123 egri chiziqni ifodalaydi. Bu formula **Boguslavskiy-Lengmyur qonuni** yoki «**3/2 qonuni**» deb ataladi.

Anod potentsiali vaqt birligi ichida katod chiqarayotgan barcha elektronlar anodga borib tushadigan darajada katta bo'lganida tok o'zining maksimal qiymatiga erishadi va anod kuchlanishiga bog'liq bo'lmay qoladi. To'yinish tokining zichligi j_s , ya'ni katod sirtining har bir birligiga to'g'ri keluvchi to'yinish toki kuchi katodning emission qobiliyatini tavsiflaydi, bu kattalik katodning tabiatiga va uning temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

7. To'yinish tokining temperaturaga bog'liqligi

Metall sirtidagi potentsial to'siqni yengib o'tib, vakuumga chiqadigan elektronlar soni temperatura ko'tarilganida tez ortadi. Shuning uchun to'yinish tokining zichligi ham temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. Hisoblashlar bu bog'lanish quyidagi formula bilan ifodalanishini ko'rsatadi:

$$j^s = AT^2 \exp\left(\frac{-F}{kT}\right), \quad (7.1)$$

bu yerda; A — mutlaqo toza sirtli barcha metallar uchun ayni bir qiymatga ega bo'ladigan doimiy, k — Bolsman doimiysi, F — energiya

o'lchamligiga ega bo'lgan kattalik bo'lib, berilgan metallning **termoelektron chiqish ishi** deb ataladi.

Termoelektron chiqish ishi vakuumda tinch turgan elektron W_0 energiyasi bilan F Fermi sathi orasidagi ayirmaga teng bo'ladi:

$$F = W_0 - F_0. \quad (7.2)$$

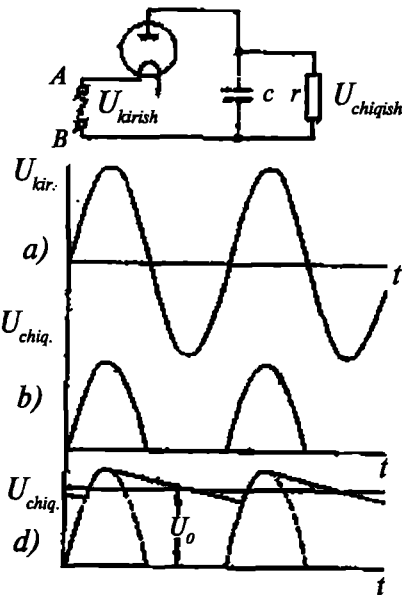
Binobarin, Fermi funksiyasining issiqlikdan «yoyilishini» nazarga olmagan holda shunday deyish mumkin: F kattalik eng katta kinetik energiyali elektronni metalldan vakuumga boshlang'ich tezliksiz o'tkazish uchun kerak bo'lgan kattalikdir. (7.1) munosabatni **Richardson-Deshmen formulasi** deb ataladi.

(7.1) va (7.2) formulalar faqat metallar uchungina emas, yarimo'tkazgichlar uchun ham o'rinalidir. Biroq yarimo'tkazgichlar bo'lgan holda chiqish ishining fizikaviy ma'nosi ancha murakkablashadi.

8. Elektron lampa to'g'rilagich sifatida

Elektron lampaning cho'g'langan katodi faqat elektronlar chiqarib, musbat ionlar chiqarmagani uchun lampa tokni uning katodi manbaning manfiy qutbi bilan ulangandagina o'tkazadi. Berilgan kuchlanish qutblari o'zgartirilganda barcha termoelektronlar katodga qaytadi va lampa orqali tok o'tmaydi. Elektron lampa shuning uchun bir tomonlama o'tkazuvchanlikka egadir.

Diodlarning ventil sifatida ishlashi o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka aylantiruvchi to'g'rilagich qurilmalar yasashda keng foydalaniladi. Elektron lampali to'g'rilagichning sxemasi 88-rasmda ko'rsatilgan. A va B nuqtalar orasidagi o'zgaruvchan kuchlanish vaqt bo'yicha a egri chiziqqa muvofiq o'zgaradi.



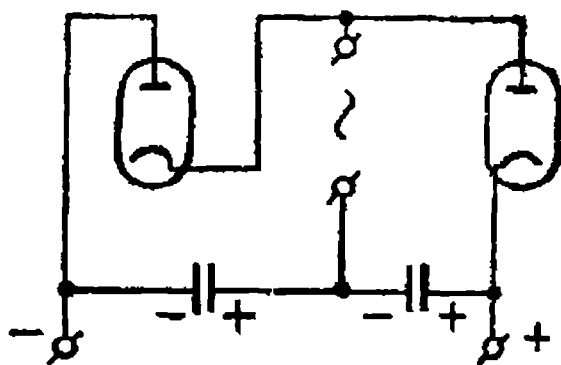
88-rasm.

Lampaning ventil xossasi tufayli yuklama qarshiligida tok faqat lampa tok o'tkazgan yarimdavrlardagina bo'ladi. Shuning uchun r qarshilikdagi U_{chiq} chiqish kuchlanish b egri chiziq bilan tasvirlanadi va biz bir ishorali pulslanuvchi kuchlanishni olamiz.

Pulslanishlarni bartaraf qilish uchun diod va yuklama orasiga filtrlar ulanadi. Filtrlarning eng soddasi yuklamaga parallel ulangan kondensatordir. Kuchlanishning ortishida kondensator tezda zaryadlanadi, so'ngra, qarish kuchlanishining kamayishida r yuklama qarshiligi orqali asta-sekin razryadlanadi, chunki elektronlar diodda anoddan katodga qarab yura olmaydi.

Buning natijasida v egri chiziq bilan tasvirlanuvchi chiqish kuchlanishi hosil bo'ladi. Zanjirning rS vaqt doimiysi qancha katta bo'lsa, kuchlanishning pulsatsiyasi shuncha kichik bo'ladi. r ortganida kuchlanishning U_0 doimiy tashkil etuvchisi kirish kuchlanishining maksimal qiymatiga intiladi.

89-rasmda ikki yarimdavrli to'g'rilagichning sxemasi ko'rsatilgan.



89-rasm.

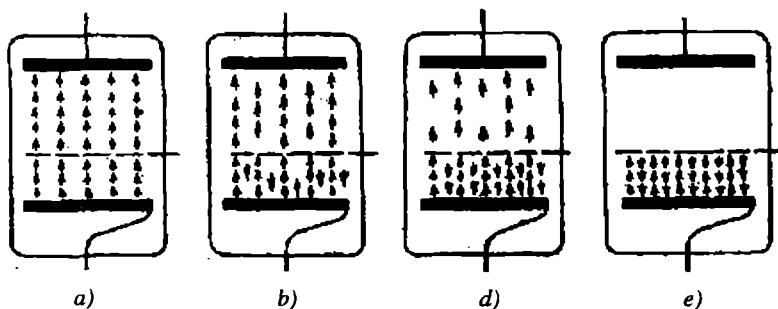
Vaqtning har bir momentida lampalardan faqat bittasi, ya'ni kuchlanish tok o'tkazadigan yo'nalish bilan mos tushgan lampa ishlaydi va unga ulangan kondensatorni zaryadlaydi. Har ikki kondensator ketma-ket ulangan va shuning uchun to'g'rilagichning chiqish kuchlanishi kirishdagi

cho'qqi kuchlanish qiymatining ikkilanganiga teng.

9. Uch elektrodli elektron lampalar (triadlar)

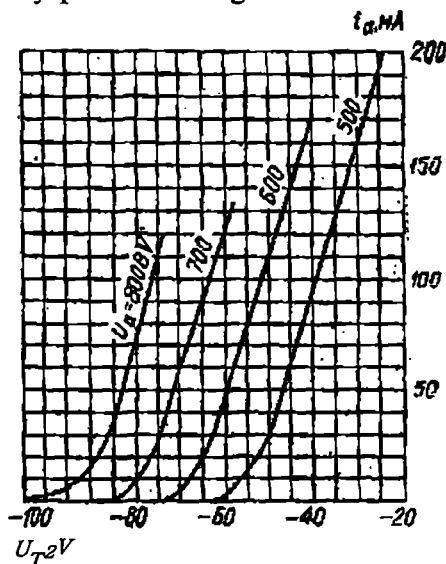
Elektron lampalarning asosiy texnikaviy ahamiyati lampadagi elektron tokining boshqarilishi osonligi bilan aniqlanadi. Buning uchun lampaning ichiga bir yoki bir necha qo'shimcha metall elektrodlar kiritiladi: ular ko'pincha sim spirallar ko'rinishida ishlanadi va katod bilan anod orasiga joylashtiriladi. Bu qo'shimcha elektrodlar **to'rlar** deb ataladi.

Uch elektrodli lamp – **triodni** ko‘raylik. Bu lampaning cho‘g‘lanuvchi katodi, anodi va bitta to‘ri bor (90-rasm). Bunday lampada elektron tok faqat anod potensialiga emas, shu bilan birga to‘ming katodga nisbatan potensialiga ham bog‘liq bo‘ladi. Agar to‘ming potentsiali nolga teng bo‘lsa, u holda anodga yetib boruvchi elektronlar soni amalda to‘r bo‘lmagan holdagi qiymatiga teng bo‘ladi.



90-rasm.

To‘rda musbat potensial bo‘lganda lampada fazoviy zaryad kamayadi va anod toki ko‘proq bo‘ladi. Aksincha to‘ming potentsiali manfiy bo‘lganda, fazoviy zaryad ortadi: buning natijasida termoelektronlarning bir qismi qaytadan katodga qaytadi va anodda tok to‘r bo‘lmagandagidan kamroq bo‘ladi (b). To‘ming manfiy potentsiali ortganida anod toki kamayadi (d) va to‘rning qandaydir biror potensialida lampada tok batamom yo‘q bo‘ladi (e). Anodning musbat potentsiali yuqori bo‘lsa, berkituvchi manfiy potensial ham shuncha yuqori bo‘ladi. Bu aytilganlardan shu narsa ravshan, to‘ming potentsialini o‘zgartirish bilan anod tokini o‘zgartirishimiz mumkin, ya‘ni anod tokini boshqarish mumkin. Elektronlarning massasi juda kichik bo‘lgani uchun, triodning inersiyasi juda kichik bo‘ladi va to‘r potentsialining juda tez o‘zgarishlarida ham uning boshqarish ta‘siri saqlanib qoladi.



91-rasm.

Uch elektrodli lampada termoelektron tokning kuchi nimaga va qanday ekanini batafsilroq ko'raylik.

Trioddagi elektr maydon manzarasi 91-rasmda ko'rsatilgan to'r bo'lganida qisman katodda va qisman fazoviy zaryadning elektronlarida tugaydigan kuch chiziqlari faqat A anoddan emas, shuningdek, T to'rning simlaridan ham chiqadi. Shuning uchun katod yaqinida elektr maydon va, binobarin, fazoviy zaryad ham anodning U_a potensialiga bog'liq bo'ladi. Anod to'r bilan qisman ekranlangani uchun anod potensialining ta'siri to'r potensialinikidan kamroq bo'ladi va shuning uchun katoddan kelayotgan to'liq tok biror natijaviy yoki boshqaruvchi kuchlanish bilan aniqlanadi:

$$U_{\sigma} = U_T + DU_a. \quad (9.1)$$

Bu yerda, D – lampaning konstruksiyasiga bog'liq bo'lgan kattalik hamda $D < 1$. To'r qancha qalin va katodga yaqin joylashgan bo'lsa, D shunchalik kichik bo'ladi. Bu kattalik to'rning singdiruvchanligi, unga teskari bo'lgan

$$K = \frac{1}{D} \quad (9.2)$$

kattalikni esa lampaning **kuchaytirish koeffitsiyenti** deb ataladi. Bundan lampaning to'liq i toki yoki katod toki boshqaruvchi kuchlanishning funksiyasidir, degan xulosaga kelib chiqadi:

$$i = f(U_T + DU_a). \quad (9.3)$$

Lampa elektron oqimining bir qismi to'rga tushadi va to'r zanjirida biror i_T tok hosil bo'ladi. Lampaning to'liq toki anod va to'r toklarining yig'indisiga teng ekanligi ravshan:

$$i = i_a + i_T \quad (9.4)$$

Shu narsani qayd qilish kerakki, to'r tokining sezilarli darajada katta bo'lishi maqsadga muvofiq emas, chunki bunda to'r zanjirida quvvatning behuda sarflanishiga sabab bo'ladi. Biroq ko'p hollarda to'r toki anod tokiga nisbatan kichik bo'ladi va shuning uchun quyidagini olish mumkin:

$$i_a \approx i = f(U_T + DU_a) \quad (9.5)$$

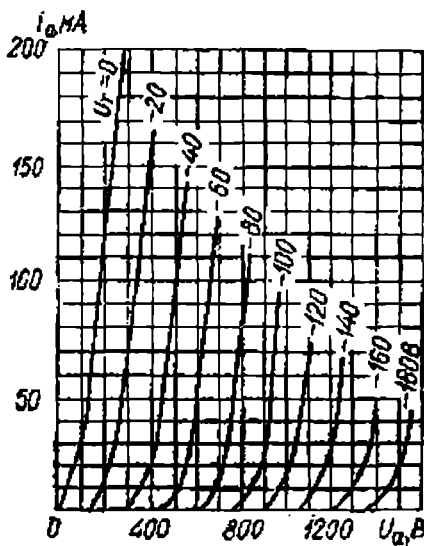
Triodning xossalarini to'liq aniqlash uchun anod kuchlanishi U_a ni parametr sifatida olib, uning to'rtli qiymatlarida i_a anod tokining to'rt kuchlanishi U_T ga bog'lanish egri chiziqlarini yasash kerak bo'ladi. bunday egri chiziqlar triodlarning *to'rt tavsiflari* deb ataladi; ular 92-rasmda ko'rsatilgan. Bu egri chiziqlardan i_a ning ayni bir qiymatini U_T kuchlanishning to'rtli qiymatlarida olish mumkin ekanligi ko'rinib turibdi. Ayni bir tok qiymatini olish uchun U_T to'rt potentsiali shuncha past bo'lishi kerak; yoki boshqacha aytganda anod potentsiali ortganida to'rt tavsiflari to'rt potentsiali kamayish tomoniga qarab siljiydi. Quyidagi

$$S = \left(\frac{di_a}{dU_T} \right) U_a, \quad (9.6)$$

kattalik to'rt potentsiali o'zgarganida anod tokining o'zgarish tezligi yoki tavsifning tikligini belgilaydi. U_a indeks anod potentsialining doimiy qolishini bildiradi. Tavsifning tikligi S ravshanki, to'rt tavsifsining ko'rilayotgan nuqtadagi qiyalik burchagi tangensiga teng bo'ladi.

Agar biz U_T ning to'rtli doimiy qiymatlarida i_a anod tokining U_a anod kuchlanishiga bog'lanishini tasvirlasak edi, u holda triodning **anod tavsiflari** deb atalgan egri chiziqlar oilasini hosil qilgan bo'lar edik. 91-rasmda to'rt tavsiflari keltirilgan triodning anod tavsiflari 92-rasmda ko'rsatilgan. To'rt potentsiali ortganida anod tavsiflari anod potentsialining kamayish tomoniga siljiydi.

Ko'rinib turibdiki, triodlar ham diodlar singari chiziqli bo'lmagan Volt-Amper tavsifli, ya'ni Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichlarga misol bo'lar ekan. Biroq tavsifning yetarlicha kichik qismini to'g'ri chiziq kesmasi deb qarash va kuchlanishning berilgan qiymatidagi qarshilik haqida gapirish mumkin. Shuning uchun Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichlarni ularning differensial $R = dU/di$ qarshiliklari orqali tavsiflanadi. Bu tushunchani triodga qo'llab va uning differensial qarshiligini R_i orqali belgilab, shunday yozish mumkin:



92-rasm.

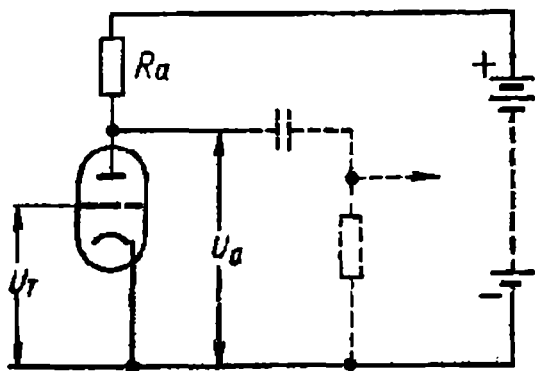
$$R_i = \left(\frac{dU_a}{di_a} \right) U_T, \quad (9.7)$$

Bu yerda U_T indeks to'ri potensialining doimiy saqlanishini bildiradi. Triodning differensial qarshiligi ko'pincha **ichki qarshilik** deb ataladi. (9.7) formuladan triodning ichki qarshiligi anod tavsifining toklar o'qiga berilgan nuqtadagi qiyalik burchagi tangensiga teng ekanligi ko'rinib turibdi.

Bu kattalik anod tokining o'zgarishiga qarab anod kuchlanishining o'zgarish tezligini bildiradi.

Tavsif tikligi S va triodning ishchi nuqtadagi R_i ichki qarshiligi, shuningdek, to'ring D singdiruvchanligi triodni xarakterlovchi muhim kattalikdir.

10. Elektr signallarni kuchaytirish



93-rasm.

Uch elektrodli lampadan tuzilgan kuchaytirgichning prinsipial sxemasi 93-rasmda ko'rsatilgan. Lampaning anod zanjiri elektr yurituvchi kuchi ξ bo'lgan tok manbaiga va kattaligi R_a orqali belgilanadigan yuklama qarshiligiga ega bo'lsin. Kuchaytiriladigan o'zgaruvchan kuchlanish U_T lampaning

to'ri bilan katodi orasiga qo'yiladi.

To'ri kuchlanishining ΔU_T ga o'zgarishi anod tokining ma'lum Δi_a o'zgarishini yuzaga keltiradi. Biroq, Ohm qonuniga muvofiq, zanjirning E.Yu.K. li qismi uchun anod va katod orasidagi kuchlanish quyidagi munosabat bilan ifodalanadi;

$$U_a = \xi - R_a i_a. \quad (10.1)$$

Shuning uchun anod tokining Δi_a o'zgarishi anod kuchlanishini

$$\Delta U_a = -R_a \Delta i_a. \quad (10.2)$$

ga o'zgartiradi va agar to'rga o'zgaruvchan kuchlanish berilgan bo'lsa, u holda anodda ham o'zgaruvchan tok paydo bo'ladi.

Anod kuchlanishining ΔU_a o'zgarishi ΔU_T dan katta bo'lishi mumkin ekanligini ko'rish oson. Haqiqatdan ham yuklama qarshiligi lampaning ichki qarshiligidan ancha katta bo'lgan muhim xususiy holni ko'raylik.

Bunday holda lampa orqali o'tuvchi tok amalda faqat R_a qarshilik kattaligiga bog'liq, demak, amalda doimiy qoladi. Biroq (10.2) ga muvofiq:

$$U_T + DU_a = \text{const} \quad (10.3)$$

Shuning uchun

$$\Delta U_T + D\Delta U_a = 0, \quad (10.4)$$

demak,

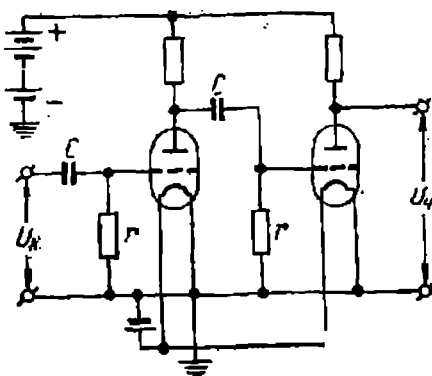
$$\frac{\Delta U_a}{\Delta U_T} = -\frac{1}{D} = -K \quad (10.5)$$

Hamma vaqt ham to'rning singdiruvchanligi $D < 1$ bo'lgani uchun $\Delta U_a > \Delta U_T$ va demak, kuchlanish kuchaygan bo'ladi. (10.5) formuladan har ikkalar kuchlanishning nisbati bu holda $K = 1/D$ ga teng, ana shuning uchun ham K kattalik «**kuchaytirish koeffitsiyenti**» deb ataladi.

(10.5) formuladan minus ishorasi to'r potensialining ortishi anoddagi potensialni kamaytirishini ko'rsatadi. Tebranuvchi to'r kuchlanishi bo'lgan holda esa bu anod kuchlanishining tebranishlari to'rdagi kuchlanish tebranishlariga faza jihatdan qarama-qarshi ekanligini bildiradi.

11. Lampali kuchaytirgichlar

Signallarni ko'p karrali kuchaytirish mumkin. Buning uchun elektron lampa kuchaytirgan kuchlanishni ikkinchi lampaning to'riga, ikkinchi lampa kuchaytirgan kuchlanishni uchinchi lampaning to'riga va hokazo beriladi. Kuchaytiruvchi kaskad yoki lampali kuchaytirgich sxemalaridan biri 94-rasmda tasvirlangan. Bunda barcha lampalarning anod zanjirlari parallel



94-rasm.

ulangan va yagona anod batareyasidan ta'minlanadi. Katodlari ham yagona cho'g'lantirish batareyasidan cho'g'lantiriladi.

Shu narsaga e'tibor berish kerakki, kuchlanish har bir lampaning to'riga bevosita berilmaydi, balki ajratuvchi C kondensator orqali beriladi. Kondensator kuchaytirilayotgan o'zgaruvchi signallarning o'tishiga to'sqinlik qilmaydi, biroq to'rga anod batareyasidan kelayotgan yuqori o'zgarma kuchlanishni o'tishiga yo'l qo'ymaydi. Har bir lampaning to'ri va katodi orasiga yana r qarshilik ham ulangan, uning vazifasi quyidagidan iborat.

Vaqtning to'rida musbat potensial bo'lgan davrlarida to'rga elektronlar kelib tushadi. Agar to'r tirqishi bo'lmaganida edi, u holda to'r bora-bora manfiy berkituvchi potensialgacha zaryadlanardi va lampa orqali tok o'tmay qolar edi.

Biroq r qarshilik orqali to'rdagi manfiy zaryadlar uzluksiz oqib ketib turadi va lampada tokning to'xtashi, lampaning berkilishi ro'y beradi. C va r qiymatlarini kerakli munosabatda tanlab shunday holatga erishish mumkin, bunda to'rdagi kuchlanish tebranishlari lampani boshqarish ta'sirini saqlagan, biroq to'rga o'tadigan tok amalda nolga teng bo'ladigan qiymat atrofida yuz bersin.

12. Ikkilamchi elektron emissiya

Metallni tashqaridan elektronlar bilan bombardimon qilinganda ham elektronlar emissiyasi kuzatiladi. Metalldan elektronlarni bunday «**urib chiqarish**» hodisasi **ikkilamchi elektron emissiya** nomini olgan. Buning sababi shundaki, tashqaridan kelayotgan elektronlar metallning ichiga kirib o'tkazuvchanlik elektronlariga o'z energiyalarining bir qismini beradi. Bunda metalldagi elektronlarning bir qismi sirt potensial to'sig'ini yengish uchun yetarli tezlik oladi va metalldan urib chiqadi.

Urib chiqarilgan ikkilamchi elektronlar soni p ning birlamchi elektronlar soni p_0 ga nisbati **ikkilamchi emissiya koeffitsiyenti** deb ataladi:

$$\gamma = \frac{p}{p_0}$$

Bu koeffitsiyent metallning to'ri va birlamchi elektronlarning tezligiga bog'liq. Birlamchi elektronlar tezligi ortishi bilan dastlab ikkilamchi elektronlar koeffitsiyenti ortadi, so'ngra yoyiq maksimumga yetadi va yana kamayadi. Maksimal γ ga mos keladigan birlamchi

elektronlar energiyasi to'rtli metallar uchun turlicha bo'ladi va yuzlab **elektron—voltlar** tartibida bo'ladi.

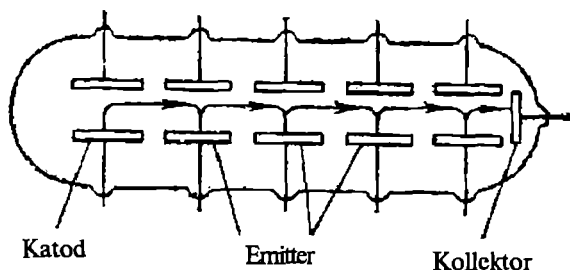
Sof metallar uchun maksimumda γ ning qiymati 2 dan katta bo'lmaydi. γ_{maks} qiymati 10 va undan ortiq bo'lishi mumkin bo'lgan ko'plab yarimo'tkazgichlarda ikkilamchi emissiya ancha kuchliroq kuzatiladi. Shuning uchun kuchli ikkilamchi emissiya hosil qilish uchun murakkab katodlar (emitterlar) ishlatiladi, ular metall asosga yarimo'tkazgich qatlarni surtilgan va tegishli kimyoviy ishlov berilgan katodlardir.

Amalda ishlatiladigan surma-seziy emitterlari shular jumlasidandir, ularga seziy bug'larida surma bilan ishlov beriladi; yupqa seziy oksidi qoplangan galliy arsenididan qilingan emitterlar va hokazolar ham shunga kiradi.

Ikkilamchi elektron emissiya kuchsiz elektron toklarni kuchaytirish uchun mo'ljallangan elektron ko'paytkichlarda foydalaniladi.

Ko'paytkichlardan birining sxemasi 95-rasmda ko'rsatilgan. Ko'paytkich yaxshi vakuum hosil qilingan naycha bo'lib, naychaga qator yassi kondensatorlar joylashtirilgan. Kondensator plastinkalarining bittasi ikkilamchi-elektron emitter, plastinkasi esa ikkilamchi elektronlarni tezlatuvchi elektr maydon hosil qilish uchungina xizmat qiladi. Naycha elektr maydonga perpendikulyar magnit maydoni hosil qiluvchi doimiy magnit qutblari orasiga joylashtiriladi.

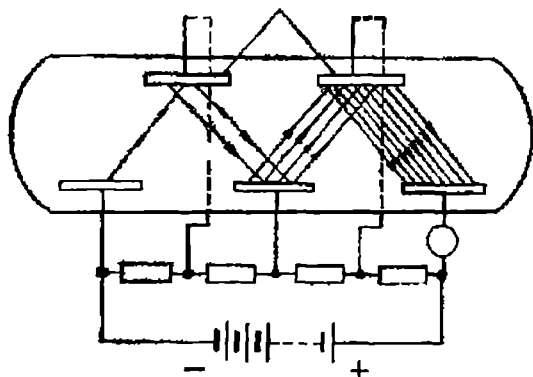
Agar katoddan oz miqdorda elektronlar chiqqan bo'lsa, bu elektronlar elektr maydonda tezlashtiriladi. Magnit maydon tufayli elektronlarning trayektoriyasi rasmda ko'rsatilganidek egrilanadi va elektronlar birinchi



95-rasm.

emitterga tushadi. Bu yerda ikkilamchi emissiya yuzaga keladi va emitterda endi katoddan chiqayotgan oqimdan ancha kuchli elektron oqim chiqadi. Bu kuchaytirilgan oqim magnit maydonda ikkinchi emitterga og'diriladi va h.k. Buning natijasida yig'uvchi elektronga keladigan elektronlar oqimi katoddan chiquvchi birlamchi oqimga nisbatan ancha kuchli bo'ladi, ya'ni biz ikkilamchi emissiya tufayli tok kuchaytirishga erishgan bo'lamiz.

Magnit bilan boshqariluvchi elektron ko'paytkichlar bilan bir qatorda elektrda boshqariladigan, ya'ni doimiy magnitlar kerak bo'lmaydigan



96-rasm.

ko'paytkichlar ham qo'llaniladi. Bunday ko'paytkichning tuzilishi va uni qo'llash 96-rasmida ko'rsatilgan.

Hozirgi vaqtda elektron ko'paytkichlar asosan zaif fotoelektr toklarni kuchaytirishda qo'llaniladi. Ular astrofizikada yulduzlarning zaif nurlanishlarini qayd qilish uchun va shuningdek, fan

va texnikaning boshqa sohalarida keng qo'llanilmoqda.

Elektron ko'paytkichlar yordamida toklarni millionlab marta kuchaytirish mumkin. Biroq lampali kuchaytirgichlardagi singari, ixtiyoriy katta darajada kuchaytirish mumkin emas. Kuchaytirish ko'paytkichda hatto fotokatodga yorug'lik ta'sir qilmaganda ham o'z-o'zidan hosil bo'ladigan toklar bilangina cheklanadi.

Ikkilamchi elektron emissiya hodisasi nishonni faqat elektronlar bilangina emas, shuningdek, og'ir zarralar — musbat va manfiy ionlar bilan bombardimon qilganda ham sodir bo'ladi. Musbat ionlar tufayli hosil qilinadigan ikkilamchi elektron emissiya gaz razryadining ba'zi shakllarida muhim rol o'ynaydi.

Masalalar

1-masala. Qoplamalari orasidagi masofa $2,00\text{ sm}$ bo'lgan yassi havo kondensatori 1000 V kuchlanishgacha zaryadlanib, energiya manбайдan uzib qo'yilgan. Agar kondensator qoplamalari orasidagi havoning har bir kub santimetrida ionizator har sekunda $2,00 \cdot 10^8$ juft bir valentli ion hosil qilsa, kondensator qancha vaqtda razryadlanadi?

Berilgan:

$$d = 2,00\text{ sm} = 2,00 \cdot 10^{-2}\text{ m},$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}\text{ F/m},$$

$$U = 1000\text{ V},$$

$$N_0 = 2,00 \cdot 10^8\text{ sm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} = 2,00 \cdot 10^{14}\text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}.$$

$$t = ?$$

Masalaning yechilishi.

Kondensator zaryadi q ni, ionizator ta'sirida kondensator qoplamalari orasidagi fazoda hosil bo'layotgan bir xil ishorali q , yig'indi zaryadni bilgan holda kondensatorning razryadlanish vaqti t ni topish mumkin:

$$t = \frac{q}{q_t}.$$

q zaryadni aniqlash uchun,

$$S = \frac{q}{U}$$

va

$$S = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}$$

formuladan foydalanamiz:

$$q = \epsilon_0 \epsilon S \frac{U}{d}.$$

Bir sekundda hosil bo'lgan bir xil ishorali ionlar zaryadi q , ni $q_t = n_t e$ formula bo'yicha aniqlaymiz, bunda n_t – kondensator qoplamalari orasidagi fazoda har sekundda hosil bo'lgan ionlar jufti soni. Agar kondensator qoplamalari orasidagi dielektrik hajmi V ni qoplama yuzi va dielektrik qatlami qalinligi orqali ifodalasak:

$$V = Sd,$$

u holda

$$d_t = n_t S d e.$$

q va q_t larning topilgan qiymatlarini $t = q/q_t$ formulaga qo'yib,

$$t = \epsilon_0 \epsilon \frac{SU}{dn_0 S e} = \frac{\epsilon_0 \epsilon U}{en_0 d^2}$$

ni hosil qilamiz. Ko'rinib turibdiki, kondensatorning razryadlanish vaqti uning qoplamalari yuziga bog'liq emas.

Hisoblaymiz:

$$t = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \cdot 1,00 \cdot 10^3 \text{ V} / 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 2,00 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} (2,00 \cdot 10^{-2})^2 \text{ m}^2 = 6,91 \cdot 10^{-1} \text{ s}.$$

2-masala. Simob atomining ionizatsiyasi potentsiali $U=1,04 \text{ V}$ ga teng. Simob atomiga urilib, uni ionlashtirish uchun elektron qanday eng kichik u tezlikka ega bo'lishi kerak?

Berilgan.

$$U=1,04 \text{ v.}$$

$$u=?$$

Masalaning yechilishi.

Katod chiqargan elektronlar katod – to'rt orasidagi masofani amalda to'qnashuvsiz o'tadi va agar to'rt va katod orasidagi potentsiallar farqi U ga teng bo'lsa, u holda har bir elektron

$$\frac{1}{2} mv^2 = eU$$

yoki U elektron-volt energiya oladi, bu yerda, e – elektron zaryadi, m – elektron massasi:

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

$$m = 9,1 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$$

Yuqoridagi formuladan

$$v = \sqrt{2 e \frac{U}{m}}.$$

Hisoblaymiz:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 1,04 \text{ v}}{9,1 \cdot 10^{-30} \text{ kg}}} = 1,92 \cdot 10^6 \text{ m/sek.}$$

3-masala. Qoplamalari orasidagi masofa $2,00 \text{ sm}$ bo'lgan yassi havo kondensatori 1000 V kuchlanishgacha zaryadlanib, energiya manbaidan uzib qo'yilgan. Agar kondensator qoplamalari orasidagi havoning har bir kub santimetrda ionizator har sekundda $2,00 \cdot 10^8$ juft bir valentli ion hosil qiladi. Agar o'zgarmas ionizatorda kondensator o'zgarmas kuchlanish manbaiga ulansa, to'yinish toki qanday bo'ladi? Har bir kondensator qoplamasining yuzasi 50 sm^2 ga teng.

Berilgan.

$$d=2,00 \text{ sm} = 2,00 \cdot 10^{-2} \text{ m},$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m},$$

$$U = 1000 \text{ V},$$

$$N_0 = 2,00 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} = 2,00 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$S = 50 \text{ sm}^2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2,$$

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}.$$

$$I_T = ?$$

Masalaning yechilishi.

To'yinish tokini quyidagi formuladan topamiz:

$$I_T = \frac{q_{maks}}{t},$$

bunda q_{maks} – kondensator qoplamalariga yetib boruvchi maksimal zaryad:

$$q_{maks} = n_e e t = n_0 S d e t$$

t – shu zaryadning bir qoplamadan ikkinchisiga o'tishi uchun (zanjirdan o'tishi uchun) ketgan vaqt. U holda:

$$I_T = \frac{n_0 S d e t}{t} = n_0 S d e t,$$

Hisoblaymiz:

$$I_T = \frac{n_0 S d e t}{t} = n_0 S d e t = 2,00 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot 5,00 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot 2,00 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{m} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} = 3,204 \cdot 10^{-9} \text{ A}.$$

4-masala. Gazning mustaqil razryad vaqtidagi o'tkazuvchanligi mustaqil bo'lmagan razryaddagi o'tkazuvchanligidan nimasi bilan farq qiladi? Qanday sharoitda mustaqil bo'lmagan gaz razryadi mustaqil razryadga aylanadi?

Masalaning yechilishi.

Mustaqil o'tkazuvchanlik (razryad) ionizator ta'siriga bog'liq emas, nomustaqil o'tkazuvchanlik esa ionizatorning ta'siri to'xtashi bilan yo'qoladi. Yonish kuchlanishida o'rta hisobda har bir elektron hech bo'lmaganda bitta molekulani ionlaydi (ya'ni hech bo'lmaganda bitta yangi elektron hosil qiladi).

5-masala. Atmosfera bosimida elektr yoyi hosil bo'lishi uchun qanday sharoit zarur? Elektr yoyi yona boshlagan paytda elektrodlar orasidagi kuchlanish qanday o'zgaradi?

Masalaning yechilishi.

Elektrodlarni intensiv termoelektron emissiya uchun zarur bo'lgan temperaturagacha qizdirish hamda elektrodlar orasidagi fazoda joylashgan molekullarni zarb bilan ionlash uchun yetarli bo'lgan kuchlanish zarur.

6-masala. Nima uchun tranzistorda emitterdagi aralashmalar konsentratsiyasi bazadagiga nisbatan yuqori bo'ladi?

Masalaning yechilishi.

Chunki emitter o'tish orqali oquvchi tokning asosiy qismini bazaga o'tib, kollektor o'tishgacha yetib boruvchi asosiy zaryadlarni tashuvchilar tashkil etishi kerak. Bazaning asosiy zaryad tashuvchilaridan iborat bo'lgan emitter orqali o'tuvchi tokning boshqa qismi kollektor o'tish bilan bog'liq emas va u foydasiz tokdir.

7-masala. 1. Qanday usul bilan yarimo'tkazgichlarda elektron o'tkazuvchanlik; teshikli o'tkazuvchanlik oshiriladi? 2. Fosfor, mishyak, surma, galliy, bor, indiy aralashmalaridan qaysi biri qo'shilganda germaniyli yarimo'tkazgichning elektron o'tkazuvchanligi ortadi? Aralashmalardan qaysi biri qo'shilganda teshikli o'tkazuvchanlik ortadi?

Masalaning yechilishi.

1. Yarimo'tkazgichga Mendeleyev davriy sistemasidagi V grupp elementlaridan aralashma kiritish yo'li bilan; III grupp elementlaridan aralashma kiritish yo'li bilan; 2. V grupp elementlari fosfor, mishyak, surma qo'shilganda qo'proq elektron o'tkazuvchanlik; galliy, bor, indiy kabi III grupp elementlari qo'shilganda ko'proq teshikli o'tkazuvchanlik ortadi

8-masala. Agar yoy razryad magnit maydon oqimiga perpendikulyar joylashtirilsa qanday o'zgarish sodir bo'ladi?

Masalaning yechilishi.

Elektronlar va ionlar magnit maydonda chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadigan yo'nalishda og'adi. Kuchli magnit maydonda elektronlar va ionlar elektrodlanga borib tushmaydi, yoy o'chadi.

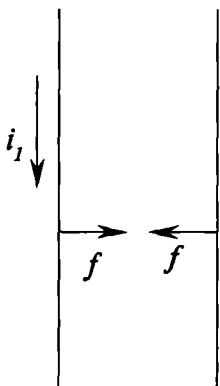
9-masala. Nima uchun siyraklashtirish gazning o'tkazuvchanligini yaxshilaydi?

Masalaning yechilishi.

Gazning siyraklanishi elektron va ionlarning maydon ta'sirida erkin yugurish yo'li uzunligining ortishiga, ya'ni ularning kinetik energiyasini ortishiga olib keladi; shuning uchun gazning siyraklanishi ortganida uning molekulalarini ionlanishi ancha past kuchlanishda boshlanadi. Yuqori vakuumda gazning siyraklanishi ortishi bilan uning qarshiligi ortadi.

VI bob. TOKNING MAGNIT MAYDONI

1. Magnit maydon va uning tavsifi



97-rasm.

Elektr zaryadlar atrofidagi fazoda ma'lum fizik xossalarga ega bo'lgan elektrostatik maydon paydo bo'lgani kabi elementar toklarning atrofidagi fazoda ham alohida tabiiy maydon paydo bo'ladi, bu maydon **magnit maydon** deb ataladi. Elektrostatik maydon o'ziga kiritilgan zaryadli jismlarga ta'sir qiluvchi kuchlar orqali namoyon bo'ladi. Magnit maydon esa shu maydonga kiritilgan tokli o'tkazgichlarga ta'sir qiluvchi kuchlar orqali namoyon bo'ladi. Masalan, bir xil yo'nalishdagi tok oqayotgan parallel ikkita o'tkazgich o'zaro tortishadi (97-rasm).

Bu faktni biz quyidagicha izohlaymiz: har bir tok o'z atrofidagi fazoda magnit maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi tokka ta'sir ko'rsatadi. Magnit maydonning tokka ta'siri shu tok oqayotgan o'tkazgichning shakliga, o'tkazgichning maydondagi vaziyatiga va undagi tokning yo'nalishiga qarab turlicha bo'ladi. Shu sababli, magnit maydonni tavsiflash uchun uning muayyan bir tokka ko'rsatadigan ta'sirini o'rganish lozim. Bunda biz hozircha tokli o'tkazgichlar bo'shliqda joylashgan deb hisoblaymiz.

Elektrostatikada biz elektrostatik maydonning xossalarini nuqtaviy zaryad, ya'ni o'lchovlari shu maydonni hosil qilayotgan zaryadlargacha bo'lgan masofalarga nisbatan kichik bo'lgan jismlarda to'plangan zaryad yordamida o'rgandik. Magnit maydonning xossalarini esa shu maydonning **tokli berk yassi konturga** ko'rsatadigan ta'siriga qarab o'rganamiz. Bunday konturni **ramka** deb ataymiz.

Konturning o'lchovlari magnit maydon vujudga keltirayotgan toklar oqayotgan o'tkazgichlarga bo'lgan masofaga nisbatan kichik bo'lishi kerak.

Amalda ramkadan o'zgarmas tok o'tib turishi uchun uni qandaydir simlar bilan tok manbaiga ulash kerak bo'ladi. Magnit maydon bu simlarga ham ta'sir ko'rsatadi; bu ta'sirdan qutulish uchun simlarni

bir-biriga yaqin qilib joylashtirish kerak, bunda magnit maydonning simlarga ko'rsatadigan umumiy ta'siri 0 ga teng bo'ladi. Magnit maydon xossalari tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichkai pga osib qo'yilgan xuddi shunday ramkadan foydalanamiz (98-rasm).

Tajriba shunday kichik ramka tok oqayotgan simlar yoniga joylashtirilsa, ma'lum tarzda burilishini ko'ramiz. **Magnit maydon ramkaga oriyentirlovchi ta'sir ko'rsatadi.**

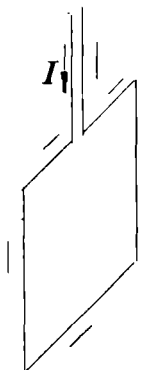
Masalan, uzun to'g'ri sim orqali I tok oqayotgan bo'lsin (99-rasm). Bunday sim yaqiniga keltirilgan D ramka burilib, sim orqali o'tuvchi $AA'BB'$ tekislik bo'ylab joylashib oladi.

Bunda ramkaning oriyentirlanishi undagi tokning yo'nalishiga ham bog'liq bo'ladi: ramkadagi tokning yo'nalishi o'zgarganda ramka 180° ga buriladi.

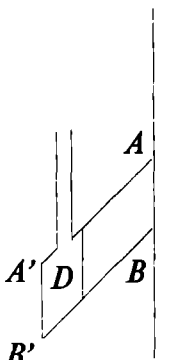
Maydonning ramkani oriyentirlash ta'siridan birinchi galda magnit maydon yo'nalishini tavsiflash uchun foydalanish mumkin. Buning uchun ramka tekisligiga normal o'tkazamiz. **Normalning uchidan qaraganimizda ramkadagi tok soat strelkasi harakatiga teskari yo'nalgan holda ko'rinsa, bu yo'nalishni normalning musbat yo'nalishi deb qabul qilamiz.**

Boshqacha aytganda, normalning musbat yo'nalishi deb, dastasi ramkada oqayotgan tok yo'nalishi bo'ylab aylanayotgan parmaning ilgarilanma harakati yo'nalishini qabul qilamiz (100-rasm).

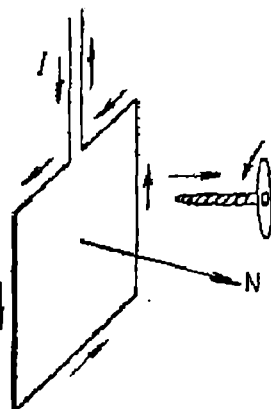
Magnit maydon ta'sirida tokli ramka har bir berilgan holda muayyan tarzda oriyentirlanadi, binobarin unga o'tkazilgan normal tomonga yo'naladi. Ravshanki, ramkaning magnit maydonda oriyentirlanish hodisasi magnit maydonning o'zi ham yo'nalishga ega ekanligini bildiradi. **Magnit maydonning ramka turgan joyidagi yo'nalishi uchun ramkaga o'tkazilgan musbat normal joylashadigan yo'nalishni qabul qilamiz.** Shunday qilib, ramkaning oriyentirlanishiga qarab ayni vaqtda magnit maydonning istalgan joyidagi yo'nalishini aniqlashimiz mumkin.



98-rasm.



99-rasm.



100-rasm.

Kelgusida xuddi shu ramkadan magnit maydonni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun ham foydalanishimiz mumkin.

Maydon ta'sirida ramkaning oriyentirlanishi **magnit maydonda ramkaga juft kuch ta'sir qilishini** ko'rsatadi. Ramka osib qo'yilgan ipning qanchalik burilganiga qarab, bu juft kuch momentining kattaligi magnit maydonni vujudga keltirayotgan toklar kuchiga va ularning vaziyatiga, shuningdek, ramkaning xossalari: o'lchovlari, oriyentirlanishi va undan oqayotgan tok kuchiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

Avvalo, ramkaning xossalari ustida to'xtalaylik. Buning uchun magnit maydonni hosil qilayotgan toklarning vaziyatini va kuchini o'zgarishsiz saqlaymiz. Ma'lum kattalikdagi tok oqayotgan biror ramkani olaylik. Ramkaga o'tkazilgan normal kuch momenti nolga teng bo'ladi. **Ramkaga o'tkazilgan normal maydonga perpendikulyar yo'nalganda juft kuch momenti maksimal qiymatiga erishadi.** Shuning uchun, ramkadan magnit maydonni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun foydalanmoqchi bo'lganimizda hamma vaqt ramkani unga o'tkazilgan normal maydon yo'nalishiga perpendikulyar vaziyatda bo'ladigan qilib joylashtirishni shartlashib olamiz. So'ngra M juft kuch momentining ramkadagi I tok kuchiga proporsional ekanligiga tajribadan ishonch hosil qilishimiz oson. Nihoyat, tajriba shuni ko'rsatadiki, turli yassi ramkalar uchun M moment, ramkaning shakli qanday bo'lishidan qat'i nazar, ramkaning S yuziga proporsional bo'lar ekan:

$$M \sim IS \quad (1.1)$$

Ramkadan oqayotgan I tok kuchi bilan ramka yuzining ko'paytmasiga proporsional kattalik r_m **ramkaning magnit momenti** deb yuritiladi:

$$r_m \sim IS \quad (1.2)$$

Magnit maydonning berilgan nuqtasida magnit momentlari bir xil bo'lgan ramkalarga bir xil M juft kuch momenti ta'sir qiladi. Ma'lum magnit momentiga ega bo'lgan ramkani magnit maydonning turli nuqtalariga joylashtirib qo'ysak, u holda bu ramkaga turlicha kuch momentlari M ta'sir qilayotganligini payqaymiz. Masalan, maydonni hosil qiluvchi tok oqayotgan simga ramkani qancha yaqin joylashtirsak, unga ta'sir qiluvchi kuch momenti shuncha katta bo'ladi. Magnit maydonni miqdor jihatdan tavsiflashda shu faktdan foydalanish, ya'ni ma'lum r_m magnit momentiga ega bo'lgan ramkaga ta'sir etuvchi kuch

momenti shu ramka turgan joydagi *H maydon kuchlanganligiga* proporsional bo'ladi deb hisoblash mumkin:

$$M \sim H \quad (1.3)$$

Bu xulosani (1.1) munosabat bilan birlashtirsak quyidagi kelib chiqadi: magnit maydonda tokli ramkaga ta'sir qiluvchi juft kuch momenti ramkaning *m* magnit momentiga va ramka turgan joydagi magnit maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi:

$$M \sim r_m H. \quad (1.4)$$

Magnit maydonning *H* kuchlanganligini ramka yordamida o'lganimizda ana shu munosabatdan foydalanamiz. (1.4) va (1.2) munosabatlardan quyidagini hosil qilamiz:

$$H \sim \frac{M}{r_m} \sim \frac{M}{IS} \quad (1.5)$$

Bu ifodada proporsionallik belgisi o'rniga tenglik belgisini yozish uchun *k* proporsionallik koeffitsiyentini kiritish kerak; u holda:

$$H = \frac{kM}{IS} \quad (1.6)$$

Proporsionallik koeffitsiyentining qiymati *H*, *M*, *I*, *S* larning qanday o'lchov birliklarda o'lganligiga bog'liq bo'ladi. Agar aniq bir *r_m* magnit momentiga ega bo'lgan ramkaga ta'sir etuvchi kuchlar momenti *M* ma'lum bo'lsa, *k* ning aniq qiymatini tanlab olib, (1.6) tenglamadan magnit maydon kuchlanganligi *H* ni topish mumkin.

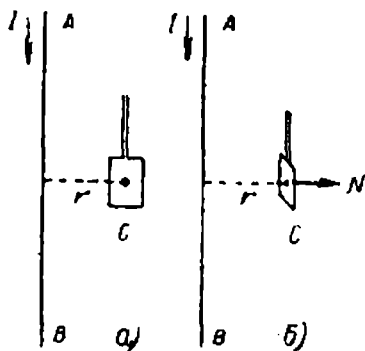
Magnit maydon kuchlanganligi ham yo'nalishi, ham son qiymati bilan tavsiflanadi, demak, magnit maydon kuchlanganligi ***H* vektor kattaligidir**. U holda yuqorida aytilganlarni yakunlab shunday deyish mumkin: magnit maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi *H* kuchlanganlik vektori magnit maydonda turg'un muvozanat vaziyatida turgan tokli ramkaga o'tkazilgan normal *H* vektorning yo'nalishiga perpendikulyar joylashgan bo'lsa, (1.6) formulaga ko'ra kuchlanganlik kattaligi ramkaga ta'sir etayotgan juft kuchning momenti bilan aniqlanadi.

Endi ramkaning o'lchovlari haqidagi masalani ham aniqlab olaylik. Ma'lumki, maydon bir jinsli bo'lmagan holda ramkaga ta'sir qilayotgan kuchlar momenti ramka chegaralaridagi maydon kuchlanganligining o'rtacha qiymatini tavsiflaydi.

Maydonning berilgan nuqtasidagi kuchlanganlikni o'lchash uchun **ramkaning o'lchovlari va darajada kichik bo'lishi kerakki, ramka sohasida maydonni bir jinsli deyish mumkin bo'lsin.**

Toklar magnit maydonini aniqlash usuli. Fazoning biror nuqtasidagi maydon kuchlanganligi H tok oqayotgan simlarning shakliga, tokning kuchiga, tekshirilayotgan nuqtaning shu simlarga nisbatan vaziyatiga bog'liq ekanligini biz yuqorida qayd qilib o'tgan edik. Tajribada magnit maydon kuchlanganligi H ning yo'nalishi va kattaligini r_m magnit momenti ma'lum bo'lgan ramkaga ta'sir etayotgan kuchlar momenti M orqali aniqlash mumkin.

Endi sodda misol sifatida to'g'ri va juda uzun simni tanlab olib, undan biror r masofada yotgan nuqtadagi maydon kuchlanganligi H ni aniqlashimiz mumkin.



101-rasm.

Avvalo tajribada, ramka yordamida, H maydon kuchlanganligi, simdan oqayotgan I tok kuchi va simgacha bo'lgan r masofa orasidagi bog'lanishni topaylik. To'g'ri va uzun simda oqayotgan tok hosil qilingan magnit maydon bir jinsli emas, biroq ramkaning o'lchovlari r masofaga nisbatan kichik bo'lsa, u holda ramka turgan joydagi maydonni bir jinsli deyish mumkin. To'g'ri uzun sim yonida ramka buriladi va ramkaga

o'tkazilgan normal simning eng yaqin qismidan ramkaga o'tkazilgan to'g'ri chiziqqa perpendikulyar vaziyatni egallaydi. I tok simda yuqoridan pastga qarab oqayotgan bo'lsa, ramkaga o'tkazilgan H normal musbat uchi bilan kitobxonga qaragan holda rasm tekisligiga perpendikulyar joylashadi. Ramkaga o'tkazilgan normalni r yo'nalish bo'ylab ushlab turish uchun (101, b-rasm) ramkaga M moment bilan ta'sir etib turish zarur. Bu moment yuqorida aytilganiga binoan maydon kuchlanganligi H ga proporsional bo'ladi. Ramkaning r_m magnit momentini o'zgartirmasdan kuchlar momenti M ni o'lchasak, bu momentning AB simdan oqayotgan I tok kuchiga proporsional ekanligiga osongina ishonamiz. Bundan magnit maydonning H kuchlanganligi shu maydonni hosil qilayotgan tok kuchiga proporsional degan xulosaga kelamiz, ya'ni:

$$H \sim I.$$

$$(1.7)$$

Ikkinchidan, ramkani simdan turli r masofalarga joylashtirib, M moment simgacha bo'lgan r masofaga teskari proporsional ekanligini aniqlashimiz mumkin. Bundan H magnit maydon kuchlanganligi ham r masofaga teskari proporsional ekanligi kelib chiqadi.

$$\frac{H \sim I}{r}. \quad (1.8)$$

Uzun to'g'ri tok manbai maydonning kuchlanganligi o'tkazgich bilan tekshirilayotgan nuqta orasidagi masofaga teskari proporsional ekanligini 1820-yilda **Bio** va **Savar** aniqlagan edilar. Biroq bu munosabat faqat uzun to'g'ri o'tkazgich bo'lgan xususiy hol uchun o'rinli xolos. Har bir alohida hol uchun magnit maydon kuchlanganligi bilan tok oqayotgan simlarning umumiy vaziyati orasidagi bog'lanish har xil bo'ladi. Birdan bir umumiy hol bu berilgan nuqtadagi H magnit maydon kuchlanganligining maydonni hosil qilgan I tok kuchiga proporsionalligidir.

Simdan oqayotgan tok hosil qilgan magnit maydonning H kuchlanganligi shu simning barcha ayrim qismlari ta'siridan tashkil topadi. Biz kuzatayotgan H kuchlanganlik ana shu elementar kuchlanganliklarning vektor yig'indisidan iborat bo'ladi. Bu albatta, tokning elementar qismi bilan shu qism hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanish qonunini topishga intilishlarga sabab bo'ldi. Tajribada tokning alohida qismini hosil qila olmaganligimiz sababli, tok elementi hosil qilgan maydonni bevosita o'lchash mumkin emas. Faqat tokning barcha elementlari tomonidan fazoning biror nuqtasida hosil qilingan maydonning yig'indi kuchlanganligini o'lchash mumkin. Biroq Laplas tajribadan olingan ma'lumotlarni umumlashtirib, shunday elementar qonunni topdiki, bu qonunni ixtiyoriy shakldagi konturning elementar qismlariga nisbatan qo'llab har qanday hollarda ham maydonning yig'indi kuchlanganligi qiymatini hisoblash mumkin. Bu qonunga asoslanib topilgan natijalar tajribada o'lchanganiga mos keladi. Ana shu qonun **Bio-Savar-Laplas qonuni** deb yuritiladi.

Bio-Savar-Laplas qonunining ma'nosi quyidagicha: I tok oqayotgan konturning Δl elementi ixtiyoriy olingan A nuqtadagi kuchlanganligi

$$\Delta H = \frac{k' \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (1.9)$$

bo'lgan magnit maydon hosil qiladi, bunda: r — tok elementi Δl dan A nuqtagacha bo'lgan masofa, α — A nuqtaga o'tkazilgan r radius-

vektor bilan Δl element orasidagi burchak va k – proporsionallik koeffitsiyenti. ΔH vektor Δl element bilan r gradus-vektor orqali o'tkazilgan tekislikka perpendikulyar yo'nalgan; ΔH ning yo'nalishi parma qoidasiga asosan topiladi: agar parmaning ilgarilanma harakati konturning Δl elementida oqayotgan I tok yo'nalishi bilan birday bo'lsa, parma dastasining aylanish yo'nalishi ΔH ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Aytilganlarga ko'ra, Bio-Savar-Laplas formulasi (1.9) berilgan tokning A nuqtada hosil qilgan to'la H kuchlanganligi emas, balki kuchlanganlik konturining faqat Δl elementi hosil qilgan qismini ifodalaydi.

To'la H kuchlanganlik tok konturining fikran ajratilgan elementlarining barchasi hosil qilgan ΔH kuchlanganliklarning vektor yig'indisidan iborat bo'ladi.

Har xil tok konturlari uchun (1.9) formulaga asosan hisoblab topilgan natijalarning olingan ma'lumotlarga mos kelishi bu formulaning to'g'riligidan dalolat beradi.

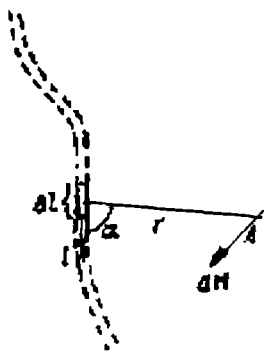
(1.9) elementar qonun ifodasidan uzun to'g'ri simda oqayotgan tok hosil qilgan H magnit maydon kuchlanganligi I/r ga proporsional degan xulosa chiqadi. Haqiqatan ham, uzun to'g'ri simdan r_0 masofada yotgan nuqtadagi maydon kuchlanganligini topaylik, bu kuchlanganlikning simning (103-rasm)

alohida elementlari hosil qilayotgan elementar kuchlanganliklari yig'indisidan iborat deb hisoblaymiz. Bio-Savar-Laplas (1.9) formulasiga asosan tok A nuqtadagi konturining Δl elementi kuchlanganligi

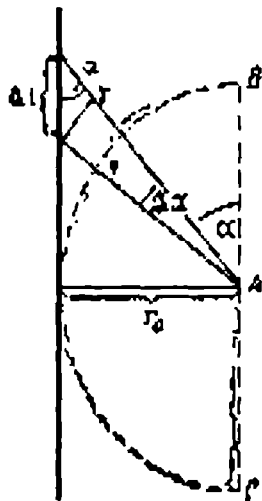
$$\Delta H = \frac{k' I \Delta l \sin \alpha}{r^2}$$

bo'lgan maydon hosil qiladi, bunda r kattalik Δl element bilan A nuqta orasidagi masofa; ΔH rasm tekisligiga tik va agar tok yuqoridan pastga oqayotgan bo'lsa, kitobxonga qarab yo'naladi.

$$H = \frac{\sum k' I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (1.10)$$



102-rasm.

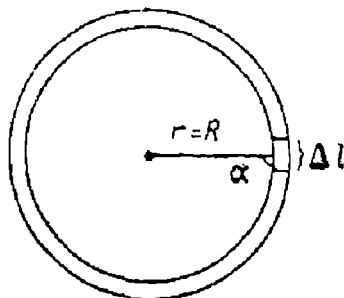


103-rasm.

2. Aylanma tok va solenoidning magnit maydoni

Bio-Savar-Laplas qonunining qo'llanilishiga bir qator misollar keltiraylik.

1. Aylanma tok markazida magnit maydon kuchlanganligi. R radiusli aylana shaklidagi konturda soat strelkasi bo'ylab yo'nalgan I tok oqayotgan bo'lsin (104-rasm). Aylana konturning hamma Δl elementlari markazidan bir xil $r=R$ masofada joylashgan bo'ladi. Bundan tashqari, istalgan Δl element uchun R radius-vektor Δl ga perpendikulyar bo'ladi. Shuning uchun burchak $\alpha=\pi/2$ va, demak, $\sin\alpha=1$. Bundan Δl elementning aylana markazida hosil qilgan magnit maydonning kuchlanganligi:



104-rasm.

$$\Delta H = \frac{k'I\Delta l}{R^2} \quad (2.1)$$

ΔH ning yo'nalishi parma qoidasiga asosan topiladi.

ΔH aylana tekisligiga tik va tok soat strelkasi harakati yo'nalishida bo'lganda, u kitobxondan rasm tekisligiga qarab yo'naladi.

Shunday qilib, tok aylana konturning barcha Δl elementlari kontur markazida yo'nalishlari bir xil bo'lgan ΔH elementar kuchlanganliklar hosil qiladi; yig'indi N kuchlanganlik shu ΔH elementar kuchlanganliklarning **algebraik** yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$H = \Sigma \Delta H = \frac{\Sigma k'I\Delta l}{R^2} \quad (2.2)$$

I tok kuchi, R radius va kF proporsionallik koeffitsiyenti o'zgarmas kattaliklar bo'lgani uchun ularni yig'indi belgisi ostidan chiqarish mumkin, u vaqtda

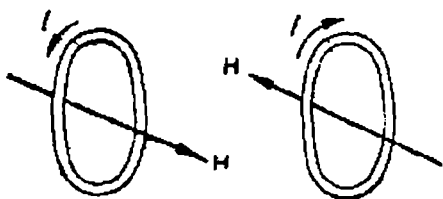
$$H = kF \left(\frac{I}{R^2} \right) \Sigma \Delta l \quad (2.3)$$

bo'ladi, lekin $\Sigma \Delta l$ kattalik R radiusli aylana konturining barcha elementlarining yig'indisidan iborat, ya'ni u R radiusli aylananing uzunligiga teng, demak, $\Sigma \Delta l = 2\pi R$ va

$$H = k' \frac{2\pi I}{R} \quad (2.4)$$

H bilan I ning yo'nalishlari orasidagi bog'lanish 105-rasmدا tasvirlangan.

2. **Aylanma tok o'qida magnit maydon kuchlanganligi.** Kontur aylanasi markazidan chiqarilgan perpen-dikulyarni aylanma tok o'qi deb ataymiz.



105-rasm.

Kontur tekisligidan d masofada yotgan A nuqtadagi (106-rasm) kuchlanganlikni topaylik; aylana konturning radiusini R bilan

belgilaymiz. Kontur diametrining qarama-qarshi uchlarida yotgan Δl_1 va Δl_2 elementar hosil qilayotgan ΔH_1 va ΔH_2 kuchlanganliklarni qaraylik. R bilan Δl orasidagi burchak $\alpha = \pi/2$ bo'lgani uchun,

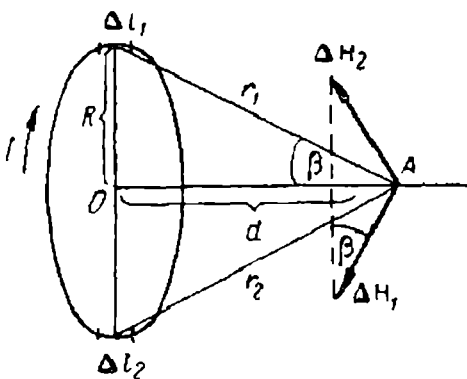
$$\Delta H_1 = k' \frac{I \Delta l_1}{r_1^2},$$

$$\Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l_2}{r_2^2},$$

bo'ladi.

Δl_1 va Δl_2 elementlar uzunligi bir xil va Δl ga teng deb olsak hamda $r_1 = r_2$ ekanligini nazarga olsak, quyidagi kelib chiqadi:

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l}{r^2}, \quad (2.5)$$



106-rasm.

bu yerda, $r = r_1 = r_2$.

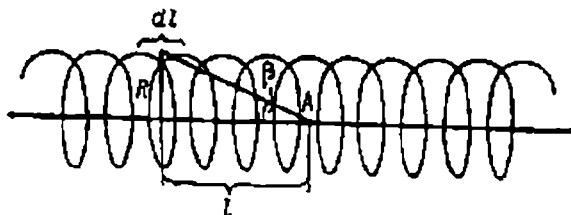
Shunday qilib, son jihatdan ΔH_1 va ΔH_2 bir-biriga teng; ularning yo'nalishlari esa turlicha: ΔH_1 kuchlanganlik r_1 bilan Δl_2 elementga perpendikulyar; ΔH_1 va ΔH_2 larning yo'nalishlari parma qoidasiga asosan topiladi. ΔH_1 va ΔH_2 vektorlarning geometrik yig'indisi ΔH aylanma tokning o'qi bo'ylab yo'nalgan va son jihatdan ana shu vektorlarning OA o'qqa tushirilgan proyek-

siylarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\Delta H = H_1 \sin \beta + \Delta H_2 \sin \beta \quad (2.6)$$

107-rasmga binoan $\sin \beta = R/r$ ekanligini nazarga olib hamda ΔH_1 va ΔH_2 larning o'rniga ularning (2.5) dagi qiymatlarini qo'yib, quyidagini topamiz:

$$\Delta H = k' \frac{2 I \Delta l}{r^2} \cdot \frac{R}{r} = k' \frac{2 I \Delta l R}{r^3} \quad (2.7)$$



107-rasm.

Butun aylanma tokni ko'rsatilgan juft Δl elementlarga bo'lib chiqsak, umumiy kuchlanganlik H o'q bo'ylab yo'nalganligini va son jihatdan ΔH kattaliklarning algebraik yig'indisiga teng ekanligini topamiz:

$$H = \sum k' \frac{2 I \Delta l R}{r^3} = k' \frac{I R}{r^3} \cdot 2 \sum \Delta l \quad (2.8)$$

Barcha elementlarning $2 \sum \Delta l$ yig'indisi tok aylana konturining uzunligi $2\pi R$ ga teng bo'lgani uchun

$$H = k' \frac{2 \pi R^2 I}{(R^3 + d^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.9)$$

H o'q bo'ylab shunday yo'nalganki, bunda H ning yo'nalishi bo'ylab qaraganimizda tok soat strelkasi harakati bo'ylab oqayotganligini ko'ramiz.

Aylanma tokning markazida $d=0$ bo'lgani uchun (2.9) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$H = k' \frac{2 \pi I}{R} \quad (2.10)$$

ya'ni kutilganidek, (2.4) formulaga aylanadi.

Aylanma tokning R radiusiga nisbatan katta bo'lgan d masofalar uchun (2.9) formulaning maxrajidagi R ni tashlab yuborish mumkin, u holda taqriban,

$$H \equiv k' \frac{2\pi R^2 I}{d^3}, \quad (2.11)$$

ya'ni H kuchlanganlik d masofaning kubiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi.

3. Solenoid o'qi magnit maydon kuchlanganligi. Solenoid silindrik sirtga o'ralgan simdan iborat ekanligini biz yuqorida aytgan edik. Solenoidning o'ramlari bir-biriga jips joylashgan bo'lsa, u holda solenoid radiuslari birday bo'lgan va umumiy o'qqa ega bo'lgan aylanma toklar sistemasiga ekvivalent bo'ladi. Shuning uchun solenoid o'qidagi magnit maydon kuchlanganligi alohida aylanma toklar hosil qiladigan kuchlanganliklarining yig'indisiga teng bo'ladi. Tegishli hisoblar quyidagi natijani beradi:

$$H = k' 4\pi p I, \quad (2.12)$$

bu yerda, p — solenoidning uzunlik birligidagi o'ramlar soni va I — tok kuchi.

3. Magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birliklari.

Birliklarning absolyut elektromagnit sistemasi

Bio-Savar-Laplas qonunida, koeffitsiyentni biror ma'lum songa teng deb qabul qilib, magnit maydon kuchlanganligi birliklarini tanlashimiz mumkin bo'ladi. Agar I tok kuchi $GGSE$ sistemasi birliklarida, Δl va r — santimetrlarda o'lchangan bo'lsa, k' koeffitsiyent $GGSE$ sistemada birga teng deb qabul qilinadi; $GGSE$ sistemasida kuchlanganlik birligi shunday aniqlanadi.

k' birga teng bo'lganda Bio-Savar-Laplas qonuni quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^3}. \quad (3.1)$$

Tok o'tayotgan simning alohida DI elementi hosil qilayotgan DH magnit maydonni tajribada payqash mumkin emas. Shu sababli H magnit maydon kuchlanganligining birligini aniqlash uchun ma'lum shakl va o'lchovlaridagi simda oqayotgan birlik tokning fazoning muayyan bir joyida hosil qilgan maydonini tekshirish lozim. Buning uchun juda uzun to'g'ri sim olishimiz mumkin. Uzun to'g'ri simdan r masofada yotgan nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{k' 2 I}{r}. \quad (3.2)$$

Agar yuqoridagi shartga binoan $k' = 1$ deb olsak, u holda

$$H = \frac{2 I}{r}. \quad (3.3)$$

Tok kuchini *GGSE* sistemasi birliklarida va r ni santimetrlarda o'lchab, (3.3) tenglikka asosan magnit maydon kuchlanganligining *GGSE* birligini aniqlaymiz.

U holda quyidagi kelib chiqadi: ***1 GGSE tok kuchi birligiga teng tok oqayotgan juda uzun to'g'ri simdan 2 sm masofada hosil bo'lgan H magnit maydon kuchlanganligi 1 GGSE magnit maydon kuchlanganligi birligiga teng bo'ladi.***

Shuningdek, $k' = 1$ bo'lganida R radiusli aylanma tokning markazida magnit maydon kuchlanganligi:

$$H = \frac{2\pi I}{R}. \quad (3.4)$$

Uzun va ingichka solenoidning o'rtasida esa

$$H = 4\pi p I. \quad (3.5)$$

Bunda, p – solenoidning uzunlik birligidagi o'ramlar soni. (3.4) formuladan quyidagini aniqlaymiz:

1 GGSE tok kuchi birligiga teng tok oqayotgan $R = 1$ sm radiusli aylana sim radiusli aylana sim markazidagi maydonning H kuchlanganligi 2π GGSE magnit maydon kuchlanganligi birligiga teng bo'ladi.

Xuddi shuningdek, (3.5) formuladan quyidagi kelib chiqadi: uzun va ingichka solenoidda *1 GGSE* tok kuchi birligiga teng tok oqqanda solenoidning o'rta qismidagi maydonning H kuchlanganligi $4\pi p$ *GGSE* magnit maydon kuchlanganligi birligiga teng bo'ladi. Magnit maydonning *GGSE* sistemasidagi o'lchamligi (3.3), (3.4) yoki (3.5) formulalardan osongina topishimiz mumkin:

$$[H] = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}.$$

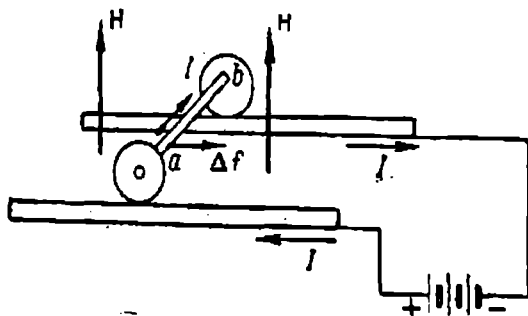
Magnit maydonning biz yuqorida ta'riflab o'tgan *GGSE* birligi nisbatan kam ishlatiladi. Fizikada magnit maydon kuchlanganligi odatda elektronmagnit sistema deb ataladigan sistema birliklarida o'lchanadi.

4. Magnit maydonda tokka ta'sir etuvchi kuchlar. Elektr birliklarning Xalqaro sistemasi

Tokli ramkaning magnit maydonda burilishi ustida o'tkazilgan tajribalar magnit maydonga kiritilgan har qanday tokli ramkaga ham juft kuch ta'sir etishini ko'rsatadi. Bu juft kuchni magnit maydondagi tok konturining har bir elementiga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisi hosil qiladi, deb faraz qilish tabiiydir. Tok konturining alohida qismiga ta'sir qiluvchi kuchlarni quyidagi qurilma yordamida kuzatish mumkin: bir-biriga parallel joylashgan ikkita metall shinalar ustida o'zaro Δl uzunlikdagi ab sterjen bilan birlashtirilgan ikkita rolik dumalab yura oladi. Shinalarning uchlari batareyaning qutblariga ulangan bo'lib, ular batareya va ab sterjen bilan birgalikda tokli berk kontur hosil qiladi.

ab sterjen orqali 108-rasmda strelka bilan ko'rsatilgan yo'nalishda I tok oqayotgan bo'lsin.

Shinalar yotgan tekislikka perpendikulyar yo'nalishda kuchlanganligi H bo'lgan bir jinsli magnit maydon hosil qilaylik. U holda ab sterjenga kuch ta'sir qila boshlab, bu kuch ta'sirida sterjen harakatga keladi. Bu Δf kuchni prujina yordamida

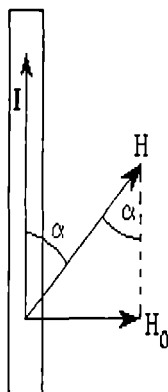


108-rasm.

muvozanatga keltirish usuli yoki biror boshqa mexanik usul bilan osongina o'lchash mumkin. Tajribadan Δf kuchning H bilan I yotgan tekislikka proporsional ekanligi aniqlanadi.

Amper Δf kuch kattalik jihatdan I tok kuchiga, magnit maydonning H kuchlanganligiga va o'tkazgichi qismining Δl uzunligiga proporsional ekanligini topdi.

Bundan tashqari, Δf kuchning kattaligi H ning yo'nalishiga bog'liq. Boshqa sharoitlar bir xil bo'lsa, H vektor I tokning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lganda Δf eng katta qiymatga ega bo'ladi. H vektor I tokning yo'nalishiga parallel bo'lganda, $\Delta f=0$. Bu faqat H_0 magnit maydon kuchlanganligining faqat I tok kuchining yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgan tashkil



109-rasm.

etuvchisigina Δf kuchning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi, deb faraz qilishga majbur qiladi. Kuchlanganlikning bu tashkil etuvchisi $H \sin \alpha$ (109-rasmga qarang) bo'lgani uchun Amper qonunini uzil-kesil quyidagicha ifodalash mumkin:

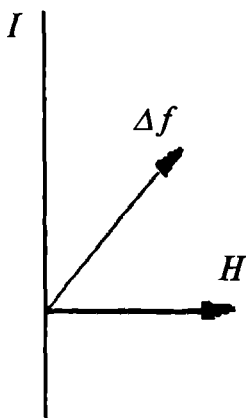
$$\Delta f \sim I H \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (4.1)$$

Bu ifodada tenglik alomatiga o'tish uchun proporsionallik koeffitsiyentini kiritish kerak.

Tajriba va quyidagi keltiriladigan hisoblashlar I va H elektrostatik birliklarda, Δf esa dinalarda o'lchansa, proporsionallik koeffitsiyenti $1/s^2$ ga teng bo'lishini ko'rsatadi.

Shuning uchun (4.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta f = \frac{1}{s^2} I H \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (4.2)$$

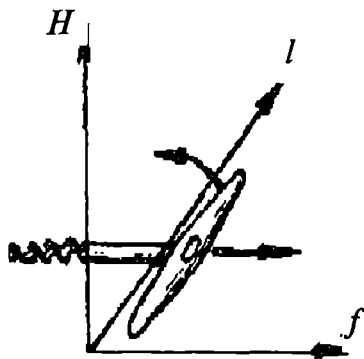


110-rasm.

Biz yuqorida Δf kuchning I va H yotgan tekislikka perpendikulyar yo'nalganligini qayd qilib o'tgan edik. Agar H magnit maydon kuchlanganligi I tok yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsa, u holda Δf kuch 110-rasmga ko'rsatilgan yo'nalishda bo'ladi.

Umumiy hol Δf kuchning yo'nalishini aniqlash uchun bir nechta qoida bor.

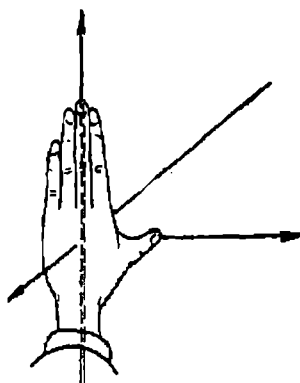
Birinchidan, **parma qoidasidan** foydalanish mumkin. Bu yerda u qoida quyidagicha qo'llaniladi: parma dastasini I tok kuchi



111-rasm.

yo'nalishidan H vektor yo'nalishi tomonga aylantiramiz (111-rasm); bunda I bilan H orasidagi burchaklarning qaysinisi π dan kichik bo'lsa, dastani o'sha burchak yo'nalishida aylantiramiz. Shunda parmaning ilgari lanma harakati Δf kuchning yo'nalishini ko'rsatadi.

Foydalanish mumkin bo'lgan ikkinchi qoida chap qo'l qoidasidir: agar chap qo'limizni H magnit maydonning Δl ga perpendikulyar yo'nalgan tashkil etuvchisi kaftga



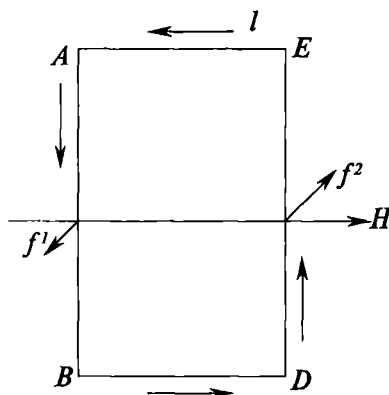
112-rasm.

(112-rasm) kiradigan, to'rtta barmog'imizni esa tok bo'ylab yo'naladigan qilib joylashtirsak, u vaqtda chet tomonga qayrilgan bosh barmoq Δf kuchning yo'nalishini ko'rsatadi.

Avvalo, Amper formulasiga asoslanib, normali N maydon yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgan to'g'ri to'rtburchak shaklidagi yassi ramkaga ta'sir etadigan kuchlar momentining quyidagicha bo'lishini ko'rsataylik:

$$M = \left(\frac{l}{k} \right) IHS. \quad (4.3)$$

$ABDE$ ramkaga o'tkazilgan normal (113-rasm) rasm tekisligiga tik yo'nalgan, magnit kuchlanganlik chiziqlari



113-rasm.

esa rasm tekisligida yotgan bo'lsin. Masalani bir oz soddalashtirish uchun ramkaning AE va BD tomonlari magnit kuchlanganlik chiziqlariga parallel, demak, AB va ED tomonlari esa bu chiziqlarga perpendikulyar vaziyatda turadi deb faraz qilamiz. Ramkaning ichida magnit maydon bir jinsli deb qabul qilamiz.

Chap qo'l qoidasidan foydalanib, ramkaning AB tomoniga ta'sir qilayotgan f_1 kuch rasm tekisligiga tik va kitobxonga qarab yo'nalganligini aniqlaymiz. Bu kuchning son qiymati (4.2) formulaga ko'ra quyidagiga teng bo'ladi:

$$f_1 = \left(\frac{l}{s^2} \right) I H l_1. \quad (4.4)$$

bu yerda, l_1 – ramkaning AB tomoni uzunligi.

Ramkaning CD tomonga shu f_1 kuchga teng, lekin kitobxondan rasm tekisligiga qarab yo'nalgan f_2 kuch ta'sir qiladi.

Bu kuchlar:

$$M = f_1 l_2 \quad (4.5)$$

Momentlari juft kuch hosil qiladi, bu yerda, l_2 – ramkaning BD tomoni uzunligi.

Bu formulada f_1 ning (4.4) formuladagi qiymatini qo'ysak va $I_1 l_2$ ko'paytma ramkaning S yuziga teng ekanligini nazarga olsak, quyidagi kelib chiqadi:

$$M = \left(\frac{1}{s^2} \right) IHS. \quad (4.6)$$

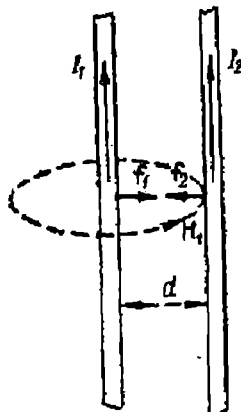
$k=s^2$ bo'lganda bu formula (4.3) formulaga aynan o'xshaydi.

Amper qonunidan foydalanib, o'zaro parallel joylashgan ikkita cheksiz uzun to'g'ri simda tok oqqan vaqtda ular orasida paydo bo'lgan o'zaro ta'sir kuchlarining ifodasini topaylik. Simlar orasidagi masofa d va ularda oqayotgan tok kuchlari I_1 va I_2 bo'lsin.

I_1 tokning magnit maydoni I_2 tokning l uzunlikdagi qismiga qanday kuch bilan ta'sir etishini tekshiraylik.

Buning uchun I_1 tokning magnit maydoni kuchlanganlik vektorining chiziqlari konsentrik aylanalardan iborat ekanligini va agar I_1 tok yuqoriga oqayotgan bo'lsa, ikkinchi o'tkazgich ustida yotgan nuqtalarda H_1 kuchlanganlik, parma qoidasiga binoan, rasmning orqasiga yo'nalganligini qayd qilib o'tamiz (114-rasm), bu kuchlanganlik son jihatdan quyidagiga teng bo'ladi:

$$H_1 = \frac{2 I_1}{d}. \quad (4.7) \quad 114\text{-rasm.}$$



Ikkinchi tokning l qismiga ta'sir etayotgan f_2 kuchning yo'nalishini chap qo'l qoidasiga asosan aniqlaymiz. Chap qo'limizni H_1 kuchlanganlik vektori kaftimizga kiradigan qilib qo'yamiz, uzatilgan to'rt barmog'imizni esa I_2 tok bo'ylab yo'naltiramiz; bunda chetga qarab qayrilgan bosh barmog'imiz I_2 tokning l qismiga ta'sir qilayotgan f_2 kuchning yo'nalishini ko'rsatadi.

Agar I_2 tok yuqoriga oqayotgan bo'lsa, bu kuchning chap tomonga yo'nalgan ekanligi, ya'ni I_2 tokning l qismi I_1 tokka qarab tortilishi ravshan. H_1 kuchlanganlik l ga perpendikulyar bo'lgani uchun f_2 tortishish kuchi kattalik jihatdan (4.2) formulaga binoan quyidagiga teng bo'ladi:

$$f_2 = \left(\frac{1}{s^2} \right) I_2 H_1 l. \quad (4.8)$$

yoki H_1 ning o'rniga uning (4.7) dagi qiymatini qo'ysak

$$f_2 = \left(\frac{1}{s^2} \right) \frac{2I_1 I_2}{dl}. \quad (4.9)$$

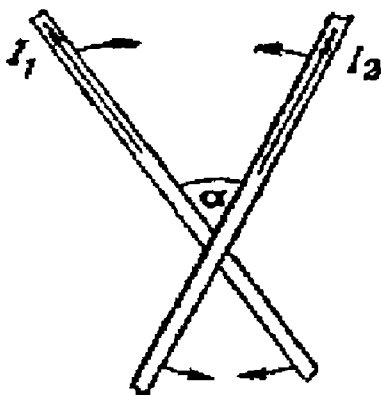
Xuddi shunday mulohazalardan I_2 tok birinchi tokning l qismi atrofida hosil qiladigan H_2 kuchlanganlik kitobxonga qarab yo'nalgan, ya'ni I_1 tokning l qismi I_2 tokka tortiladi deb aytish mumkin. Bu tortishish kuchning kattaligi

$$F_1 = \left(\frac{1}{s^2} \right) I_1 H_2 l = \left(\frac{1}{s^2} \right) \frac{2I_1 I_2}{dl}. \quad (4.10)$$

ya'ni (4.9) formula bilan ifodalangan f_2 kuchga teng.

Shunday qilib, bir tomonga oqayotgan ikki parallel tok bir-biriga tortishadi degan xulosaga kelamiz. (4.9) formulaga binoan har bir tokning l uzunlikdagi qismiga tok kuchlarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional bo'lgan kuch ta'sir qilar ekan.

Agar (4.9) formulada I_1 va I_2 kattaliklar tok kuchining GGSE birliklarida, l va d santimetrlarda ifodalangan bo'lsa, f kuch dinalarda ifodalanadi.



115-rasm.

Xuddi shunga o'xshash tekshirishlar qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan ikkita parallel toklar bir-biridan itarishini va bu itarish kuchining son qiymati (4.9) formula bilan ifodalanishini ko'rsatadi.

Agar toklar bir-biri bilan α burchak ostida kesishgan ikki to'g'ri simlardan o'tayotgan bo'lsa, u holda simlar orasida hosil bo'lgan kuchlar simlarni burib, ularni o'zaro parallel va toklari bir tomonga oqadigan vaziyatga keltirishga intiladi (115-rasm).

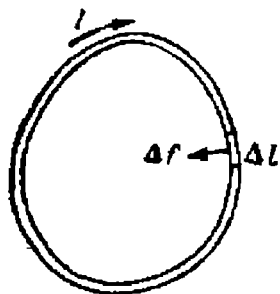
5. Magnit maydonga kiritilgan tokli berk kontur

Biz Amper qonunidan foydalanib, magnit maydonda to'g'ri to'rtburchak shaklidagi ramkaga ta'sir etuvchi kuchlar momentining formulasini topdik.

Endi magnit maydonning ixtiyoriy shakldagi tokli yassi konturlarga ta'sirini tekshiramiz. Bunda biz konturning barcha elementlariga qo'yilgan

magnit kuchlar ta'sirida, qattiq jism kabi, deformatsiyalanmaydi deb hisoblaymiz.

1. Bir jinsli magnit maydondagi tokli berk kontur. Avvalo I tok o'tayotgan ixtiyoriy shakldagi yassi kontur kuchlanganligi H bo'lgan bir jinsli magnit maydonga bu kuchlanganlik kontur tekisligiga perpendikulyar yo'naladigan qilib joylashtirilgan deb faraz qilamiz (116-rasm). Konturning ixtiyoriy Δl elementini olib, bu elementga ta'sir qiluvchi Δf kuchini topaylik. H kuchlanganlik Δl ga perpendikulyar bo'lgani uchun GGSE sistemada quyidagicha bo'ladi:



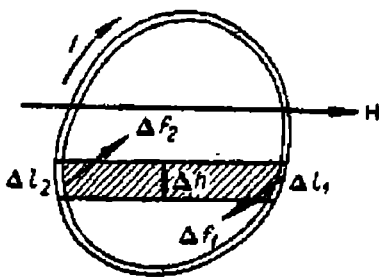
116-rasm.

$$\Delta f = IH\Delta l \quad (5.1)$$

Δf kuchning yo'nalishini chap qo'l qoidasidan foydalanib aniqlaymiz: agar maydon rasm tekisligiga perpendikulyar holda kitobxonga qarab yo'nalgan va konturdagi soat strelkasi harakati bo'ylab oqayotgan bo'lsa, kuch konturning markaziga yo'naladi (116-rasm).

Maydon bir jinsli bo'lgani tufayli konturning hamma elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar son jihatdan teng, shu sababli kontur hamma tomondan bir tekis siqilgan holatda turadi. Agar magnit maydon yo'nalishini yoki tok kuchi yo'nalishini teskari tomonga o'zgartirsak, Δf kuchning yo'nalishi ham teskari tomonga o'zgaradi va kontur tekis tortilgan holatga keladi. Ayni bir vaqtda ham tokning, ham magnit maydonning yo'nalishini o'zgartirsak, kuchlar yo'nalishi o'zgarmaydi.

Endi konturni magnit chiziqlari kontur tekisligiga parallel vaziyatda turadigan qilib joylashtiramiz (117-rasm). Konturning maydonning ikkita parallel kuchlanganlik chiziqlari orasiga Δl_1 va Δl_2 elementlariga qanday Δf_1 va Δf_2 kuchlar ta'sir etishini aniqlaylik. Tok va magnit maydon rasmda ko'rsatilganidek yo'nalgan vaqtda chap



117-rasm.

qo'l qoidasiga binoan Δl_1 elementga kontur tekisligiga perpendikulyar ravishda kitobxonga qarab yo'nalgan kuch ta'sir qiladi; Δl_2 elementga esa kontur tekisligiga perpendikulyar ravishda kitobxondan rasm

tomonga qarab yoʻnalgan kuch taʼsir qiladi. Δf_1 kuchning kattaligi quyidagiga teng boʻladi:

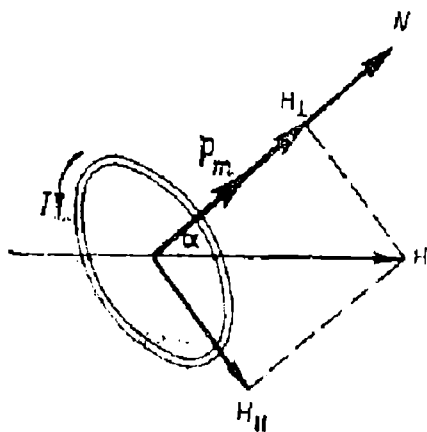
$$\Delta f_1 = I \Delta l_1 \sin \alpha \cdot H \quad (5.2)$$

$\Delta l_1 \sin \alpha$ koʻpaytma Δl_1 va Δl_2 elementlarni chegaralab turgan toʻgʻri chiziqlar orasidagi Δh masofaga tengligini nazarga olib, Δf_1 kuch ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\Delta f_1 = IH \Delta h. \quad (5.3)$$

Endi konturning tekisligi magnit maydon yoʻnalishi bilan ixtiyoriy burchak hosil qilgan birmuncha umumiy holni qaraylik. Yuqoridagi dek, konturning vaziyatini kontur tekisligiga oʻtkazilgan n normalning vaziyati bilan tavsiflashni shartlashib olamiz; normalning yoʻnalishini esa avvalgidek, parma qoidasidan foydalanib topamiz: parma dastasini konturdagi tok yoʻnalishida aylantirganimizda, parmaning ilgarilanma harakati qaysi tomonga yoʻnalgan boʻlsa, ramkaning normali ham shu tomonga yoʻnalgan boʻladi.

Yuqorida aytilganiga binoan, konturga oʻtkazilgan normalning yoʻnalishi konturning r_m magnit momenti vektorining yoʻnalishi bilan bir xil boʻladi.



118-rasm.

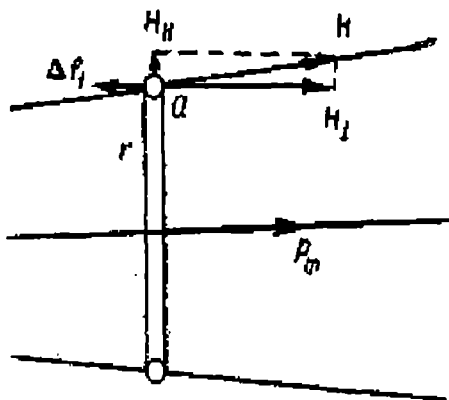
Aytaylik, normalning magnit maydon yoʻnalishi bilan hosil qilgan burchagi α boʻlsin (118-rasm). Magnit maydonning N kuchlanganlik vektorini ikkita oʻzaro perpendikulyar tashkil etuvchilarga ajratamiz. Bu tashkil etuvchilarning bittasi $H_{\perp}$ kontur tekisligiga perpendikulyar boʻlib, ikkinchisi $H_{\parallel}$ kontur tekisligida yotadi, yaʼni:

$$H_{\perp} = H \cos \alpha,$$

$$H_{\parallel} = H \sin \alpha.$$

2. Bir jinsli boʻlmagan magnit maydondagi tokli berk kontur. Masalani soddalashtirish uchun kuchlanganlik chiziqlari radial tarqalgan, bir jinsli

bo'lmagan magnit maydonga joylashtirilgan aylana kontur shaklidagi ramkani qaraymiz. 119-rasmda ana shu ramkaning rasm tekisligi bilan kesishishi natijasida hosil bo'lgan kesimi tasvirlangan. Ramkaning r_m magnit momenti ramka markazidagi maydon kuchlanganligi H bilan bir xil yo'nalgan bo'lsin. Chapdan o'ngga tomon yo'nalishni musbat yo'nalish deb shartlashamiz. Ramkaning Δl elementiga



119-rasm.

maydon tomonidan ta'sir etayotgan Δf kuchini qaraymiz. Ramkaning α nuqtaga yaqinroq joylashgan Δl elementini tanlab olamiz; bu element rasm tekisligiga perpendikulyardir. Magnit maydonning H kuchlanganligini ikkita: $H_{\perp}$ — ramka tekisligiga perpendikulyar va $H_{||}$ — ramka tekisligiga parallel tashkil etuvchilarga ajratamiz. $H_{\perp}$ tashkil etuvchi ramkaning markazidan tashqariga yo'nalgan Δf_2 kuchni hosil qiladi. Ramkaning barcha elementlariga ta'sir etuvchi bunday kuchlar to'plami ramkani hech qanday aylanma yoki ilgarilanma harakatga keltirmasdan, faqat uni deformatsiyalaydi, xolos. Shu sababli bu kuchlar bundan buyon bizni qiziqtirmaydi.

Maydonning $N_{||}$ tashkil etuvchisi chap qo'l qoidasiga binoan ramka tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan Δf_1 kuchni hosil qiladi.

Bu kuch:

$$\Delta f_1 = -IH_{||}\Delta l, \quad (5.4)$$

bu yerda, I — ramkadan o'tayotgan tok kuchi. Minus ishorasi kuchning chapga yo'nalganligini bildiradi.

H magnit maydon kuchlanganligining α nuqta yaqinida ramka tekisligiga o'tkazilgan normal bilan tashkil qilgan burchagini β bilan belgilaymiz. U holda $H_{||} = H \sin \beta$. Burchak β ni kichik deb hisoblab, taqriban $H_{||} = H\beta$ deb olamiz. $H_{||}$ ning bu qiymatini (5.4) ga qo'ysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta f_1 = -IH\beta \Delta l. \quad (5.5)$$

Xuddi shunday Δf_1 kuchlar ramkaning qolgan barcha elementlariga ham ta'sir qiladi. Bu kuchlarning hammasi bir xil yo'nalgan bo'lgani

uchun butun ramkaga ta'sir etayotgan natijaviy f kuch Δf , kuchlarning algebraik yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$f = \Sigma \Delta f_i = -IH\beta \cdot \Sigma \Delta l \quad (5.6)$$

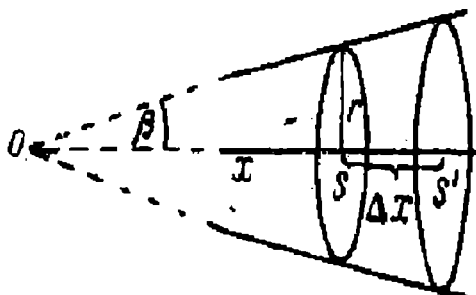
Ravshanki, ramka uzunligining barcha elementlarining yig'indisi butun ramka konturining uzunligini tashkil etadi, ya'ni:

$$\Sigma \Delta l = 2\pi r, \quad (5.7)$$

bu yerda, r — ramka radiusi.

$\Sigma \Delta l$ ning bu qiymatini (5.6) ga qo'ysak, butun ramkaga ta'sir etuvchi f kuch uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$f = -2\pi r H I \beta \quad (5.8)$$



120-rasm.

Demak, bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda ramkaga joyidan ko'chirishga intiluvchi kuch ta'sir qilar ekan.

(5.8) formulani o'zgartirib, undagi β burchakni yo'qotaylik. Buning uchun ramka tekisligini kesib o'tayotgan kuchlanganlik chiziqlarining sonini (120-

rasm) qaraymiz. Ramka turgan joydagi H magnit maydon kuchlanganligi H_0 ni quyidagi taqribiy munosabat orqali bog'langan:

$$H = \frac{H_0}{S} \quad (5.9)$$

bu yerda, $S = \pi r^2$ — ramka yuzasi, kuchlanganlik oqimining ifodasiga kiruvchi $\cos \beta$ esa taqriban birga teng deb qabul qilingan. Bu kuchlanganlik chiziqlarining hammasi ramkaning o'ng tomonida undan Δx masofada yotgan S' yuzani kesib o'tadi. Ramkaning o'ng tomonida undan Δx masofada yotgan nuqtalardagi maydon kuchlanganligi

$$H' = \frac{H}{S'}, \quad (5.10)$$

Maydon kuchlanganligining Δx kesma uzunligidagi ΔH ning o'zgarishi esa

$$\Delta H = H' - H = \frac{H}{S'} - \frac{H}{S} \quad (5.11)$$

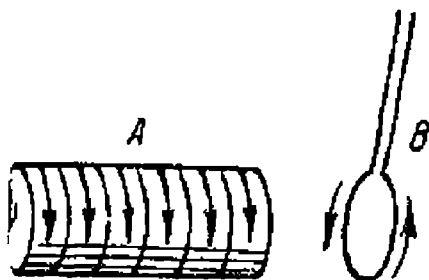
Δx kichik bo'lsa, S' yuza S dan kam farq qiladi, u holda taqriban

$$\Delta H = \frac{N(s - S')}{S^2} \quad (5.12)$$

Biz tahlil qilayotgan holda f kuch ramkani maydon kuchliroq bo'lgan tomonga qarab siljitadi. Agar r_m magnit momenti H magnit maydon kuchlanganligiga teskari yo'nalganda edi, ramka maydon zaifroq bo'lgan tomonga qarab siljigan bo'lar edi. Ammo ramkaning bu keyingi vaziyati turg'unmas vaziyat bo'ladi.

Bir jinsli bo'lmagan maydonda ramka ixtiyoriy oriyentirlangan umumiy holda ramkaga ham f kuch, ham M aylanuvchi moment ta'sir etadi; shuning uchun bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda erkin burila va ko'cha oladigan ramka avvalo o'zining r_m magnit momentini kuchlanganlik chiziqlari bo'ylab yo'naladigan qilib buriladi, so'ngra maydon kuchliroq bo'lgan sohaga qarab siljiydi.

Bu hodisani osongina namoyish qilish mumkin. Siljimaydigan qilib mahkamlangan uzun A solenoidning uchiga yaqin joyda (121-rasm) ikkita ingichka uzun simga osilgan B ramkani joylashtiramiz. Ramka dastlab qanday oriyentirlangan bo'lishidan qat'i nazar u avvalo o'zidagi tokning yo'nalishi solenoiddagi tokning yo'nalishi



121-rasm.

bilan bir xil bo'ladigan qilib buriladi, so'ngra solenoidga qarab tortiladi.

Ramkaning r_m momenti H maydon kuchlanganligi gradiyentining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladigan qilib buriladi, so'ngra solenoidga tortiladi.

Ramkaning r_m momenti H maydon kuchlanganligi gradiyentining yo'nalishi bilan α burchak tashkil qilgan hol uchun biz yuqorida keltirib chiqargan formulani osongina umumlashtirish mumkin, u holda:

$$f = r_m \left(\frac{\Delta B}{\Delta x} \right) \cos \alpha. \quad (5.13)$$

Shunday qilib, tashqi magnit maydonga kiritilgan tokli ramka xuddi tashqi elektr maydonga kiritilgan elektr dipolga o'xshar

ekan: ramkaga bir jinsli maydonda faqat aylantiruvchi moment, bir jinsli bo'lmagan maydonda esa, aylantiruvchi momentdan tashqari, maydon gradiyentiga proporsional bo'lgan kuch ta'sir qilar ekan.

6. Magnit kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi.

Magnit maydonni ma'lum bir umumiy munosabat bilan tavsiflash mumkin. Bu munosabat magnit maydonlarni hisoblashda amaliy ahamiyatga ega.

Ixtiyoriy berk L kontur olamiz. H vektorning Δl elementi yo'nalishiga proyeksiyasini H_l bilan belgilaymiz. Berk konturning hamma elementlari uchun $N\Delta l$ ifodalarining yig'indisini tuzamiz:

$$\sum H_l \Delta l, \quad (6.1)$$

bu yig'indini H vektorning L kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi deb ataymiz.

Bio-Savar-Laplas qonuniga ko'ra, H vektorning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi 4π bilan sirkulyatsiya olinayotgan konturning yuzasi orqali o'tayotgan to'la tok kuchi ko'paytmasiga teng ekanligini ko'rsatish mumkin:

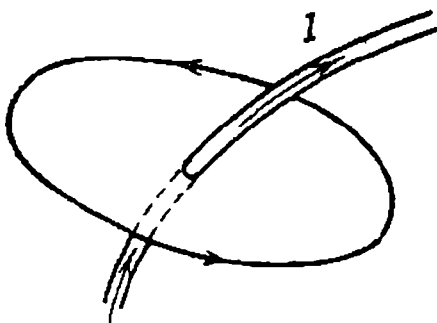
$$\sum H_l \Delta l = 4\pi I. \quad (6.2)$$

Sirkulyatsiya ishorasi konturning qaysi yo'nalishni aylanib chiqayotganiga qarab aniqlanadi: agar konturni aylanib chiqish yo'nalishi bilan konturdagi tokning yo'nalishi orasidagi bog'lanish parma qoidasiga muvofiq bo'lsa, sirkulyatsiya musbat ishora bilan olinadi va, aksincha, agar konturni aylanib chiqish yo'nalishi

parma qoidasiga binoan musbat hisoblanadigan yo'nalishga teskari bo'lsa, sirkulyatsiya manfiy ishora bilan olinadi.

122-rasmda kontur qaysi yo'nalishda aylanib chiqilganda sirkulyatsiya musbat bo'lishi ko'rsatilgan.

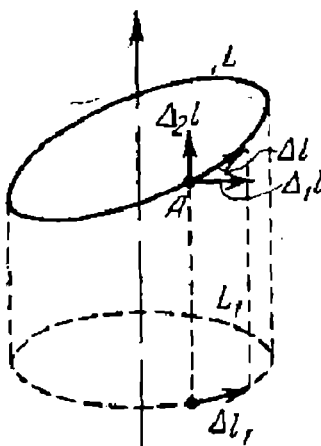
Biz bu yerda (6.2) munosabatni faqat cheksiz uzun to'g'ri tok maydoni uchungina isbotlaymiz.



122-rasm..

To'g'ri tokni o'rab turgan ixtiyoriy L konturni olamiz (123-rasm). Avvalo L kontur bo'yicha olingan sirkulyatsiya shu L konturning tokka perpendikulyar tekislikdagi proyeksiyasidan iborat bo'lgan L_1 kontur bo'yicha olingan sirkulyatsiyaga teng ekanligini ko'rsatamiz. Haqiqatan ham, Δl elementni tokka perpendikulyar tekislikda yotgan Δl_1 element bilan tokka parallel bo'lgan Δl_2 elementning yig'indisi deb qarashimiz mumkin:

$$\Delta l = \Delta l_1 + \Delta l_2. \quad (6.3)$$



123-rasm.

To'g'ri tok konturning har bir nuqtasida hosil qilgan magnit maydoni kuchlanganligi

$$H = \frac{2L}{r} \quad (6.4)$$

kattalikka teng va r ga perpendikulyar bo'lgan holda tokka perpendikulyar tekislikda yotadi. Teng ta'sir etuvchining proyeksiyasi haqidagi teorema asosan:

$$H_1 \Delta l = H \Delta l_1 \cos(H, \Delta l_1) + H \Delta l_2 \cos(H, \Delta l_2) \quad (6.5)$$

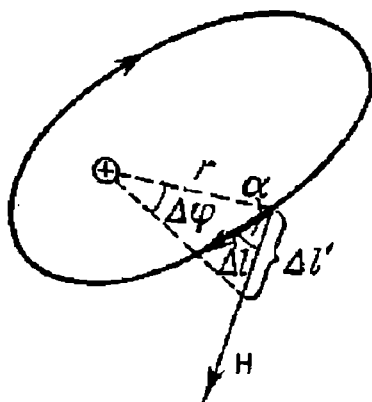
N vektor Δl_2 ga perpendikulyar bo'lgani uchun bu yig'indining ikkinchi hadi nolga teng. Shunday qilib, quyidagi kelib chiqadi:

$$H_1 \Delta l = H \Delta l_1 \cos(H, \Delta l_1) = H_{11} \Delta l_1 \quad (6.6)$$

Biroq Δl_1 kattalik L konturning elementi bo'lgan Δl ning tokka perpendikulyar tekislikka tushirilgan proyeksiyasidir, ya'ni Δl_1 kattalik L konturning tokka perpendikulyar tekislikka tushirilgan proyeksiyasi bo'lgan L_1 konturning elementidir. Shuning uchun quyidagini topamiz:

$$\sum H_1 \Delta l = \sum H_{11} \Delta l_1. \quad (6.7)$$

Demak, (6.2) munosabatni isbotlayotganda, umumiyatni cheklamasdan, kontur tokka perpendikulyar tekislikda yotadi deb tasavvur qilish mumkin.



124-rasm.

124-rasmda kontur tokka perpendikulyar tekislikda tasvirlangan. Rasmdan

$$H_1 \Delta l = H \Delta l \cos(H, \Delta l) = \left(\frac{2I}{r} \right) \Delta l \cos \alpha \quad (6.8)$$

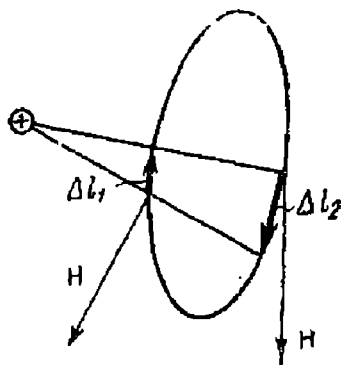
ekanligi ko'rinib turibdi. Lekin $\Delta l \cos \alpha$ kattalik Δl ning r ga o'tkazilgan perpendikulyarga proyeksiyasidir, bu yerda, r - tekshirilayotgan nuqtadan tokkacha bo'lgan masofa. Δl kichik bo'lgani uchun

$$\Delta l \cos \alpha = r \Delta \varphi \quad (6.9)$$

deb olish mumkin.

Sirkulyatsiya uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$\sum H_1 \Delta l = 2I \sum \Delta \varphi = 4\pi I \quad (6.10)$$



125-rasm.

Shunday qilib, quyidagi natija kelib chiqadi: magnit kuchlanganlik miqdorining ixtiyoriy kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi 4π bilan kontur o'rab olgan tok kuchining ko'paytmasiga teng. Agar kontur tokni o'ramagan bo'lsa (125-rasm), u holda konturni juft Δl_1 va Δl_2 elementlarga ajratish mumkin. Bu elementlar uchun sirkulyatsiya elementlari kattalik jihatdan teng va qarama-qarshi ishorali ekanligini ko'rish qiyin emas:

$$H_1 \Delta l_1 = \left(\frac{2I}{r} \right) \Delta \varphi = -2 I \Delta \varphi$$

$$H_1 \Delta l_2 = \left(\frac{2I}{r \Delta \varphi} \right) = -2 I \Delta \varphi.$$

Shunday qilib, sirkulyatsiya ifodasidagi yig'indining barcha hadlari juft-jufti bilan o'zaro yeyishib ketdi va biz quyidagi natijaga ega bo'lamiz: H vektorining tokni o'ramagan kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng:

$$\sum H_l \Delta l = 0 \quad (6.11)$$

Olingan natijalarni ixtiyoriy tok hosil qilgan maydon uchun umumlashtirish mumkin, biroq bunday umumlashtirish uchun murakkabroq matematik hisoblarni qo'llash zarur bo'ladi.

7. Magnit kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi ifodasining qo'llanilishi

1. Toroid o'qidagi magnit maydon kuchlanganligi. Bir tomonga yo'nalgan, umumiy toroidal sirtidagi bir xil aylanma toklar sistemasini ko'rib chiqamiz. O'ramlardagi tok kuchini I bilan, toroid o'qining uzunligini l , o'lchamlarning umumiy sonini N bilan belgilaymiz. l uzunlikni tok aylanalarining radiuslariga nisbatan katta deb faraz qilamiz. Simmetriya mulohazalariga asosanib quyidagi xulosaga kelishimiz mumkin: toroidning o'qida maydon kuchlanganligi o'zgarmas va u toroid o'qi bo'ylab shunday yo'nalganki, biz shu yo'nalish bo'ylab qaraganimizda, toroiddagi toklarning soat strelkasi yo'nalishida o'tayotganini ko'ramiz. H kuchlanganlikning son qiymatini hisoblash uchun toroidning o'rta chizig'idan iborat bo'lgan kontur bo'yicha H vektorining sirkulyatsiyasini tuzamiz:

$$\sum H_l \Delta l = \sum Hl = Hl = 4\pi I \quad (H_l = H) \quad (7.1)$$

Bu yerda, I — kontur o'rab turgan to'la tokni tushunish lozim. Ma'lumki, bu tok toroidning hamma o'ramlaridan o'tayotgan toklarning yig'indisiga teng:

$$I = N\mathfrak{I} \quad (7.2)$$

buni (7.1) ga qo'ysak:

$$Hl = 4\pi N\mathfrak{I} \quad (7.3)$$

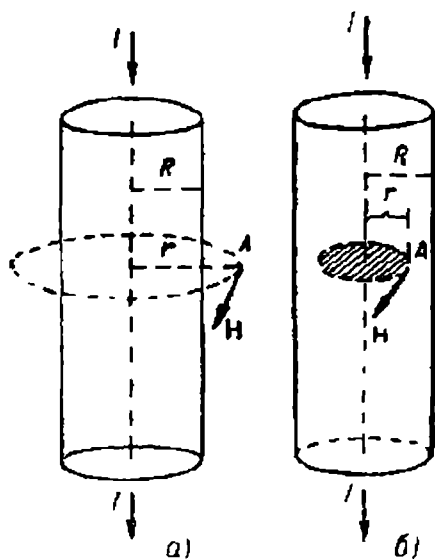
Buni l ga qisqartirib, H ning qiymatini topamiz:

$$H = \frac{4\pi N}{l} \mathfrak{I} = 4\pi n\mathfrak{I}, \quad (7.4)$$

bu yerda, n - toroidning uzunlik birligidagi o'ramlar soni.

Shunday qilib, toroidning o'qida magnit maydon kuchlanganligi (H) toroidning uzunlik birligidagi o'ramlar soniga va o'ramdagi ($\mathcal{I}$) tok kuchiga proporsional ekan. Agar toroid o'qining radiusi cheksiz katta bo'lsa, toroidni cheksiz solenoidga ekvivalent deb hisoblash mumkin. Demak, (7.4) formula shu bilan birga cheksiz uzun solenoidning o'qidagi magnit maydon kuchlanganligini ham ifodalaydi.

2. Cheksiz to'g'ri silindrik o'tkazgichdan o'tayotgan tokning magnit maydoni. R radiusli silindrik o'tkazgichdan uning ko'ndalang kesimi bo'ylab bir tekis taqsimlangan I tok o'tmoqda deb faraz qilamiz. Ana shu tokning o'tkazgich o'qidan r masofada yotgan nuqtada hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganligini topamiz. Avvalo, kuchlanganlik hisoblanadigan



126-rasm.

A nuqta o'tkazgichdan tashqarida yotadi, ya'ni $r > R$ deb faraz qilamiz. Simmetriya mulohazalariga ko'ra, o'qdan birday r masofada yotgan hamma nuqtalarda H kuchlanganlik birday bo'ladi, deb xulosa qilish mumkin. Silindrik tokni elementar to'g'ri toklarning yig'indisidan iborat deb qarash mumkin, demak, N kuchlanganlik o'tkazgichning o'qiga perpendikulyar tekislikda yotishi va r ga perpendikulyar yo'nalgan bo'lishi kerak. Markazi silindr o'qida bo'lib, kuchlanganlik izlanayotgan nuqta orqali o'tgan (126-rasm) aylana bo'ylab H vektorning sirkulyatsiyasini tuzamiz.

H kuchlanganlik r ga perpendikulyar va aylana elementlariga parallel bo'lgani uchun sirkulyatsiya ifodasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\oint H dl = H \cdot 2\pi r = 4\pi I \quad (H_l = H) \quad (7.5)$$

Bu yerda, I — sirkulyatsiya olingan kontur o'rab turgan to'la tok. O'tkazgichdan tashqarida yotgan nuqta uchun (7.5) formuladagi I butun silindrik o'tkazgich orqali o'tayotgan tok kuchini ifodalaydi. Buni nazarga olib quyidagi ifodani topamiz:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi I. \quad (7.6)$$

Bundan, H uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$H = \frac{2I}{r} \quad (7.7)$$

Shunday qilib, silindrik tokning tashqi nuqtalarida hosil qiladigan kuchlanganligi shu silindrning o'qi bo'ylab o'tayotgan va kuchi silindrdagi tok kuchiga teng bo'lgan to'g'ri tok magnit maydonining kuchlanganligiga teng.

Silindr ichida yotgan nuqta uchun sirkulyatsiya olinadigan kontur tokning faqat bir qismini o'raydi. Yuqoridagidek, tekshirilayotgan nuqtadan o'qqacha bo'lgan masofani r bilan belgilasak, kontur o'rab turgan tok quyidagiga teng bo'ladi:

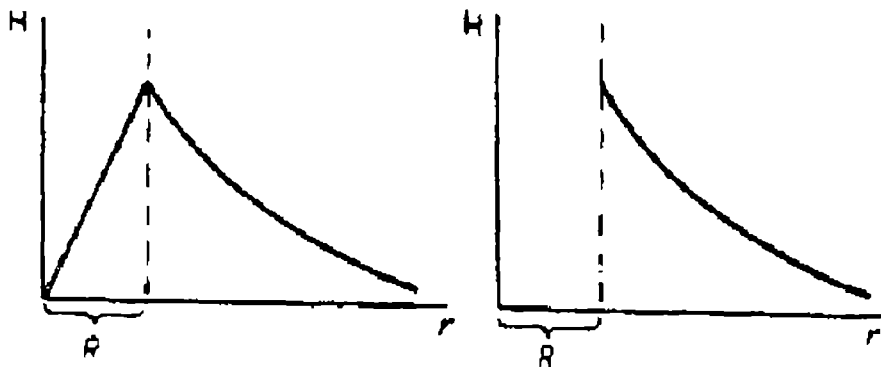
$$I' = \left(\frac{I}{\pi R^2} \right) \pi r^2 \quad (7.8)$$

Bu ifodani (7.5) formulaga qo'ysak:

$$H = \left(\frac{2I' r}{R^2} \right) \quad (7.9)$$

Bu formuladan tok o'qidan uzoqlashgan sari magnit maydon kuchlanganligi orta borishi ko'rinib turibdi; silindrning o'qida magnit maydon nolga teng.

127-rasmda magnit maydon kuchlanganligi bilan silindr o'qigacha bo'lgan masofa orasidagi bog'lanish tasvirlangan.



127-rasm.

Agar tok o'tkazgichning yupqa sirt qatlamidagina oqayotgan bo'lsa, u holda o'tkazgichning tashqarisidagi magnit maydon shunday tok butun kesim bo'ylab tekis oqqanda hosil bo'ladigan magnit maydoniga teng bo'ladi. Lekin bu holda o'tkazgichning ichida magnit maydon nolga teng bo'ladi. Haqiqatdan ham, o'tkazgichdan yasalgan silindrning ichida H vektorning sirkulyatsiyasi, avval ko'rganimizdek:

$$\Sigma H \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I \quad (7.10)$$

Biroq bu holda sirkulyatsiya konturi tokni to'liq o'ramaydi, shuning uchun tenglikning o'ng tomoni nolga teng bo'ladi. Shuning uchun bevosita ichki nuqtalarda maydon kuchlanganligi:

$$H=0$$

Tok silindrik o'tkazgichning sirti bo'ylabgina oqqanda N ning r ga bog'lanishi 127-b rasmda tasvirlangan.

8. Magnetiklar

Shu vaqtga qadar bo'shliqdagi, ya'ni sezilarli miqdorda atomlar, elektronlar yoki moddaning boshqa elementar zarralari bo'lmagan fazodagi magnit maydonini tekshirdik. Endi biz magnit maydonga moddalarning ta'sirini tekshiramiz. Bunda magnit maydonga ta'sir ko'rsata oladigan moddani **magnetik** deb ataymiz

Avvalo dielektriklarning elektrostatik maydonga ta'siri haqidagi mulohazalarimizni esga olaylik. Elektrostatik maydon ta'sirida dielektrik o'ziga xos bir holatga keladi; bu holatni biz qutblanish deb atagan edik. Qutblanish natijasida dielektrikning chegaralarida va uning bir jinsli bo'lmagan sohalarida tegishli σ sirt zichligi va ρ hajmiy zichlikka ega bo'lgan elektr zaryadlar o'zining elektrostatik maydonini vujudga keltiradi va bu maydon dastlabki maydon bilan qo'shiladi.

Agar dastlabki elektrostatik maydonning kuchlanganligi E_0 ga, dielektrikning qutblanishi natijasida hosil bo'lgan maydonning kuchlanganligi E' ga teng bo'lsa, u holda maydonning E umumiy kuchlanganligi ularning vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$E=E_0+E' \quad (8.1)$$

Xuddi shu kabi, simlardan o'tayotgan toklarning magnit maydonida turgan har bir magnetik ham o'ziga xos bir holatga keladi

— **magnitlanadi.** Magnitlangan holatda magnetik qo‘shimcha H' magnit maydon kuchlanganligi hosil qiladi va bu kuchlanganlik simlardan o‘tayotgan toklar hosil qilgan H_0 magnit maydon kuchlanganligiga qo‘shiladi. Dielektriklarda elektr maydonni belgilashda kiritilgan nomlarga qiyos qilib bu ikkala kuchlanganliklarning $H_0 + H'$ vektor yig‘indisini magnetikdagi **magnit maydon kuchlanganligi** deb atash lozim edi. Biroq bu tarixiy sabablarga ko‘ra

$$B = H_0 + H' \quad (8.2)$$

vektor magnit induksiya vektori deb yuritiladi. Shunday qilib, magnit induksiya vektori B makroskopik va mikroskopik toklar hosil qilgan to‘la magnit maydonning kuchlanganligidan iborat.

Tajriba ko‘rsatadiki, maydon noldan farqli bo‘lgan fazoni to‘la egallab turgan bir jinsli magnetiklarda qo‘shimcha H' maydon kuchlanganligi dastlabki H_0 maydon kuchlanganligi yo‘nalgan tomonga ham yo‘nalishi mumkin. H' maydon H_0 maydon bilan bir tomonga yo‘nalgan moddalar *paramagnetiklar* deb, H' maydon H_0 maydonga teskari yo‘nalgan moddalar *diamagnetiklar* deb yuritiladi. Shuni eslatib o‘tamizki, maydon noldan farqli bo‘lgan fazoni to‘la egallagan bir jinsli dielektriklarda qo‘shimcha H' maydon kuchlanganligi hamma vaqt erkin zaryadlar maydoni kuchlanganligiga teskari yo‘nalgan. Hamma diamagnit jismlarda va ko‘pchilik paramagnit jismlarda H' maydon kuchlanganligi H_0 ga qaraganda juda kichik bo‘ladi. Lekin shunday jismlar guruhi borki, ularda H' kuchlanganlik H_0 ga nisbatan katta bo‘lishi mumkin.

Undan tashqari, bunday jismlar bir qator boshqa xususiyatlari jihatidan farq qiladi; ular alohida *ferromagnit* jismlar gruppasini tashkil qiladi. Ularning xossalarini keyinroq tekshiramiz; hozircha oddiy paramagnit va diamagnit jismlarini tekshirish bilan chegaralanamiz.

Birinchi marta Amper ilgari surgan gipotezaga binoan paramagnit moddalarning molekulalarida aylanma toklar mavjuddir; bu toklar odatda *molekulyar toklar* deb yuritiladi. Tashqi magnit maydon ta‘sirida bu aylanma toklar oriyentirlanadi, ular hosil qilayotgan umumiy magnit o‘rtacha maydon noldan farqli H' kuchlanganlik hosil qiladi va dastlabki H_0 magnit maydon kuchlanganligiga qo‘shiladi. Paramagnit moddada umumiy magnit maydonning kuchayishiga sabab shu. Paramagnetikning magnitlanishi paramagnitdagi molekulyar toklarning ma‘lum vaziyatda oriyentirlanishidan iboratdir.

Hozirgi vaqtda magnetiklarning magnit xossalari molekulyar toklarga emas, atomlar tarkibiga kiruvchi elementar zarralarning magnit xossalari ham sabab bo'ladi, deb aytish mumkin. Elementar zarralarning harakat holatiga bog'liq bo'lmagan magnit momentining ham bo'lishini biz keyinroq tushuntirib o'tamiz. Bu magnit momentni magnit maydonning shu zarraga ko'rsatgan ta'siri orqali payqash mumkin, biroq elementar zarralarning magnit momentini zaryadlarning biror harakati bilan tushuntiriladigan model yo'q. Shuni ham nazarda tutish kerakki, elementar zarralarning bundan boshqa bir qator xossalari ham klassik mexanika tushunchalari nuqtai nazaridan tushuntirib berish mumkin emas.

Magnetiklarning asosiy xossalari Amperning molekulyar toklar haqidagi tushunchasiga asoslanib sifat jihatdan tushuntirish mumkin.

Magnetikdagi $B=H_0+H'$ magnit induksiya vektorini aniqlashda ham xuddi shunday qiyinchiliklar uchraydi. Magnit maydon ta'sirida magnetikda mexanik o'zgarishlar ro'y beradi, natijada magnetik ichiga joylashtirilgan tokli simga qo'shimcha mexanik kuchlar ta'sir qiladi. Biroq tokli simlar ***bir jinsli cheksiz magnetik ichiga*** joylashtirilganda, ular orasida vujudga kelgan o'zaro magnit ta'sir kuchlari H_0+H' umumiy maydon ta'siridagina vujudga kelgan kuchlarga teng bo'ladi.

Amper formulasiga binoan, kuchlanganligi H bo'lgan tashqi magnit maydon Δl uzunlikdagi tok elementiga bo'shliqda

$$\Delta f = I \cdot H \cdot \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (8.3)$$

kuch bilan ta'sir qiladi, bunda I – tok kuchi, α - magnit maydon kuchlanganligining yo'nalishi bilan simdagi musbat zaryadlar harakatining yo'nalishi orasidagi burchak.

Yuqorida aytganimizga binoan, (8.3) formuladagi H magnit maydon kuchlanganligini B magnit induksiya bilan almashtirsak, bir jinsli cheksiz magnetik ichida tokka ta'sir etadigan Δf kuchni topamiz.

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (8.4)$$

Shunday qilib, bir jinsli chesviz magnetik bo'lganda maydonning tokka ta'siri H magnit induksiya vektori orqali aniqlanadi deb hisoblaymiz.

Yuqorida aytilganidek, B magnit induksiya H_0+H' kuchlanganliklar yig'indisiga teng bo'lgani uchun H_0 qaysi birliklarda o'lchansa, induksiyani ham o'sha birliklarda, ya'ni *GGSM* sistemada erstedlarda o'lchash lozim. Biroq *GGSM* sistemada magnit induksiya

vektorining birligi *gauss* degan alohida nom bilan yuritiladi. Amalda gauss bilan ersted birdaydir.

Umuman (8.4) formula yordamida sim elementiga ta'sir etayotgan Δf kuchga ko'ra maydonning har bir berilgan nuqtasidagi B magnit induksiya vektorini topish mumkin. Ravshanki, bunday simning yaqin atrofida maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin bo'lsin uchun sim yetarli darajada ingichka bo'lishi, ya'ni u magnetik ichiga kiritilganda maydonni hosil qilayotgan toklarning kattaligini ham, konfiguratsiyasini ham o'zgartirmasligi, shuningdek, magnetikni qo'shimcha ravishda magnitlantirmasligi kerak. Bu talablarning barchasi ham, ayniqsa qattiq magnetiklar bo'lganda amalda qanoatlanirish mumkin emas. Masalan, qattiq magnetikda tokli ramkaga ta'sir etadigan magnit kuchlarini aniqlash uchun magnetik ichida g'ovak (ramka uchun joy) hosil qilish zarur bo'ladi.

Moddalarning magnit xossalari. Diamagnetizm va paramagnetizm. Turli moddalarning dielektrik singdiruvchanligi turli-tumandir. Turli moddalarning dielektrik singdiruvchanligi ϵ doimo birdan katta bo'ladi, magnit singdiruvchanligi esa birdan katta bo'lishi ham, birdan kichik bo'lishi ham mumkin, $\mu < 1$ bo'lgan moddalarni diamagnetiklar yoki diamagnetiklar, $\mu > 1$ bo'lgan moddalarni paramagnetiklar yoki paramagnetiklar deyiladi. Magnit qabul qiluvchanlik $\chi = \mu - 1$ bo'lgani tufayli paramagnetiklar uchun χ musbat, diamagnetiklar uchun esa manfiy bo'ladi.

Moddalarning magnitlanishi I magnit maydon kuchlanganligi bilan $I = \chi H$ ifoda orqali bog'langanini ko'rgan edik. Diamagnetiklarda ning manfiy qiymati shu moddalarda magnitlanish vektori magnitlovchi maydonga qarama-qarshi yo'nalganligini bildiradi. Magnitlanishning birinchi qarashda bunday kutilmagan tabiatini quyida ko'rib chiqamiz.

Moddalarning kuchli magnit maydondagi tabiatini kuzatib, dia- va paramagnet moddalar borligini sifat jihatidan payqash oson. Atmosfera havosi paramagnetikdir. 760 mm. sim. ust.da va xona temperaturasida uning magnit qabul qiluvchanligi $\chi = 0,38 \cdot 10^{-6}$ ga teng. Shuning uchun $\chi > 0,38 \cdot 10^{-6}$ bo'lgan barcha paramagnetiklar o'zini dielektrik o'zini dielektrik singdiruvchanligi ϵ_1 atrof-muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ_2 dan katta bo'lgan dielektriklar kabi tutadi, ya'ni ular kuchli magnit sohasiga tortiladi. Aksincha, $\epsilon_1 < \epsilon_2$ bo'lgan dielektriklarga qanday ishorali kuchlar ta'sir qilsa, dielektriklarga ham o'sha ishorali kuchlar ta'sir qiladi va ular magnit maydondan itarib chiqariladi.

Paramagnetikka temir xlorid misol bo'ladi. Magnit maydonda ingichka ipga osilgan bu tuzning suvdagi eritmasi solingan shisha ampulani maydon tortadi va u maydon yo'nalishiga parallel o'mashadi.

Vismut dielektrikdir. Vismut tayoccha magnit maydondan itariladi va maydon yo‘nalishiga perpendikulyar ravishda o‘rtnashadi.

Agar jism o‘zi magnitlana oladigan muhitda turgan bo‘lsa, unga ta’sir qiluvchi kuchlar jismning magnitlanishigagina emas, balki atrof muhitning magnitlanishiga ham bog‘liq. Jumladan, ⁴ si katta bo‘lgan paramagnit muhitga joylashtirilgan paramagnetik o‘zini diamagnetik kabi tutadi.

Masalan, temir xloridning paramagnitli eritmasi solingan ampulani shu tuzning kuchliroq eritmasi quyilgan idishga botirilsa, ampula magnit maydondan itariladi.

Quyidagi 6-jadvalda ba’zi moddalarning magnit qabul qiluvchanlik qiymati keltiriladi. Gazga tegishli ma’lumotlar 760 mm. sim. ust. bosimda va xona temperaturasida olingan. Jadvaldan ko‘rinishicha, χ ning qiymatlari juda kam, shuning uchun magnit singdiruvchanlik $\mu = 1 + \chi$ birga yaqin: hamma dia- va paramagnit moddalar juda kuchsiz magnitlanadigan moddalardir.

6-jadval

Modda		Magnetikning tipi	Modda		Magnetikning tipi
Azot	-0,0062	Diamagnetik	Kislorod	1,8	Paramagnetik
Karbon kislota	-5,3	***	Alyuminiy	21	***
Suv	-9,0	***	Platina	300	***
Kumush	-26	***	Temir xlorid	2500	***
Vismut	-170	***			

Muayyan modda uchun χ moddaning zichligiga taxminan proporsional. Shuning uchun ko‘pincha turli jadvallarda solishtirma magnit qabul qiluvchanlik kattaligi $\chi_i = \chi / d$ keltiriladi, bunda, d – modda zichligi. χ o‘lchamlikga ega emas, undan farqli o‘laroq χ_i o‘lchamlikga ega bo‘lib, uning o‘lchamligi zichlik o‘lchamligiga teskaridir.

Paramagnetizm va diamagnetizm nisbatan zaif effektlar bo‘lib, ularda vujudga keladigan moddalar zaif magnetiklar deyiladi. O‘ta o‘tkazuvchanlik holatidagi moddalar bundan mustasno. O‘ta o‘tkazgichlar uchun $\chi = -1$ va $\mu = 0$.

9. Magnitlanish vektori

Muhitning magnitlanish darajasi odatda **magnitlanish vektori** deb ataladigan vektor bilan tavsiflanadi. Bu vektor muhitning birlik hajmining magnit momentiga teng bo‘ladi. Magnetikning ΔV hajmidagi molekullarning magnit momentlari geometrik yig‘indisini $\Sigma \mu$ bilan

belgilaymiz. U holda magnitlangan bir jinsli magnetikning magnitlanish vektori R quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$R = \frac{\sum rl}{IV} \quad (9.1)$$

Agar magnetik bir jinsli magnitlangan bo'lmasa, R magnitlanish vektorining turli hajmlaridagi qiymatlari turlicha bo'ladi; bu holda berilgan nuqtadagi magnitlanish deb ΔV hajmni cheksiz kuchaytirib borganda (9.1) ifoda intiladigan limit tushuniladi:

$$R = \lim \left(\frac{\sum rl}{\Delta V} \right) \quad (9.2)$$

Bir bo'lak magnetik ichidagi magnit maydonning kuchlanganligi berilgan tashqi toklar maydonining N_0 kuchlanganligi bilan magnitlangan modda molekulalari hosil qiladigan H' kuchlanganlikdan iborat ekanini yuqorida ko'rdik. Natijaviy kuchlanganlikni **magnit induksiya** deb atadik:

$$B = H_0 + H'. \quad (9.3)$$

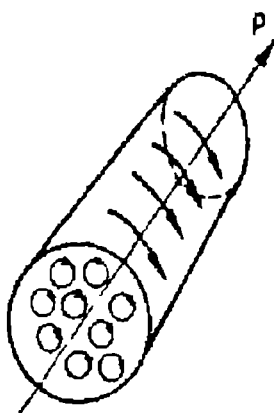
Maydon noldan farq qiladigan fazoni to'la egallab turgan bir jinsli magnetik uchun molekulalar hosil qilgan H' maydon kuchlanganligi bilan R magnitlanish vektori orasidagi bog'lanishni osongina topish mumkin.

Biz bu bog'lanishni oddiy xususiy holdan foydalanib topamiz. Cheksiz uzun solenoidning ichini bir jinsli magnetikdan yasalgan silindr to'la egallab turgan bo'lsin. Solenoiddan tok o'tganda magnetik bir jinsli magnitlanadi.

Magnetikning magnitlanishiga bir xil tartibda yo'nalgan molekulyar toklarning mavjudligi sabab bo'ladi deb hisoblaymiz.

Bu molekulyar toklarning tekisliklari silindr o'qiga parallel yo'naluvchi magnitlanish vektoriga perpendikulyar vaziyatda bo'ladi (128-rasm).

Silindrning ko'ndalang kesimidagi molekulyar toklarni tekshirsak, silindr ichida ko'ndalang kesimning har bir nuqtasi yonidan ikkita bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan tok oqib o'tishini ko'ramiz. Bu toklarning hosil qiladigan magnit maydonlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, bir-birini kompensatsiyalaydi. Faqat silindrning yon sirti bo'ylab oqadigan toklar



128-rasm.

hosil qilgan maydonlarga kompensatsiyalanmay qoladi, xolos. Bu toklar solenoiddan oqayotgan tokka o'xshaydi; shuning uchun ularning silindr ichida hosil qiladigan H' magnit maydon kuchlanganligini formulalar yordamida hisoblab topish mumkin.

Silindrning uzunlik birligiga to'g'ri keladigan tokni I_0 bilan belgilasak, shu I_0 tokning o'zi tok kuchining uzunlik birligidagi o'ramlar soni ρ ga ko'paytmasi o'rinda xizmat qiladi, shuning uchun

$$H' = 4\pi I_0 \rho \quad (9.4)$$

I_0 bilan magnitlanish vektori orasidagi munosabatni osongina aniqlash mumkin. Magnitlanish vektori son jihatdan hajm birligining magnit momentiga teng. Silindr ko'ndalang kesimining yuzini S bilan belgilasak, silindrning l uzunlikdagi uchastkasining $I_0 S l$ magnit momentini $S l$ hajmga bo'lsak R magnitlanish vektorini topamiz, ya'ni

$$R = \frac{I_0 S l}{S l} = I_0 \quad (9.5)$$

Shunday qilib, R magnitlanish vektorining qiymati uzunlik birligida molekulyar tokning kuchiga teng ekan. R magnitlanish vektori N' kuchlanganlik bilan bir xil yo'nalgan. Shuning uchun (9.4) va (9.5) formulalarni solishtirib quyidagini hosil qilamiz:

$$H' = 4\pi R \quad (9.6)$$

H' ning bu qiymatini magnit induksiyasining ifodasiga qo'ysak, quyidagi kelib chiqadi:

$$B = H_0 + 4\pi R \quad (9.7)$$

Ferromagnit bo'lmagan jismlar uchun R magnitlanish vektori berilgan tashqi toklar maydonining H_0 kuchlanganligiga proporsional deb hisoblash mumkin:

$$R = \chi H_0 \quad (9.8)$$

Berilgan magnetikni tavsiflaydigan χ kattalik **magnitlanish koeffitsiyenti** yoki **magnit qabul qiluvchanlik deb ataladi**.

Paramagnetiklar uchun R magnitlanish vektori bilan H_0 ning yo'nalishi bir xil va, demak, χ ning qiymati musbat bo'ladi. Diamagnetiklar uchun R bilan H_0 qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan demak, χ manfiy bo'ladi.

R ning H_0 orqali ifodalagan (9.8) dagi qiymatini (9.7) formulaga qo‘ysak, quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$B=(1+4\pi x)H_0 \quad (9.9)$$

$1+4\pi x$ doimiy ko‘paytuvchi, odatda birgina μ harfi bilan belgilanadi:

$$1+4\pi x = \mu, \quad (9.10)$$

va muhitning singdiruvchanligi deb ataladi. Paramagnit muhit uchun $\mu > 1$, diamagnit muhit uchun $\mu < 1$, bo‘shliq uchun $\mu = 1$. (9.9) formulaga $1+4\pi x$ o‘rniga μ magnit singdiruvchanlikni qo‘yamiz:

$$B = \mu H_0 \quad (9.11)$$

Magnit maydon noldan farqli bo‘lgan fazoni butunlay egallab turuvchi bir jinsli magnetik bo‘lgan hol uchungina (9.6), (9.7), (9.8), (9.9) va (9.10) formulalar to‘g‘ri. Ixtiyoriy magnetik uchun H' ni hisoblash uchun hamma molekulyar toklarni nazarga olish kerak bo‘ladi.

x magnitlanish koeffitsiyenti va μ magnit singdiruvchanlikni aniqlash uchun sharcha o‘rnigach o‘zilgan aylanish ellipsoidi ham ishlatiladi. Ellipsoidning magnit momenti ham nazariy yo‘l bilan hisoblanishi mumkin. Bunday ellipsoidga tashqi bir jinsli magnit maydonda M kuchlar momenti ta‘sir qiladi, bu moment ellipsoidni maydon kuchlanganlik chiziqlari bo‘ylab burishga intiladi.

Bir qator paramagnit va diamagnit moddalar uchun magnit singdiruvchanlikning qiymatlari 7-jadvalda berilgan.

7-jadval

**Magnit singdiruvchanlik qiymatlari
(gazlar atmosfera bosimida oligan)**

Paramagnit moddalar		Diamagnit moddalar	
Modda	$(\mu-1) \cdot 10^6$	Modda	$(1-\mu) \cdot 10^6$
Azot	0,013	Vodorod	0,063
Kislorod	1,9	Mis	8,8
Alyuminiy	23	Tosh tuz	12,6
Platina	360	Vismut	176

10. Ferromagnetizm

Ferromagnit moddalarning juda katta μ ga ega bo'lishidan tashqari yana quyidagi o'ziga xos xususiyatlari bor:

1) ferromagnit moddalar magnitlovchi maydon ta'siri to'xtagandan keyin ham magnitlanganligicha qoladi;

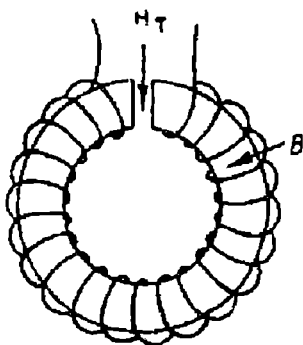
2) ularning magnit singdiruvchanligi μ doimiy bo'lmasdan magnitlovchi maydonning H_0 kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi.

Kristall ferromagnetiklar, masalan, temir monokristallari magnit xossalari anizotropiyasini oshkor qiladilar: kristall bir yo'nalishda osonroq, boshqa yo'nalishlarda qiyinroq magnitlanadi. Mayda kristall strukturali o'sha modda magnit jihatdan izotropdir.

Temirning magnitlanishi bilan tashqi maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanishni birinchi bo'lib Moskva universitetining professori A.G.Stoletov mufassal o'rgandi. U 1872-yilda «Yumshoq temirning magnitlanish funksiyasini tekshirish» nomli ilmiy ishini nashr ettirdi. Stoletovning eksperimental usuli induksiya hodisasiga asoslangan edi. Bu yerda biz qattiq ferromagnetik jismlardagi magnit induksiya vektorini o'lchashning boshqacha usulini ko'rib chiqamiz. Toroid shaklidagi solenoid ichiga biz tekshirmoqchi bo'lgan magnetikdan yasalgan o'zak kiritilgan bo'lsin.

O'zak ichidagi to'la magnit maydon B induksiya vektori bilan aniqlanadi. Bu vektor solenoiddan oqayotgan tok hosil qilgan magnit maydonning H_0 kuchlanganligi bilan molekulyar toklar hosil qilgan maydonning H' kuchlanganligi yig'indisidan iborat:

$$B = H_0 + H' \quad (10.1)$$



129-rasm.

Solenoidning o'zagini kesib unda torgina ko'ndalang tirqish hosil qilaylik (129-rasm). Bu tirqish $\mu = 1$ bo'lgan muhit bilan to'lgani sababli unda induksiya vektori magnit maydonning kuchlanganlik vektoriga teng bo'ladi.

Tirqishga aloqador bo'lgan kattaliklarni « T » indeksi bilan tavsiflaymiz, u holda tirqishda quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi:

$$B_T = H_T \quad (10.2)$$

O'zakning ichida B induksiya vektori toroid o'qiga parallel bo'ladi; agar toroiddagi tirqish tor bo'lsa, u induksiyaning sezilarli darajada o'zgartirishsizligini keyinroq ko'ramiz; demak, tirqish sohasidagi induksiya o'zak ichidagi induksiya teng

$$B_T = B, \quad (10.3)$$

bundan (10.2) munosabatga binoan,

$$H_T = B = H_0 + H' \quad (10.4)$$

ya'ni tirqish ichidagi H_T kuchlanganlik o'zak ichidagi induksiya teng, boshqacha aytganda, tirqish ichidagi kuchlanganlik solenoiddan oqayotgan tok va o'zakdagi molekulyar toklar hosil qilayotgan kuchlanganliklarning $H_0 + H'$ yig'indisiga teng.

Shunday qilib, o'zakning magnitlanishi tufayli tirqishdagi maydon kuchlanganligi ortar ekan, tirqishdagi H_T kuchlanganlikni o'lchash bilan biz o'zakdagi B induksiyaning qiymatini o'lchagan bo'lamiz.

Shunday qilib, μ magnit singdiruvchanlikni quyidagi nisbat bilan ifodalaymiz:

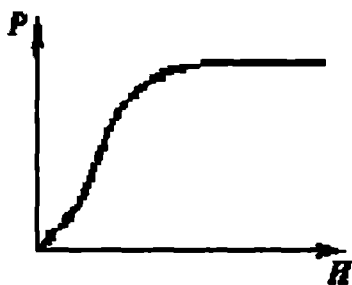
$$\mu = \frac{B}{H} \quad (10.5)$$

Amalda o'zak maydon egallab turgan fazoni butunlay to'ldirgani uchun toroid ichiga joylashtirilgan o'zakdagi H magnit maydonning kuchlanganligi o'zaksiz toroiddagi H_0 kuchlanganlikka teng. Shuning uchun xuddi solenoiddagi singari bu kuchlanganlik quyidagiga teng bo'ladi:

$$H = H_0 = 4\pi I p \quad (10.6)$$

Bu yerda, p — toroidning uzunlik birligidagi o'ramlar soni. Shunday qilib, turli I tok kuchlari uchun H ning qiymatlarini hisoblab va B ning bu qiymatlarga mos keladigan qiymatlarini tirqishdagi magnit maydonning H_T kuchlanganligini o'lchash yo'li bilan topib, berilgan ferromagnetik uchun undagi magnit maydonning turli H kuchlanganliklariga yoki magnitlovchi maydonning turli N_0 kuchlanganliklariga mos keladigan μ va R larni aniqlash mumkin.

Bu kattaliklarni o'lchashdan olingan natijalarni grafik usulda ifodalash mumkin. Avvalo magnitlanish bilan H maydon



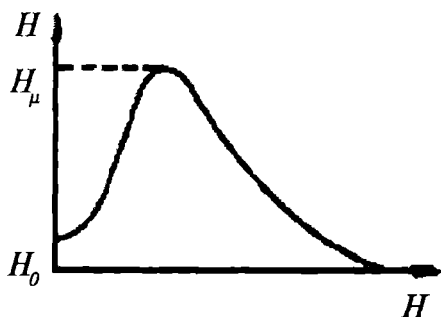
130-rasm.



131-rasm.

kuchlanganligi orasidagi bog‘lanish ustida to‘xtalamiz (130-rasm). Rasmdan ko‘rinib turibdiki, H ortishi bilan R magnitlanish dastlab tez sur‘at bilan o‘sadi, so‘ngra bu o‘shish susayadi va, nihoyat N ning biror qiymatidan boshlab H kuchlanganlik qancha ortsa ham, R ortmaydi, bunisi grafikning gorizontaal qismiga mos keladi. Bu hodisa **magnit to‘yinishi** deb atalib, uni A.G.Stoletov kashf etgan. R bilan H orasidagi bog‘lanishning bunday tavsifini quyidagicha izohlash mumkin: dastlab kuchayib borayotgan magnitlovchi maydon ta‘sirida molekulyar magnit momentlarning maydon bo‘ylab oriyentirlanish darajasi o‘sa boradi, ammo oriyentirlanmay qolgan momentlar soni tobora kamayib borgan sari, bu effektning o‘shish sur‘ati ham susaya boradi; nihoyat hamma molekulyar momentlar maydon bo‘ylab oriyentirlanib bo‘lgandan keyin R ning o‘shishi to‘xtaydi, to‘yinish hodisasi ro‘y beradi.

B magnit induksiya bilan $H_0=H$ magnitlovchi maydon orasidagi bog‘lanish yuqoridagiga o‘xshash grafik bilan ifodalanadi. Biroq bu grafikning gorizontaal qismi bo‘lmaydi (131-rasm), chunki $B=H+H'$ to‘yinish sharoitida H' o‘zgarmaydi, lekin H ortishi bilan B chiziq o‘sa boradi.



132-rasm.

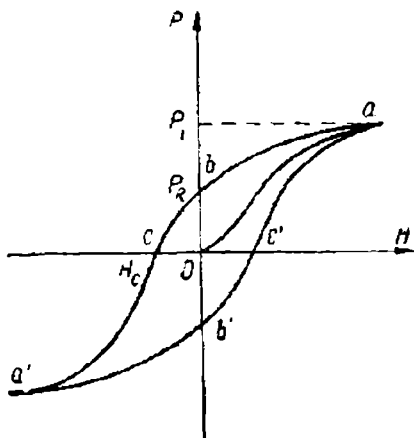
μ magnit singdiruvchanlik bilan H orasidagi bog‘lanish shu bilan tavsiflanadiki, magnitlovchi maydon kuchlanganligi ortishi bilan μ yoki dastlab tez sur‘at bilan o‘sadi, so‘ngra maksimumga erishgach, kamaya boradi. Magnitlovchi maydonning katta qiymatlarida μ ning qiymati birga, x esa nolga intiladi. 132-rasmda temir uchun μ ning H maydon

kuchlanganligining funksiyasi sifatida o'zgarish egri chizig'i ko'rsatilgan. Bu bog'lanishni Stoletov topgan edi, μ kattalik H magnitlovchi maydonning shunday katta qiymatlaridagina birga intiladiki, bu qiymatlarda

$$B=H+H' \quad (10.7)$$

ifodada molekulyar maydon kuchlanganligi H' ni H ga nisbatan nazarga olmasa ham bo'ladi.

Gisterezis hodisasi ferromagnetiklarning juda muhim o'ziga xos xususiyatidir. Gisterezis hodisasining mohiyati shundan iboratki, R magnitlanish magnitlovchi maydonning ayni paytda kuchlanganligigagina bog'liq bo'lib qolmasdan kuchlanganlikning ilgari qanday bo'lganiga ham bog'liq bo'ladi. 133-rasmda R bilan H orasidagi bog'lanish grafigi keltirilgan. Egri chiziqning $O\alpha$ tarmog'i ferromagnetikning birinchi magnitlanishida R magnitlanishning H ga bog'liq ravishda o'sishini ko'rsatadi. Bund

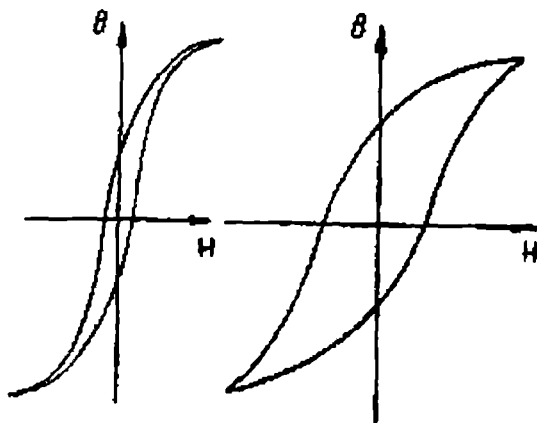


133-rasm.

Agar to'yinish ro'y bergandan keyin H maydon kuchlanganligini kamaytira boshlasak, R magnitlanish αO egri chiziq bo'ylab emas, balki yangi ab egri chiziq bo'ylab kamayadi; orqaga qaytishda H ning o'sha qiymatlariga R ning katta qiymatlari mos keladi. $H=0$ bo'lganda magnitlanish yo'qolmaydi, Ob kesma bilan ifodalanuvchi R_R qoldiqda magnitlanish saqlanib qoladi. R ni yana kamaytirish uchun H magnitlovchi maydonning yo'nalishini teskari tomonga o'zgartirish kerak. Maydonning ma'lum bir $H=H_s$ qiymatida R magnitlanish yo'qoladi. H_s ning qiymati *koersitiv* kuch deb ataladi, bu qiymat rasmdagi Os kesma bilan ifodalanadi. Teskari yo'nalgan H maydon yana orta borganda teskari ishorali magnitlanish hosil bo'ladi. Bunda ham magnetik ma'lum a' nuqtada to'yinadi. Endi H magnit maydonni qaytadan orttirsak, u holda R ning H ga bog'lanishi $a'v's'\alpha$ simmetrik egri chiziq bilan tasvirlanadi — odatda aytilishicha, gisterezis sirtmog'i bekiladi.

Turli ferromagnit moddalarining gisterezis egri chiziqlari turlicha bo'ladi. Texnikada ishlatish uchun turli xildagi gisterezislar kerak bo'ladi.

Odatda, magnit materiallar «yumshoq» — koersitiv kuchi kichik boʻlgan va «qattiq» — koersitiv kuchi katta boʻlgan materiallarga ajratiladi. Yumshoq magnit materiallar qatoriga temir, kremniyli poʻlat va temirning nikel bilan qotishmalari kiradi; bu xil materiallar, masalan, transformatorlarning oʻzaklarini yasashda ishlatiladi. «Qattiq» magnit moddalarga uglerodli poʻlat va maxsus poʻlatlar kiradi. «Qattiq» materiallar doimiy magnitlarni yasashda ishlatiladi. 134-rasmda «yumshoq» (a) va «qattiq» (b) materiallarga xos gisterezis egri chiziqlari koʻrsatilgan.



134-rasm.

8-jadvalda bir necha tipik yumshoq magnit materiallar uchun μ_{max} maksimal magnit singdiruvchanlik, R , maksimal magnitlanish va H_s koersitiv kuchning qiymatlari berilgan. Bunda maksimal qiymatlanish R , ning 4π na koʻpaytirilgan qiymati berilgan va R magnitlanish $B=H_0+4\pi R$, munosabat bilan bogʻlangandir.

8-jadval

Tipik «yumshoq» magnit materiallarning xususiyatlari

Modda	μ_{max}	$4\pi R$, gausslarda	N_s erstedlarda
Temir (sof)	5000	21500	1,0
Kremniyli temir	10000	20000	0,2
Permalloy	100000	16000	0,05
Supermalloy	900000	8000	0,004

9-jadvalda ba'zi tipik qattiq magnit materiallar uchun $4\pi R$, ning son qiymatlari $4\pi R_R$ ning va H_S – koersitiv kuchning qiymatlari berilgan.

9-jadval

Tipik «qattiq» magnit materiallarning xususiyatlari

Modda	gausslarda	gausslarda	N_s erstedlarda
Ugkrodli po'lat	10000	20000	42
Volframli po'lat	10500	16500	65
Kobaltli po'lat	9000	16300	250
"Magniko"	12500	14000	575

11. Ferromagnetizmning tabiati

Ferromagnetizm moddaning qattiq fazasiga xos hodisadir. Ferromagnit elementlarning erkin atomlari biror maxsus magnit xossalarga ega emas.

Paramagnetiklar hozirgi vaqtda hosil qilinishi mumkin bo'lgan magnit maydonlarda to'yinish holatidan ancha uzoqda bo'ladi. Bu fakt molekulalarning hatto eng kuchli maydonlarda ham to'la oriyentirlanmasligini ko'rsatadi. Ferromagnetiklar esa, aksincha, nisbatan oson to'yinadi.

Har qanday ferromagnetik uchun shunday $T=\Theta$ temperatura mavjudki, bu temperaturada moddaning ferromagnetik xossalari butunlay yo'qoladi. Bu Θ temperatura Kyuri temperaturasi yoki Kyuri nuqtasi deb yuritiladi. Kyuri nuqtasidan yuqori temperaturalarda ferromagnetik o'zini xuddi oddiy paramagnetik jism singari tutadi. Odatdagi paramagnetiklarning x magnitlanish koeffitsiyenti temperaturaga quyidagi qonun bo'yicha bog'langan:

$$x = \frac{S}{T}, \quad (11.1)$$

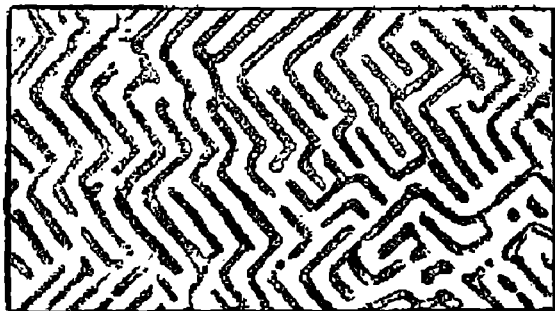
bunda, S – berilgan modda uchun doimiy (**Kyuri doimiysi**), ferromagnetiklar uchun esa Kyuri nuqtasidan yuqori temperaturalarda:

$$x = \frac{S}{T} - \Theta, \quad (11.2)$$

bog'lanish o'rinlidir.

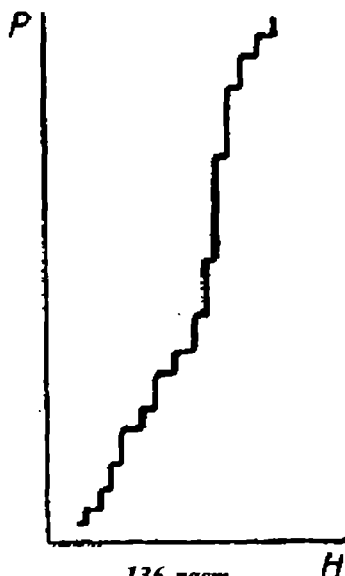
Jismlarning ferromagnit xossalarini tushuntirish sohasida birinchi marta 1892-yilda rus fizigi **B.L.Rozing** ish olib borgan. U

ferromagnetiklar ichida «qo'shimcha molekulyar magnit maydonlar» bor deb faraz qilgan edi. Bu qo'shimcha maydonlarni ferromagnetikning o'z-o'zidan magnitlangan kichik sohalar hosil qiladi. Tashqi maydon ta'siri bo'lma-ganda bunday alohida sohalarining magnitlanish vektorlari ixtiyoriy ravishda oriyentirlangan bo'lib, umuman olganda, bir-birlarini kompensatsiyalay turadi. Tashqi maydon bo'lganda esa alohida sohalarining magnitlanish vektorlari shunday buriladiki, bunda ular bir-birlarini



135-rasm.

kuchaytirib, qo'shimcha maydon hosil qiladi.



136-rasm.

Bu gipoteza keyinchalik (1907-y.) Veys tomonidan rivojlantirildi; zamonaviy qarashlarga ko'ra, ferromagnetiklarda o'z-o'zidan to'yinishgacha magnitlangan kichkina sohalar mavjuddir. Tashqi maydon bo'lmaganda bu «o'z-o'zidan magnitlangan sohalar» tartibsiz oriyentirlangan bo'ladi. Tashqi maydon alohida molekulalarni emas, balki ana shu «o'z-o'zidan magnitlangan sohalarini» oriyentirlaydi va shunday qilib, ferromagnetikni kuchli ravishda, hatto to'yinishga qadar magnitlashi mumkin. N.S.Akulov bilan M.V.Dextyar silliqilgan sirtga sepilgan magnit kukuni yordami bilan magnitsizlangan ferromagnetikdagi o'z-o'zidan magnitlangan sohalarining chegaralarini ko'rsatuvchi shakllarni hosil

qiladilar (135-rasm). O'z-o'zidan magnitlangan sohalarining mavjudligini zaif maydonlarda magnitlanish egri chizig'ining sakrab-sakrab o'zgarishi ham tasdiqlaydi. Tashqi maydon asta-sekin o'sa borganda, magnitlanish egri chizig'ining keskin o'sadigan sohasida ferromagnetning magnitlanishi sakrab-sakrab o'sadi (136-rasm). Alohida sohalar magnitlanishining oriyentatsiyasi to'satdan o'zgarishi natijasida shunday bo'ladi.

V.K.Arkadyev magnitlanishning sakrab-sakrab o'zgarishini aniqlashning sodda akustik usulini ishlab chiqdi. O'z-o'zidan magnitlanish sohalarining mavjudligi nuqtai nazariga ko'ra gisterezis hodisasiga sabab, umuman alohida sohalar oriyentatsiyasining o'zgarishiga xalaqit beruvchi o'ziga xos «ishqalanish» borligi deb izohlash mumkin. Magnitlovchi maydon ta'siri to'xtagandan keyin bu ishqalanish tufayli o'z-o'zidan magnitlangan sohalar ma'lum darajada oriyentirlangan holda qoladi. O'z-o'zidan magnitlangan sohalarining to'la ravishda tartibsiz oriyentirlanishiga «koersitiv kuch» xalaqit beradi. Bu kuchni yengish uchun moddaga teskari yo'nalgan maydon bilan ta'sir qilish va uni shu yo'l bilan magnitsizlash kerak.

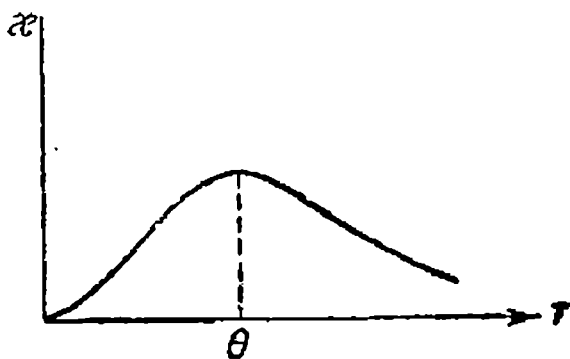
Jismni silkitganda magnitsizlanishi bu nuqtai nazarni tasdiqlaydi. Qoldiq magnitlanish, shuningdek jismni qizitganda ham (**Kyuri nuqtasida**) yo'qoladi, biz buni yuqorida aytib o'tgan edik.

Hozirgi zamon texnikasida **ferritlar** deb ataluvchi magnit moddalar katta rol o'ynaydi. Bular quyidagi tipdagi kimyoviy birikmalardir: $MeO \cdot Fe_2O_3$, bunda, $Me - Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd$ metallarning bittasi yoki ikkitasi, masalan, $CuO \cdot Fe_2O_3$ yoki $NiOZnO \cdot Fe_2O_3$ va hokazo.

Ferritlar — yumshoq ferromagnetiklar. Shu bilan birga ular elektr xususiyatlari jihatidan $10^2-10^8 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ tartibidagi yuqori Om qarshilikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlardir. Ferritlarning keyingi xususiyati ulardan elektrotexnikada foydalanish muhimligidadir, chunki ularda zararli uyurma toklar hosil bo'lmaydi. Ferritlardan transformatorlarning o'zaklari, induksion g'altaklarning sterjenlari va hokazolar tayyorlanadi.

Antiferromagnetiklar magnetiklarning alohida xilidir. Berilgan ferromagnetik uchun xos bo'lgan muayyan Θ temperaturadan yuqoriroq T temperaturada bo'lgan antiferromagnetiklar odatdagi paramagnetiklar

bo'ladilar, ularning χ magnitlanish koeffitsiyentlari T temperatura kamayishi bilan orta boradi; bu temperaturadan pastroqda χ koeffitsiyent temperatura kamayishi bilan kamaya boradi va $T \rightarrow 0$ da χ ham nolga intiladi (137-rasm). Θ temperatura past temperaturalar sohasida



137-rasm.

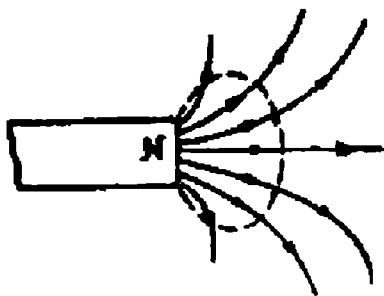
joylashgan. $CoCl_2$, $CrCl_3$, Cr_2O_3 va boshqa tuzlar antiferromagnetiklarga misol bo'ladi.

Antiferromagnetiklarning xossalarini nazariy ravishda faqat kvant mexanika qonunlariga asoslanibgina tushuntirish mumkin.

12. Elektrostatik va magnit maydonlar orasidagi o'xshashlik

Magnetizm haqidagi ta'limot tarixda dastlab doimiy magnit haqidagi ta'limot sifatida maydonga chiqdi. Rivoyatlarga qaraganda kichik Osiyodagi podachilar Magneziya shahri yaqinidan topilgan temirtosh parchalarining bir-biriga tortilishini payqaganlar. Magneziya shahrining nomidan magnit so'zi kelib chiqqan. Magnit temirtoshning parchalarida sezilarli darajada qoldiq magnetizm bo'ladi. Tabiatda uchraydigan doimiy magnit ana shu temirtoshning o'zginasidir.

Elektrostatik va magnit hodisalar orasida chuqur tafovut borligini ko'rib o'tdik. Elektrostatik zaryadlar mavjud: elektrostatik maydonning kuchlanganlik chiziqlari bir zaryaddan boshlanib, boshqa bir zaryadlarda tamom bo'ladi yoki cheksizlikka qarab ketadi. Magnit maydon esa elektr toklar atrofida paydo bo'ladi, magnit kuchlanganlik chiziqlari tokni berk egri chiziq singari o'rab oladi yoki cheksizlikka qarab ketadi; hech qanday real magnit zaryadlari yo'q. Faqat solenoid yoki to'g'ri doimiy magnitning magnit maydoni bilan elektr dipolning maydonini o'xshatish mumkin, xolos.



138-rasm.

O'zaro ta'sir kuchining ta'sirlashuvchi jismlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionallik qonuni kuchlanganlik chiziqlari bir tekis radial taqsimlangan maydonga tegishlidir. Elektr zaryadli jismlarning o'z o'lchovlariga nisbatan katta masofalarda hosil qilgan maydon kuchlanganlik chiziqlari xuddi ana shunday taqsimlanadi; shunga muvofiq, zaryadli jismlarning

o'lchovlari ular orasidagi masofalarga nisbatan ancha kichik bo'lgan hollardagina Kulon qonuni ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini juda aniq ifodalaydi. Toklarning yoki doimiy magnitlarning hech qanday kombinatsiyasi bilan magnit kuchlanganlik chiziqlari radial tekis taqsimlangan magnit maydon hosil qilishi mumkin emas. Uzun va ingichka magnitning qutbi yaqinidagi faqat chekli (138-rasmda punktir

chiziq bilan o'ralgan) sohadagina kuchlanganlik chiziqlari radial tarqaladi. Shunga ko'ra, biz hozir ta'kidlab o'tganimizdek, Kulon qonuni magnit qutblarining o'zaro ta'siriga nisbatan qo'llanilganda uning ma'nosi ancha chegaralangan bo'ladi.

Elektrostatik maydon haqidagi ta'limotda bo'shliqdagi elektrostatik maydonning E kuchlanganligi deb q zaryadga ta'sir etuvchi kuchni ifodalovchi kattalikni tushungan edik:

$$f = qE \quad (12.1)$$

Dielektrik mavjudligida uning qutblanishi natijasida qo'shimcha E' maydon hosil bo'ladi. Shuning uchun

$$E = E_0 + E' \quad (12.2)$$

bo'ladi, bu yerda E_0 erkin zaryadlar hosil qilgan maydon. ***D elektrostatik induksiya*** deb berilgan nuqtadagi E maydon kuchlanganlik vektori bilan quyidagicha munosabatda bog'langan vektorni tushungan edik:

$$D = \epsilon E \quad (12.3)$$

Qutblangan dielektrikning holatini qutblanish vektori

$$R_e = \chi E' \quad (12.4)$$

bilan tavsiflagan edik.

χ_e qutblanish koeffitsiyenti bilan dielektrik konstanta o'zaro $\epsilon = 1 + 4\pi\chi_e$ munosabat bilan bog'langan; shu munosabatga binoan (12.3) va (12.4) formulalardan quyidagini topamiz:

$$D = E + 4\pi R_e \quad (12.5)$$

Agar dielektrik bir jinsli bo'lib, maydon egallagan fazoni batamom to'ldirib tursa, barcha dielektriklar uchun qo'shimcha maydon kuchlanganligi E_0 ga teskari yo'naladi va quyidagi tenglikni qanoatlantiradi;

$$E' = -4\pi R_e \quad (12.6)$$

Bunday holat (12.2) va (12.5) formulalarni taqqoslab, $D=E_0$ tenglikni hosil qilamiz, ya'ni maydon egallagan fazoni batamom to'ldirib turgan bir jinsli dielektrikda D elektrostatik induksiya vektori erkin zaryadlarning bo'shliqda hosil qiladigan E_0 elektrostatik maydon kuchlanganligiga teng ekan. Umumiy holda ular bir-biriga teng bo'lmaydi.

Magnit hodisalari sohasida yuqorida ko'rsatganimizdek, bo'shliqda tok elementiga

$$\Delta f = H_0 I \Delta l \sin \alpha \quad (12.7)$$

kuch ta'sir etadi, bu yerda, H_0 – bo'shliqdagi magnit maydon kuchlanganligi. Magnetik bo'lganida to'la kuchlanganlik o'tkazgichlardan oqayotgan toklar hosil qilgan H_0 maydon kuchlanganligi bilan magnitlangan magnetik hosil qilgan qo'shimcha H kuchlanganlikdan iborat bo'ladi:

$$B = H_0 + H' \quad (12.8)$$

Magnetikdagi **H magnit maydon kuchlanganligi** deb berilgan nuqtadagi B magnit induksiya vektori bilan

$$H = \frac{1}{\mu B} \quad (12.9)$$

munosabatda bog'langan vektor tushuniladi.

Magnetikning holati magnitlanish vektori bilan tavsiflanadi:

$$R_m = x_m H = \frac{x_m}{\mu B} \quad (12.10)$$

Magnitlanish koeffitsiyenti x_m magnit singdiruvchanlik m bilan $m = 1 + 4\pi x_m$ munosabatda bog'langan. Bu munosabatga asosan (12.9) va (12.10) formulalardan quyidagi kelib chiqadi:

$$H = B - 4\pi R_m \quad (12.11)$$

Bir jinsli magnetik maydon egallab turgan fazoni batamom to'ldirgan bo'lsa, qo'shimcha H' maydon kuchlanganligi H_0 yo'nalishga teskari ham, H_0 yo'nalish bo'ylab ham yo'nalishi mumkin. Ikkala holda ham

$$H' = 4\pi R_m \quad (12.12)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

Bunday holda (12.8) va (12.11) formulalarni taqqoslasak, $H=H_0$ ekanligini topamiz. Biroq shuni nazarda tutish kerakki, maydon egallab turgan fazoni batamom to'ldirgan bir jinsli magnetik uchungina magnetikdagi magnit maydonning $H=I/\mu V$ kuchlanganligi o'tkazgichlarda oqayotgan toklarning bo'shliqda hosil qilgan magnit maydonning H_0 kuchlanganligiga teng bo'ladi.

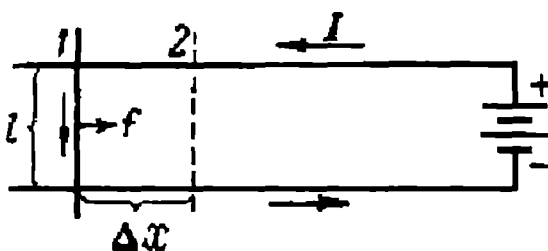
Bir jinsli bo'lmagan magnetik uchun umumiy holda bunday moslik o'rinli bo'lmaydi, haqiqatan ham, bir jinsli bo'lmagan magnetikdagi magnit maydonning H kuchlanganligi simlarda oqayotgan toklar hosil qilgan va **Bio-Savar-Laplas formulasi** yordamida aniqlanadigan magnit maydonning H_0 kuchlanganligiga teng emasligiga ishonch hosil qilish oson.

Dielektriklar diamagnit moddalarga o'xshaydi. Ko'pchilik moddalarda e dielektrik konstanta H ga bog'liq emas, shunga muvofiq, elektrostatikada ko'pchilik jismlarda gisterezis va elektrostatik qutblanish qoldig'i bo'lmaydi; bundan gisterezis va elektrlanish qoldig'iga ega bo'lgan va shu xususiyatlari bilan ferromagnit jismlarga o'xshaydigan segnet tuzi va titanning ayrim tuzlari mustasnodir.

13. Magnit maydonda tokli konturni ko'chirishda bajarilgan ish

Bizda to'g'ri chiziqli l uchastkasining qo'zg'aluvchan konturi bor bo'lsin (139-rasm).

Bu kontur kitobxondan rasm tekisligiga tomon perpendikulyar yo'nalgan bir jinsli magnit maydonda turibdi, deb faraz qilamiz. Demak, B induksiya vektori o'zgarmas bo'lib, l uchastkaga perpendikulyar yo'nalgan. Chap qo'l qoidasidan foydalanib, konturning qo'zg'aluvchan l uchastkasiga o'ng tomonga yo'nalgan f kuch ta'sir etishini topamiz. $\sin\alpha=1$ bo'lgani uchun bu kuchning kattaligi quyidagicha bo'ladi:



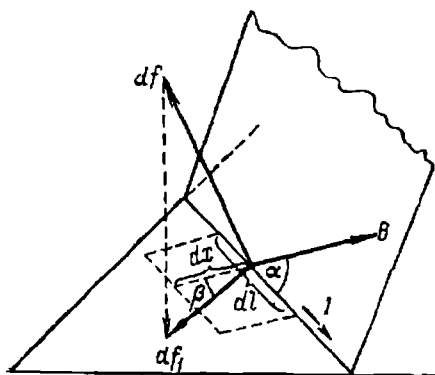
139-rasm.

$$F=IBl \quad (13.1)$$

Shunday qilib, magnit maydonda tokli uchastkani ko'chirishda bajariladigan mexanik ish uchastkadagi tok kuchi bilan shu uchastka

kesib o'tgan magnit induksiya oqimining ko'paytmasiga teng ekan.

Olingan natijani ixtiyoriy maydon uchun va kontur bilan maydon o'zaro ixtiyoriy vaziyatda oriyentirlangan hol uchun umumlashtirish mumkin.

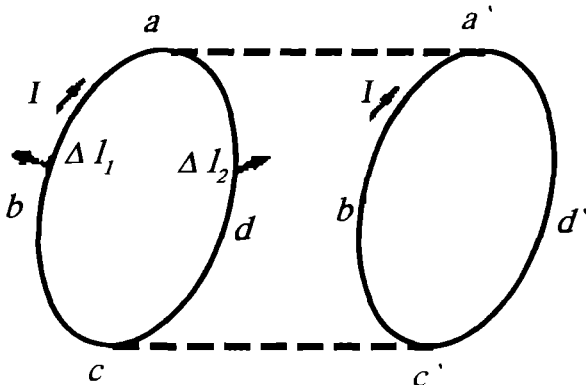


140-rasm.

hisoblashga tadbiq qilish mumkin. Bunda, quyidagi shart bajarilishi, ya'ni konturning ko'chish vaqti mobaynida undagi tokning kuchi o'zgarmay qolishi kerak. Bu ishni hisoblash uchun, ravshanki, konturni fikran alohida uchastkalarga ajratish va shu uchastkalarga

Tokli konturning kichik dl uchastkasini olamiz va shu uchastkaning ko'chib o'tgan yo'lini mayda dx bo'laklarga bo'lib chiqamiz: dl va dx uchastkalar shu qadar kichikki, ularning ichida induksiya vektori o'zgarmaydi deb hisoblaymiz. B vektor dl ning yo'nalishi bilan ixtiyoriy a burchak tashkil qilsin (140-rasm).

Olingan natijani magnit maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajariladigan ishni



141-rasm.

qo'yilgan kuchlar bajargan ishlarning yig'indisini olish kerak. 141-rasmda 1 vaziyatdan 2 vaziyatga ko'chgan tokli kontur tasvirlangan. Kontur rasm tekisligi bo'ylab ko'chayotgan bo'lsin, magnit maydon esa kitobxondan rasm tekisligiga perpendikulyar yo'налgan

bo'lsin; konturda tok soat strelkasi bo'ylab oqadi.

Endi ba'zi xususiy hollarni ko'rib chiqamiz:

1. Bir jinsli magnit maydonda ramkani burishda bajariladigan ish. Yuzasi S bo'lgan yassi konturni qaraylik. Bu konturda o'zgarmas I tok oqayotgan bo'lsin. Ramka tekisligiga N normal o'tkazamiz. Bu normalning musbat yo'nalishi konturdagi tokning yo'nalishi bilan parma qoidasiga muvofiq bog'langan bo'lsin. N normal magnit

maydonning B induksiya chiziqlari yo'nalishi bilan α burchak tashkil qilsin, u vaqtda ramkaning yuzasi orqali o'tayotgan F induksiya oqimi bo'ladi:

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (13.2)$$

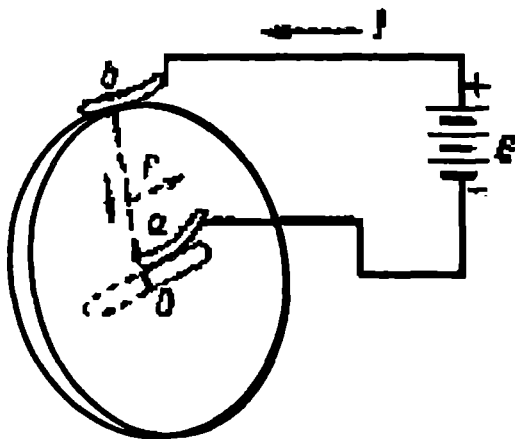
Ramkani burganda quyidagi ish bajariladi:

$$A = IBS(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1), \quad (13.3)$$

bu yerda: α_1 va α_2 – normalning mos ravishda ramka burilguncha va burilgandan keyin induksiya chiziqlari bilan tashkil qilgan burchaklari. $IS = r_m$ ramkaning magnit momenti ekanligini esga olsak, (13.3) ifodadan quyidagini yozish mumkin:

$$A = r_m B(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (13.4)$$

2. Sirpanuvchi kontaktli diskni aylantirishda bajariladigan ish. Metall disk magnit maydonning kuch chiziqlariga normal holatda joylashtirilgan bo'lsin. Disk o'zining markazidan o'tgan va kuch chiziqlariga parallel bo'lgan O o'q (142-rasm) atrofida aylana oladi. Diskka sirpanuvchi a va b kontaktlar yordamida berilgan tok uning radiusi bo'ylab yo'naladi.



142-rasm.

Agar magnit maydon rasmning orqasiga qarab yo'nalgan va tok diskning radiusi bo'ylab yuqoridan pastga oqayotgan bo'lsa, u vaqtda maydon tokka

o'ng tomonga yo'nalgan kuch bilan ta'sir qiladi va natijada disk aylana boshlaydi. Bunda H tok konturi orqali o'tayotgan induksiya oqimi o'zgarmaydi, lekin shunga qaramasdan ish bajariladi. Ish bajarilishiga sabab shuki, bu yerda tok muayyan simlar bo'ylab emas, balki uzluksiz aylanayotgan diskning turli radiuslari bo'ylab oqadi. Disk cheksiz kichik $\Delta\phi$ burchakka burilganda, tok oqayotgan radius ham $\Delta\phi$ ga burilib

$$\Delta S = \left(\frac{l}{2P^2} \right) \Delta \varphi \quad (13.5)$$

yuzani chizadi deb olish mumkin, bu yerda R – diskning radiusi. Bu yuzadan o'tgan induksiya oqimi $\Delta \Phi = B \Delta S$ bo'ladi. Disk uzluksiz aylanganda yangi-yangi radiuslar kontaktlarga kelib tegaveradi va ular bosib o'tgan umumiy yuza quyidagi yig'indi bilan ifodalanadi:

$$S = \Sigma \left(\frac{l}{2R^2} R^2 \right) \Delta \varphi = \left(\frac{l}{2} \right) R^2 \Sigma \Delta \varphi \quad (13.6)$$

Disk bir aylanib chiqqanda $\Sigma \Delta \varphi = 2\pi$, bundan $S = \pi R^2$ bo'ladi va induksiya oqimining o'zgarishi

$$\Phi_2 - \Phi_1 = BS = \pi R^2 B \quad (13.7)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

14. Magnit zanjirining qonunlari

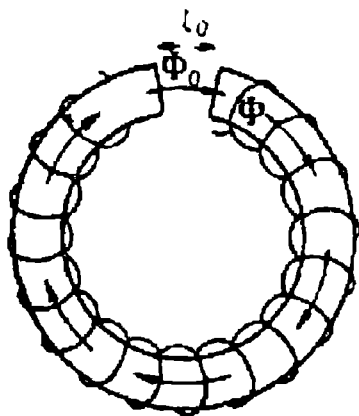
Magnit induksiya oqimi o'tayotgan magnetiklar to'plami *magnit zanjiri* deb ataladi. Agar oqim bir muhitdan ikkinchi muhitga to'liq o'tsa, birinchi va ikkinchi muhitdagi magnit induksiya oqimlari ketma-ket ulangan deyiladi; agar oqim alohida qismlarga tarmoqlansa va qismlar yana qaytib bir-birlariga qo'shilsa, oqimning ana shu tarmoqlari parallel ulangan bo'ladi.

Tarmoqlanmagan magnit zanjiriga toroid o'ramlarini kesib o'tayotgan Φ induksiya oqimi misol bo'la oladi. O'ramlar soni N , o'qining uzunligi l , ko'ndalang kesimi S bo'lgan toroidni qaraylik. O'ramlar o'ralgan o'zak materialning magnit singdiruvchanligi μ bo'lsin. O'ramda oqayotgan tokning kuchi I bo'lsin. Toroidning ko'ndalang kesimini kesib o'tayotgan Φ oqimning ifodasini yozaylik. Maydonni bir jinsli va toroidning o'qiga parallel yo'nalgan deb qabul qilib, quyidagini topamiz:

$$\Phi = SB = \mu HS \quad (14.1)$$

Magnit yurituvchi kuch va magnit qarshilik kabi kattaliklarning kiritilishi elektr va magnit zanjirlar orasidagi rasmiy o'xshashliklar aslida bundan ham chuqurroq ekanligi bilan oqlanadi. Buni ko'rsatish

uchun magnit zanjirining ketma-ket ulangan qismlarini qarab chiqamiz. Oqimlarning ketma-ket ulanishiga yuqorida ko'rilgan toroid misol bo'la oladi. Buning uchun biz ana shu toroidning uzunligi l_1 va magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan o'zagini uzunligi l_0 va magnit singdiruvchanligi μ_0 bo'lgan havo tirqishi (143-rasm) bor deb faraz qilamiz. Quyida bu tirqish oqim kattaligini ancha o'zgartirishini ko'ramiz.



143-rasm.

Bu misolda oqimni aniqlash uchun toroidning o'rta chizig'idan iborat kontur bo'yicha H vektorining sirkulyatsiyasi ifodasidan foydalanamiz. Bu kontur o'rab turgan to'la tok IN ga teng, shunday qilib, quyidagini topamiz:

$$\oint H_1 dl = 4\pi IN \quad (14.2)$$

Toroid ichida magnit maydonning yo'nalishi bir xil bo'lgan uzun o'zakdagi va tirqishdagi kuchlanganliklarni mos ravishda H va H_0 bilan belgilab, quyidagini topamiz:

$$4\pi NI = Hl_1 + H_0l_0 \quad (14.3)$$

yoki H va H_0 kuchlanganliklar o'rniga $B = \mu H$ va $B_0 = \mu_0 H_0$ magnit induksiyalarni kiritsak:

$$4\pi NI = \frac{B}{\mu} l_1 + \frac{B_0}{\mu_0} l_0 \quad (14.4)$$

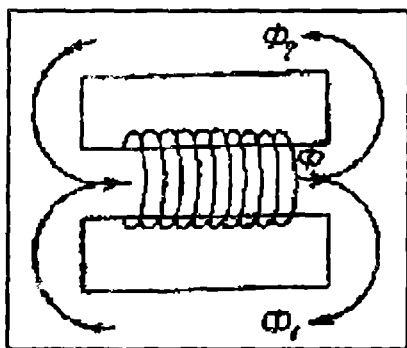
Bu munosabatga Φ oqimni kiritamiz. Φ oqim o'zak ichida ham, tirqishda ham bir xil bo'ladi.

S — toroid o'ramlarining ko'ndalang kesimi va S_0 tirqishning oqim o'tayotgan qismining ko'ndalang kesimi bo'lsin, u holda

$$B = \frac{\Phi}{S} \quad B_0 = \frac{\Phi}{S_0} \text{ bo'ladi.}$$

Oqim Φ yana ξ_m magnit yurituvchi kuchning R_m magnit qarshilikka nisbati bilan ifodalanayotgan, bunda zanjirning R_m

magnit qarshiligi uning ketma-ket ulangan qismlarining magnit qarshiliklari yig'indisiga teng.



144-rasm.

Endi magnit zanjiri parallel tarmoqlangan holni qaraylik. Bunday tarmoqlanish sxemasi 144-rasmda tasvirlangan.

Zanjirning o'rta qismida $\xi_m = 4\pi NI$ magnit yurituvchi kuchni vujudga keltiruvchi o'ram bo'lsin. Zanjirning o'rta qismidagi Φ induksiya oqimi zanjirning boshqa ikkita qismidagi Φ_1 va Φ_2 oqimlarga ajraladi, demak,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (14.5)$$

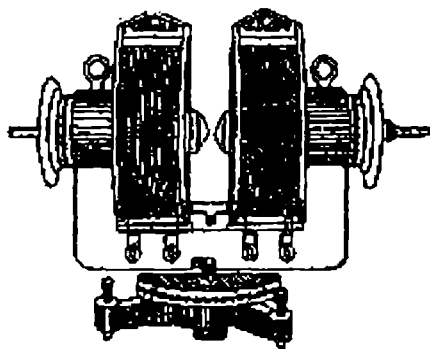
Parallel ulangan qismlarning har biri uchun quyidagi munosabatlar o'rinalidir:

$$\Phi_1 = \frac{\xi_m}{r_{m1}}, \quad \Phi_2 = \frac{\xi_m}{r_{m2}}$$

bu yerda r_{m1} va r_{m2} oqimlar ξ_m — umumiy magnit yurituvchi kuch. $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ bo'lgani uchun

$$\Phi = \xi_m \left(\frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \right) \frac{\xi_m}{R_m} \quad (14.6)$$

Ana shunday o'zakli toroid halqasimon elektromagnit bo'ladi.

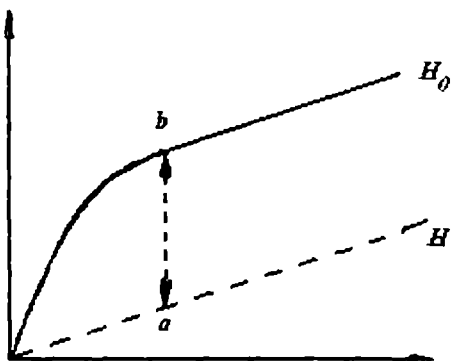


145-rasm.

Odatda, laboratoriyalarda ishlatiladigan elektromagnitlar bir oz boshqacha ko'rinishda bo'ladi, biroq temir o'zakning ishlatilishi samarali bo'lishi uchun magnit zanjiri deyarli berk va havo tirqishi yuqoridagidek tor bo'lishi kerak. 145-rasmda laboratoriyalarda ishlatiladigan elektromagnitlarning bir turi tasvirlangan. Elektromagnitlarda o'zakning rolga to'g'ri baho berish uchun

odatda o'zak yasaladigan temirning μ magnit singdiruvchanligi maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lishini va, shu sababli, maydon kuchlanganligi o'zgarishi bilan o'zakning roli ham o'zgarishini esda saqlash lozim.

Elektromagnitning magnit zanjiridagi tirqish tor bo'lsa undagi magnit maydonining H_0 kuchlanganligi son jihatdan o'zakdagi B induksiyaga teng bo'ladi, B bilan o'zak ichidagi maydon kuchlanganligi H orasidagi bog'lanishning tabiati rasmlarda tasvirlangan. O'zak ichidagi maydonning H kuchlanganligi elektromagnit o'ramidan oqayotgan I tok



146-rasm.

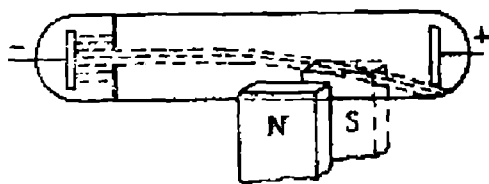
kuchiga proporsionaldir. Shunga ko'ra, B bilan, demak, tirqishdagi maydon kuchlanganligi H_0 bilan o'ramda oqayotgan I tok kuchi orasidagi bog'lanish 146-rasmdagiga o'xshash egri chiziq bilan tavsiflanadi. O'zagi ma'lum navli temirdan yasalgan biror elektromagnit uchun H_0 bilan I orasidagi bog'lanish 146-rasmda tasvirlangan. Xuddi shu rasmda H ning I tok kuchiga bog'liq ravishda o'sishini ko'rsatuvchi to'g'ri chiziq ham tasvirlangan. Agar elektromagnitda o'zak bo'lmaganda edi, uning hosil qilgan maydon kuchlanganligi H ga teng bo'lardi. Rasmdan ko'rinishicha, tok kuchi o'sishi bilan H_0 avval H ga qaraganda tezroq o'sadi; hali to'yinish yuz bermaganda va temirning magnit singdiruvchanligi μ katta bo'lganda o'sish shu yo'sinda boradi. To'yinish yuz bergandan keyin H_0 chiziqli o'sa boshlaydi; maydon kuchlanganligi H_0 hamma vaqt H dan bir xil ab bilan aniqlanuvchi kesmachaga katta bo'lib qolaveradi.

15. Magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi kuch

I tok oqayotgan Δl uzunlikdagi o'tkazgichga Amper qonuniga binoan kuchlanganligi H bo'lgan tashqi magnit maydoni

$$F = I \Delta l H \sin \alpha \quad (15.1)$$

kuch bilan ta'sir etishi ko'rsatilgan edi, bu yerda α — tokning yo'nalishi bilan magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi orasidagi

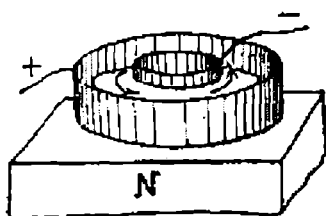


147-rasm.

burchak. Bu formulaga kiruvchi hamma kattaliklar *GGSM* sistemada o'lchanishi lozim. f kuchning yo'nalishi chap qo'l qoidasiga ko'ra topiladi. Lekin har qanday tok ham zaryadli zarralar —

elektronlar yoki ionlarning ko'chishidan hosil bo'ladi. Bundan tashqari magnit maydonda tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch magnit maydonning harakatlanayotgan alohida zaryadlarga ta'sir etuvchi kuchlaridan iboratdir, deb xulosa chiqarish tabiiydir. Bu xulosani bevosita kuzatish yo'li bilan tekshirish mumkin: agar ichida elektron shu'la hosil bo'layotgan nayni, masalan, doimiy magnit yordamida hosil qilingan tashqi magnit maydonga kiritsak, elektronlar shu'lasini chetga og'adi (147-rasm). Bunday og'ishni elektronlar shu'lasining flyuoressensiyalanadigan ekranda hosil qiladigan yorug'ning siljishidan osongina ko'rish mumkin. Havosi so'rib olingan nayning ichida elektronlar erkin harakatlanadi va magnit maydon kuchlari ta'sirida uning trayektoriyalari egrilanadi, xalos. Agar elektronlar yoki boshqa zaryadli zarralar yaxlit jism ichida harakatlanayotgan bo'lsa, bu zarralar jism atomlari bilan uzluksiz to'qnashishlari natijasida o'zlariga ta'sir etuvchi kuchni jismga uzatib turadi. Kuchlarning bunday uzatilishini 147-rasmida tasvirlangan aylanuvchi disk yordamida namoyish qilish mumkin.

Bu disk ichida elektronlar uning radiuslaridan biri bo'ylab harakatlanadi. Disk tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan magnit zarralarini chetga og'diradi. Elektronlarning atomlar bilan uzluksiz to'qnashib turishi sababli elektronlarga ta'sir etuvchi kuch diskka uzatiladi va disk aylana boshlaydi. Elektrolitik o'tkazuvchanlik bo'lganda ham shunga o'xshash tajriba o'tkazish mumkin. Buning uchun yon devorlari metallardan va tubi izolyatsiyalovchi materialdan yasalgan halqasimon idish olinadi. Idishning devorlari elektrodlar o'rini o'taydi. Devorlar orasidagi



148-rasm.

elektrolit orqali tok radial o'tadi. Elektrolitda tok qarama-qarshi tomonlarga yo'naluvchi ikkala ishorali ionlarning harakati natijasida hosil bo'ladi. Aytaylik, idishi uning tubiga perpendikulyar yo'nalgan magnit maydonga kiritilgan bo'lsin. Buning uchun idishni vertikal turgan to'g'ri magnitning uchiga o'rnatish mumkin (148-rasm). Bunda

harakatlanayotgan ionlarga magnit maydon tomonidan ionlarning harakat yo'nalishiga perpendikulyar va suyuqlikning sirtiga parallel yo'nalgan kuchlar ta'sir qiladi. Turli ishorali ionlar qarama-qarshi tomonlarga harakatlangani sababli ikkala ishorali ionlarga ham bir tomonga yo'nalgan kuchlar ta'sir etadi. Bu kuchlar ta'sirida ionlar o'z yo'lidan og'ib, suyuqlikni o'z ketidan ergashtiradi va suyuqlikda aylanma oqim hosil bo'ladi.

Endi harakatlanayotgan zaryadga magnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuchning ifodasini topaylik. Buning uchun tok oqayotgan, ya'ni zaryadlar harakat qilayotgan o'tkazgichning uchastkasiga ta'sir etuvchi kuchning (1) ifodasidan topamiz. I tok kuchi son jihatdan o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan vaqt birligida o'tgan zaryadlar soni p bo'lsa, u holda $I=ep$ bo'ladi. Ravshanki, $p=p_0v$, bu yerda p_0 – hajm birligida harakatlanayotgan zaryadlar soni, v – ularning tezligi va S – o'tkazgich ko'ndalang kesimining yuzasi. Demak, I ning ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$I=ep_0vS \quad (15.2)$$

I ning bu qiymatini (15.1) ga qo'yib quyidagini topamiz:

$$F=ep_0vS\Delta lH \sin\alpha \quad (15.3)$$

Bu kuch o'tkazgichning Δl uzunlikdagi uchastkasiga ta'sir qiladi, shuning uchun u o'tkazgichning tekshirilayotgan uchastkasida harakatlanayotgan hamma zaryadlarga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisiga teng bo'ladi: bu zaryadlarning soni $p'=p_0S\Delta l$. Bundan bitta zaryadga ta'sir etuvchi kuch

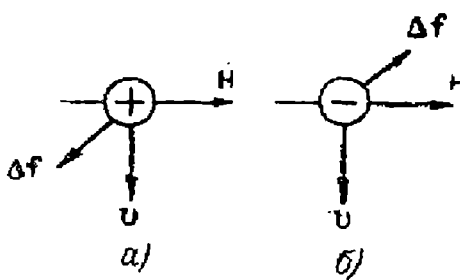
$$\Delta f = \frac{f}{p'} = \frac{f}{p_0} S \Delta l \quad (15.4)$$

Bu formuladagi f kuchning o'rniga uning ifodadagi qiymatini qo'yamiz:

$$\Delta f = ev\Delta H \sin\alpha \quad (15.5)$$

Bu formula kuchlanganligi H ga teng bo'lgan magnit maydonda v tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi kuchni ifodalaydi. (15.5) formula *Lorens formulasi* deb yuritiladi. $B=0$ bo'lganda Lorens formulasiga binoan $\Delta f=0$, bu tinch turgan zaryadga magnit maydon hech qanday ta'sir ko'rsatmasligini bildiradi.

Lorens formulasiga kiruvchi v tezlik deb zarraning Δf kuch va H maydon kuchlanganligi o'lchanadigan koordinatalar sistemasiga



149-rasm.

yoʻnalishi chap qoʻl qoidasiga muvofiq topiladi: agar toʻrt barmogʻimizni magnit maydonning kuch chiziqlari kaftimizga tik kiradigan qilib zaryad harakatlanayotgan tomonga yoʻnaltirsak, u holda Δf kuch 90° ga qayrilgan bosh barmogʻimiz boʻylab yoʻnaladi. Harakatlanayotgan zaryad manfiy boʻlsa, bu kuch qarama-qarshi tomonga yoʻnaladi (149-rasm).

Lorens kuchining kattaligi v tezlik bilan H magnit maydon kuchlanganligidan tashqari $\sin \alpha$ ga ham, yaʼni ularning bir-biriga nisbatan qanday yoʻnalganiga ham bogʻliq boʻladi. Zaryad H magnit maydon kuchlanganligi yoʻnalishiga perpendikulyar yoʻnalishda harakatlanganda taʼsir etuvchi kuch maksimal, maydon kuchlanganligi boʻylab harakatlanganda esa nolga teng boʻladi.

16. Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni

Tashqi magnit maydon harakatlanayotgan zaryadga taʼsir koʻrsatar ekan, oʻz navbatida, harakatlanayotgan zaryad ham atrofdagi fazoda magnit maydon hosil qiladi. Harakatlanayotgan zaryadlar oqimidan iborat boʻlgan elektr tokining atrofdagi fazoda magnit maydon hosil qilish faktiga asoslanib, shunday xulosa chiqarish mumkin. Harakatlanayotgan zaryad hosil qilayotgan maydon kattaligini Bio-Savar-Laplas formulasiga koʻra topish mumkin. Bu formulaga binoan Δl uzunlikdagi tok elementi oʻzidan r masofada yotgan nuqtada kuchlanganligi

$$\Delta H = I \left(\frac{\Delta l}{r^2} \right) \sin \alpha \quad (16.1)$$

boʻlgan magnit maydon hosil qiladi, bunda α - tok bilan r radius-vektor yoʻnalishlari orasidagi burchak.

Yana I tok kuchini harakatlanayotgan zaryadlar miqdori E , hajm birligidagi zaryadlar soni p_0 va zaryad tezligi v orqali ifodalanib, ya'ni $I = ep_0 v S$ deb olib, quyidagini topamiz:

$$\Delta H = ep_0 v S \left(\frac{\Delta l}{r^2} \right) \sin \alpha \quad (16.2)$$

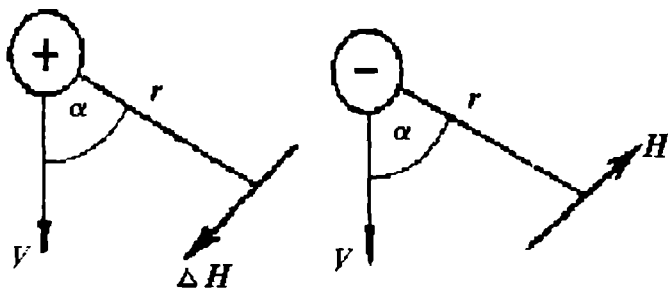
bu yerda S – o'tkazgichning ko'ndalang kesimi. O'tkazgichning biz tekshirayotgan elementida $p' = p_0 S \Delta l$ ta zaryadli zarra harakatlanadi, shuning uchun har biri

$$\Delta H = \left(\frac{ev}{r^2} \right) \sin \alpha \quad (16.3)$$

maydon kuchlanganligi hosil qiladi deyish mumkin.

Bu formulada zaryadning v tezligi uning ΔH koordinatalar sistemasiga nisbatan tezligidir.

Harakatlanayotgan zaryad hosil qilayotgan magnit maydonning kuchlanganlik chiziqlari v tezlik vektori bilan r radius-vektor yotgan tekislikka perpendikulyar yo'nalgandir. Harakatlanayotgan zaryad musbat bo'lsa, ΔH kuchlanganlikning yo'nalishi parma qoidasiga asosan topiladi; agar parmaning ilgarilanma harakati v tezlikning yo'nalishi bilan bir xil bo'lsa, parma dastasining aylanish yo'nalishi ΔN ning yo'nalishini ko'rsatadi; harakatlanayotgan zaryad manfiy bo'lganda ΔH yuqoridagi yo'nalishga teskari tomonga yo'naladi (150-rasm). (16.3) formulaning keltirilgan ko'rinishi undagi hamma kattaliklar birliklarining faqat bitta sistemasida (bunda *GGSM* sistemadami, *GGSE* sistemadami baribir) o'lchangandagina to'g'ri bo'ladi.



150-rasm.

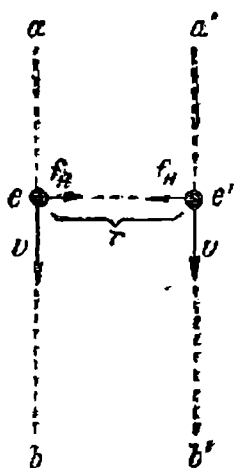
Bunga sabab shuki, Bio-Savar-Laplas formulasi *GGSM* sistemada ham, *GGSE* sistemada ham hech qanday son koeffitsiyentisiz

bo'loveradi. Amper formulasi faqat *GGSM* sistemada son ko'effitsiyentiga ega bo'lmaydi, shuning uchun Lorens ham faqat *GGSM* sistemadagina to'g'ri bo'ladi; *GGSE* sistemada uning o'ng tomoniga $1/S^2$ ko'effitsiyent kiritilishi kerak.

Agar aralash sistemadan foydalanib, e zaryadni *GGSE* birliklarda, ΔH ni erstcdlarda, v ni *sm/sek* larda, r ni santimetrlarda o'lchasak, u holda (16.3) formulaning o'ng tomoniga $1/S$ ko'effitsiyent kiritishimiz kerak:

$$\Delta H = \left(\frac{1}{S} \right) \cdot \left(\frac{ev}{r^2} \right) \sin \alpha \quad (16.4)$$

Ikkita zaryad bir vaqtda harakatlanganda ular orasida elektr o'zaro ta'sir kuchidan tashqari, magnit o'zaro ta'sir kuchi ham hosil bo'ladi, chunki bunda zaryadlarning har biri ikkinchisining atrofidagi fazoda hosil qilayotgan magnit maydonida harakatlanadi. Bu kuchlarni kattalik jihatdan bir-biri bilan taqqoslaylik. Buning uchun bir-biridan r masofada joylashgan bir xil ishorali katta e va e' zaryadlarni tekshiramiz. Ular Kulon qonuniga binoan o'zaro



151-rasm.

$$f_e = \frac{ee'}{r^2} \quad (16.5)$$

kuch bilan ta'sirlashadi. Kulon qonunining bu ko'rinishida birdan farqli proporsionallik ko'effitsiyenti yo'q; ya'ni bu qonun e va e' zaryadlar *GGSE* sistemada o'lchangan degan farazga asoslanib yozilgan.

Endi ikkala zaryad ab va $a'b'$ parallel to'g'ri chiziqlar (151-rasm) bo'ylab bir xil v tezlik bilan harakatlanmoqda deb faraz qilaylik. U vaqtda (16.4) formulaga binoan e zaryad ikkinchi zaryad turgan joyda *GGSM* sistemada ifodalangan kuchlanganligi

$$H = \frac{1}{S} \cdot \frac{ev}{r^2} \quad (16.6)$$

bo'lgan magnit maydon hosil qiladi. Bu maydon v va r vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyar yo'nalgandir. Lorens formulasiga ko'ra bu maydon e' zaryadga

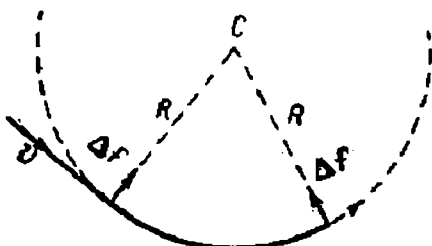
$$f_n = \frac{1}{S} e' v N = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{s} \right)^2 \quad (16.7)$$

kuch bilan ta'sir qiladi; bu kuch e zaryad tomonga yo'nalgan bo'ladi. e' zaryad ham o'z navbatida xuddi shu kattalikdagi kuch bilan e zaryadga ta'sir qiladi. Shunday qilib, doimiy tezlikda bir-biriga parallel harakatlanayotgan ikki zaryad, o'zaro Kulon kuchidan tashqari, qo'shimcha magnit kuchi bilan ham ta'sirlashar ekan.

17. Elektrostatik solishtirma zaryadni aniqlash

Lorens kuchining ifodasi harakatlanayotgan zarracha e zaryadning zarracha massasiga nisbatini aniqlashga imkon beradi. Bu e/m nisbat odatdagi solishtirma zaryad deb yuritiladi.

Vakuumda H tashqi magnit maydon (152-rasm, maydon kuchlanganligi rasm tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan) yo'nalishiga perpendikulyar tekislikda doimiy v tezlik bilan harakatlanayotgan zarralar oqimini ko'z oldimizga keltiraylik. U vaqtda zarraning v tezligi bilan H kuchlanganlikning yo'nalishlari orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng bo'ladi va zarraga doimiy



152-rasm.

$$\Delta f = \left(\frac{l}{S} \right) evH \quad (17.1)$$

kuch ta'sir etadi.

Bu kuch butun harakat davomida zarrachaning v tezlik vektoriga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Bunda shartga binoan, zarrachaga boshqa hech qanday kuch ta'sir etmagani sababli, tezlik kattalik jihatdan o'zgarmaydi va demak, zarrachaning trayektoriyasi doira yoyidan iborat bo'ladi. Agar bu doiraning radiusi R bo'lsa, zarrachaning markazga intilma tezlanishi v^2/R ga teng bo'ladi va Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra bu tezlanish bilan Δf kuch orasidagi bog'lanish quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$\Delta f = \frac{mv^2}{R} \quad (17.2)$$

Bu formulaga (17.1) formuladan Δf kuchning qiymatini qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$\left(\frac{1}{S}\right) = ev = \frac{mv^2}{R} \quad (17.3)$$

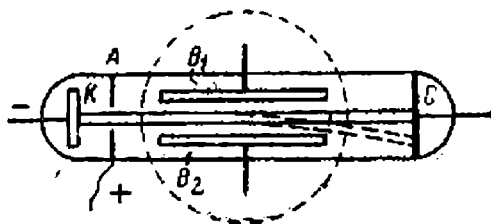
bundan zarrachaning solishtirma zaryadi uchun

$$\left(\frac{e}{m}\right) = \frac{S}{RH} \quad (17.4)$$

munosabat hosil bo'ladi.

Zarracha solishtirma zaryadining ifodasidan v tezlikni chiqarib yuborish uchun Tomson boshqacha usuldan foydalandi. Buning uchun Tomson zarrachalar oqimini ayni bir vaqtda magnit maydon va unga ko'ndalang yo'nalgan elektr maydon orqali o'tkazdi.

Elektronning solishtirma zaryadini aniqlashga doir Tomson o'tkazgan tajribaning sxemasi 153-rasmda tasvirlangan: K — katod, elektronlar manbai; A — elektronlar shu'lasini ajratuvchi diafragma. K bilan A orasiga elektronlarga u tezlik



153-rasm.

beruvchi potentsiallar ayirmasi berilgan. Elektronlar diafragmadan o'tgandan so'ng fazoda v tezlik bilan harakat qiladi. Punktir doira bilan magnit maydon hosil bo'lgan soha ko'rsatilgan.

Bu maydonning H kuchlanganligi rasm tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan. Magnit maydon elektromagnit tomonidan hosil qilinadi, elektromagnitning qutblari orasiga nay o'rnatilgan. B_1 va B_2 — ikkita parallel plastinka bo'lib, bu plastinkalar orasida elektr maydon hosil bo'ladi. S — fluoressensiyalanuvchi ekran, ekrandagi shu'lalanuvchi dog' katod nuri tushayotgan joyni ko'rsatadi.

Aytaylik, magnit maydonning yo'nalishi elektronlar shu'lasi pastga og'adigan qilib olingan bo'lsin. Bunda faqat magnit maydon mavjud bo'lganda, elektronlar maydon ta'sir ko'rsatayotgan sohada aylana yoyi bo'ylab harakat qiladi va fluoressensiyalanuvchi ekrandagi shu'lalanuvchi dog' ma'lum masofaga pastga siljiydi. Bu siljiish kattaligiga ko'ra egrilik radiusi R hisoblanadi. So'ngra magnit maydon bilan bir vaqtda B_1 va B_2 plastinkalar orasida kuchlanganligi E ga teng elektrostatik maydon hosil qilinadi. Bu maydonning yo'nalishi elektronga ta'sir etuvchi eE elektr kuchi Δf magnit kuchiga teskari yo'naladigan qilib olinadi. Elektrostatik maydon kattaligi elektronlar shu'lasi dastlabki

yo'nalishidan tamoman og'maydigan qilib tanlanadi. Buning uchun elektr va magnit kuchlari kattalik jihatdan bir-biriga teng bo'lishi kerak:

$$eE = \frac{1}{S} evN \quad (17.5)$$

bundan

$$v = \frac{SE}{H} \quad (17.6)$$

v ning bu qiymatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{e}{m} = S^2 \frac{E}{RH^2} \quad (17.7)$$

Shunday qilib, e/m solishtirma zaryad E va H maydonlarning kuchlanganliklari hamda egriklik radiusi R orqali aniqlanar ekan.

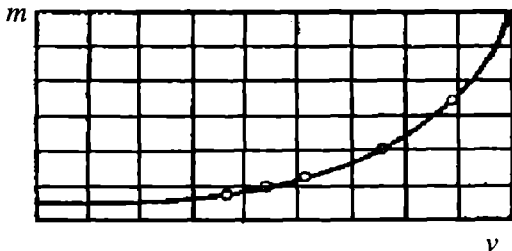
e/m ni aniqlashda Tomson usulining bir qator boshqacha ko'rinishlari ham bor. Ularda o'lchash aniqligi yuqoriroqdir. Yuqorida aytilganidek, elektronlar tezligi kichik bo'lganda

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \text{ GGSE zaryad birligi/g}.$$

Bundan foydalanib, elektronning ma'lum bo'lgan e zaryadi orqali uning massasi hisoblanadi.

Elektronlar tezligi katta bo'lganda nisbiylik nazariyasiga binoan massaning tezlikka bog'lanishi o'z ta'sirini ko'rsata boshlagani tufayli, tezlik ortishi bilan e/m nisbat kamaya boradi. Elektronlarga juda yuqori tezliklar berish mumkin bo'lgani uchun tezlik ortgan sari e/m ning kamayishini tajribada bema'lol payqash mumkin; shuning o'zi massaning tezlikka bog'liqligini isbotlaydigan eksperimental dalil bo'lib xizmat qiladi. Elektronlar uchun e/m nisbat bilan tezlik orasidagi bog'lanishni o'rganishga doir diqqat bilan o'tkazilgan tajribalardan olingan natijalar nazariy xulosalarga juda mos bo'lib chiqdi.

154-rasmda turli tezliklarda o'lchangan massaning qiymatlari nuqtalar bilan ko'rsatilgan; tutash egri chiziq massa bilan tezlikning nisbiylik nazariyasi formulasi



154-rasm.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

bilan ifodalangan bog'lanishini ko'rsatadi, bu yerda: m — elektronning ma'lum v tezlikdagi massasi; m_0 — cheksiz kichik tezlikdagi massasi va $\beta = v/c$, (c — yorug'lik tezligi).

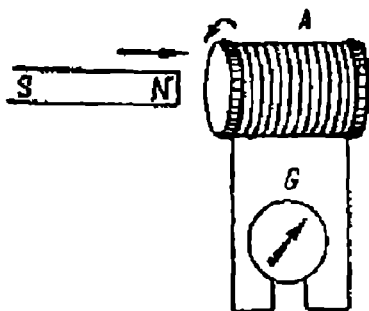
18. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi

Elektromagnit induksiya hodisasini 1831-yili Faradey kashf etgan. Bu hodisa quyidagidan iborat: har qanday berk o'tkazgich konturi bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgargan vaqtda shu konturda elektr toki paydo bo'ladi. Bu tok **induksion tok** deyiladi.

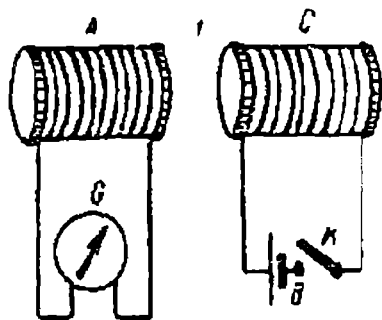
Elektromagnit induksiya hodisasini quyidagi tajribalarda kuzatish mumkin:

1) G galvanometrga ulangan A solenoidning (155-rasm) bir uchiga o'zgarmas magnitni yaqinlashtiramiz. Bunda solenoidda elektr tok paydo bo'ladi. Elektr maydon paydo bo'lganini G galvanometr strelkasining og'ishi ko'rsatadi. Magnit harakatdan to'xtashi bilan tok yo'qoladi. Agar biz magnitni solenoiddan uzoqlashtira borsak, solenoidda bundan avvalgi tokka teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi. Magnitni harakatsiz qoldirib, solenoidni harakatlantirganda ham xuddi shunday hodisa yuz beradi. Nihoyat, magnit o'rniga o'zgarmas tok oqayotgan ikkinchi solenoidni olish mumkin; bu solenoid harakatlantirilgan vaqtda birinchi solenoidda tok paydo bo'ladi;

2) Ikkita qo'zg'almas A va C solenoid olamiz (156-rasm). A solenoid G galvanometrغا, C solenoid esa B galvanik elementi va K kaliti bor



155-rasm.



156-rasm.

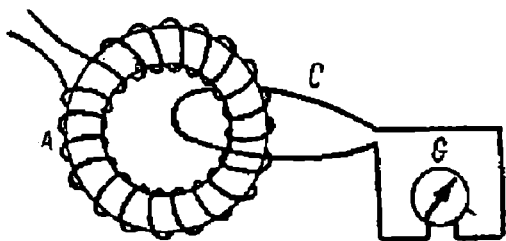
zanjirga ulangan bo'lsin. C solenoidni K kalit vositasida B tok manbaiga ulasak, A solenoidda qisqa muddatli tok paydo bo'ladi. Tok paydo bo'lganini G galvanometr strelkasining og'ishi ko'rsatadi. C solenoiddan o'zgarish tokning bundan keyingi o'tib turishida A solenoidda tokni uzish paytida yana A solenoidda avvalgi tokka teskari yo'nalgan qisqa muddatli tok hosil bo'ladi.

Bayon etilgan tajribalarni solenoidlar o'rniga bir o'ram o'tkazgichdan iborat konturlar olib ham qilib ko'rish mumkin, lekin bunda hodisa zaifroq bo'ladi.

Biroq shu narsani ta'kidlab o'tish kerakki, bayon etilgan tajribalarda induksion tok magnit induksiya oqimi Φ yoki kuchlanganlik H dan qaysi birining o'zgarishi bilan belgilanishi ko'rinmaydi.

Magnetiklar bo'lmagan holda buning hech qanday ahamiyati yo'q, chunki bunda magnit induksiya V va magnit maydon kuchlanganligi H bir-biriga teng bo'ladi. Lekin magnetik bo'lgan holda B va H o'rtasidagi farq o'z ta'sirini ko'rsatishi kerak.

Amalda o'tkazgich konturlari joylashgan fazoni magnit singdiruvchanligi m yetarli darajada katta bo'lgan magnetiklar bilan batamom to'ldirish qiyin masaladir, chunki bu turdagi magnetiklar qattiq jismlardir. Garchi magnetik fazoning faqat bir qisminigina to'ldirib turgan bo'lsa ham tajribani magnit maydon faqat magnetikning ichigagina butunlay to'planadigan qilib o'tkazish mumkin.



157-rasm.

Buning uchun A toroid olib, uni S sim konturi bilan xuddi zanjirning ikkita qo'shni halqasi bir-biriga ilinganga o'xshatib o'rab olamiz (157-rasm). A toroiddan tok o'tayotgan bo'lsin; bu tok hosil qilayotgan magnit maydon

faqat toroid ichida bo'ladi va, demak, bu maydonning butun oqimi C konturni kesib o'tadi.

Agar biz A toroiddan o'tayotgan tokni uzsak, u holda magnit oqimi o'zgaradi (yo'qoladi) va konturda induksion tok paydo bo'ladi. Endi A toroidning ichini temirga to'ldiramiz.

Toroidning magnit maydoni ilgarigidek toroidning ichigagina to'plangan bo'ladi. Bunda maydonning H kuchlanganligi avvalgicha qoladi, chunki tok hosil qiladigan magnit maydonning kuchlanganligi magnetikning bor-yo'qligiga bog'liq emas. Lekin bunda magnit induksiya

$B = \mu H \mu$ marta ortadi. A toroiddan o'tayotgan tokni qaytadan uzsak, biz C konturda induksion tokning ancha kuchayganini ko'ramiz.

Bu hodisa induksion tokning paydo bo'lishi induksiya oqimining o'zgarishiga bog'liq ekanligini isbotlaydi.

Lens qoidasi. Peterburg universitetining professori E.X.Lens o'tkazilgan tajribalarning natijalarini unumlashtirib, 1833-yili quyidagi qoidani topdi: ***berk konturda hosil bo'lgan tok shunday yo'nalganki, bu tok kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tuvchi va uning o'zini hosil qiluvchi magnit induksiya oqimi o'zgarishini kompensatsiyalovchi xususiy magnit induksiya oqimini yaratadi.***

Bayon etilgan tajribalar Lens qoidasi nuqtai nazaridan ko'rib chiqilsa, birinchi tajribada solenoidga magnitning shimoliy qutbi yaqinlashtirilganda solenoidda soat strelkasi harakati yo'nalishiga teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi (157-rasm). Bu holda magnit hosil qilayotgan induksiya induksiya oqimi solenoidning ichiga qarab yo'nalgan bo'lib, magnit yaqinlashtirilgan sari orta boradi. Solenoiddagi induksion tokning magnit maydoni solenoidning ichidan tashqariga qarab yo'nalgan va, demak, magnit maydonning o'sishini kompensatsiyalaydi. Magnitning shimoliy qutbi uzoqlashtirilganda solenoidda soat strelkasi harakati yo'nalishidagi tok hosil bo'ladi. Magnit hosil qilayotgan induksiya oqimi solenoidning ichiga qarab yo'nalgan, lekin endi u kamaya boradi. Solenoiddagi induksiya tokining magnit maydoni bu holda solenoid ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi va demak, magnit maydonning kamayishini kompensatsiyalaydi.

Shunday qilib, ikkala holda ham Lens qoidasiga muvofiq keladi.

Bu ikkala holning natijalarini analiz qilganda, quyidagi natija kelib chiqadi: solenoidga magnitning shimoliy qutbi yaqinlashtirilayotganda induksion tok shunday yo'nalgan bo'ladiki, solenoidning magnitga yaqin uchi magnit chiziqlarining manbai bo'lib qoladi va demak magnit bilan solenoid bir-biridan itarilishadi, ya'ni ularning orasida magnitning induksion toki yuzaga chiqishiga sababchi bo'ladigan harakatiga ***qarshilik ko'rsatadigan kuch*** paydo bo'ladi. Magnit uzoqlashtirilayotganda magnit bilan solenoid bir-biriga tortiladi, ya'ni ular orasida yana magnitning harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi kuch paydo bo'ladi.

19. Induksiya elektr yurituvchi kuchini aniqlash

Berk konturda induksion tokning vujudga kelishiga shu konturda o'zgaruvchan magnit induksiya oqimining ta'siri ostida elektr

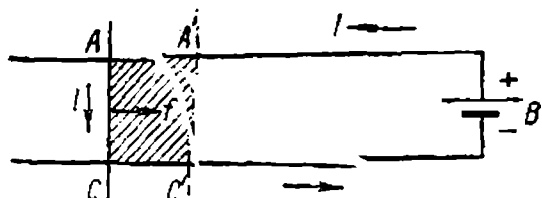
yurituvchi kuch hosil bo'lishi sabab bo'ladi. Bu elektr yurituvchi kuchning kattaligi bilan magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligi orasidagi bog'lanishni birinchi bo'lib Faradey topgan edi. Faradey topgan bu munosabat energiya saqlanish qonunidan kelib chiqadi.

AC qisrni qo'zg'aluvchi konturdan foydalanib, xususiy hol uchun energetik hisoblashlar o'tkazaylik (158-rasm). Bunday konturni magnit maydonda tokli konturni ko'chirish ishini hisoblagan vaqtda ko'rib chiqqan edik.

Konturga elektr yurituvchi kuchi ξ ga teng bo'lgan B galvanik element ulangan bo'lsin.

Bu elektr yurituvchi kuchning Δt vaqt ichida bajarigan to'liq ishi $\xi I \Delta t$ ga teng bo'ladi; bu yerda I — konturdagi tok kuchi.

Agar kontur magnit maydondan tashqarida turgan bo'lsa, bajarilgan butun ish Lens-Jou¹l issiqligini ajratib chiqarishga sarf bo'ladi. Bunda Om qonuniga binoan tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:



158-rasm.

$$I = \frac{\xi}{R} \quad (19.1)$$

Endi konturni hamisha o'zgarmay turadigan magnit maydonda joylashgan deb faraz qilaylik. Masalan, soddalashtirish uchun bu maydonni bir jinsli va kitobxondan chizmaga qarab kontur tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan deb faraz qilamiz. U vaqtda konturning qo'zg'aluvchi AC qismiga o'ng tomonga qarab unga perpendikulyar yo'nalgan f kuch ta'sir etadi. Bu kuch ta'sirida konturning qo'zg'aluvchi AC qismi harakatga keladi. Bu qism Δt vaqt ichida rasmda AC' punktir chiziq bilan berilgan holatga ko'chib o'tsin. Bunda bajarilgan mexanik ish

$$\Delta A = I \Delta \Phi \quad (19.2)$$

bo'ladi, bu yerda $\Delta \Phi$ — konturning shtrixlangan $ACA'C'$ qismi orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi, I esa kontur harakat qilgan vaqtda shu konturda oqadigan tokning kuchi. Bu ishini B elementning elektr yurituvchi kuchi bajaradi. Shunday qilib, endi elementning elektr yurituvchi kuchi bajarigan to'liq ish $\xi \Delta t$ faqat Lens-Joul issiqligigagina sarf bo'lmasdan, konturning AC qismini ko'chirish ishiga ham sarf bo'lar ekan:

$$\xi I \Delta t = P R \Delta t + I \Delta \Phi \quad (19.3)$$

Umuman aytganda, I tok kuchi Δt vaqt ichida o'zgarib qolishi mumkin: shuning uchun ham qisqa dt vaqt oralig'ini olish kerakki, bu vaqt oralig'ida I tok kuchi sezilarli darajada o'zgarishga ulgura olmasin. U holda

$$\xi I \Delta t = P R \Delta t + I \Delta \Phi \quad (19.4)$$

Umuman aytganda, I tok kuchi Δt vaqt ichida o'zgarib qolishi mumkin: shuning uchun ham juda qisqa dt vaqt oralig'ini olish kerakki, bu vaqt oralig'ida I tok kuchi sezilarli darajada o'zgarishga ulgura olmasin. U holda

$$\xi I dt = P R dt + I d\Phi \quad (19.5)$$

bo'ladi, bu yerda; $d\Phi$ – konturning cheksiz ensiz tasma shaklidagi $ACA'C'$ shtrixlangan qismi orqali o'tayotgan induksiya oqimi.

(20.5) tenglikni I tokka nisbatan yechamiz:

$$I = \xi - \frac{\left(\frac{d\Phi}{dt} \right)}{R} \quad (19.6)$$

20. O'zinduksiya hodisasi

Elektromagnit induksiya hodisasi o'tkazgich o'rab turgan yuza orqali o'tuvchi induksiya oqimi o'zgargan barcha hollarda yuz beradi. Bunda oqimning qanday sabab bilan o'zgarayotganligining hech qanday ahamiyati bo'lmaydi. Agar biror berk konturda o'zgaruvchan tok oqayotgan bo'lsa, u holda shu tok hosil qilgan magnit maydon ham o'zgaruvchan bo'ladi. Demak, shu tok konturi o'rab turgan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgarib turadi. Magnit induksiya oqimining o'zgarishi natijasida xuddi shu konturning o'zida induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'lar ekan. Bu hodisa o'zinduksiya hodisasi deb yuritiladi.

O'zinduksiya hodisasiga zanjirni ulash va uzish paytlarida ekstratoklarning paydo bo'lishi xarakterli misol bo'ladi. Biz konturning uchlarini bir-biriga uladik va bunda konturda elektr toki hosil bo'ladi deb faraz qilaylik. Bu vaqtda tokning magnit maydoni ortadi. Demak, kontur o'rab turgan yuza orqali o'tayotgan induksiya oqimi ham ortadi.

Lens qonuniga ko'ra, hosil bo'layotgan induksion tok induksiya oqimini hosil qiladi, bu oqim dastlabki magnit oqimining ortishini kompensatsiyalaydi. Binobarin, dastlabki tokning magnit maydoniga teskari yo'nalgan magnit maydon hosil qiluvchi tok induksiyalanadi. Shunga binoan, induksion tok ulanayotgan tokka teskari yo'nalgan degan xulosaga kelimiz.

Mana shu ulanayotgan dastlabki tokka teskari yo'nalgan induksion tok ulanish ekstratoki deb ataladi. Ulanish ekstratoki konturdagi tokni kamaytiradi.

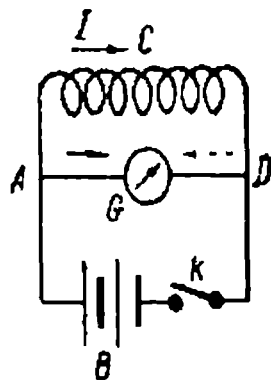
Zanjirni uzganimizda ham shunga o'xshash hodisa yuz beradi. Agar konturda tok kuchi kamayayotgan bo'lsa, u holda kontur o'rab turgan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi ham kamaya boradi. U vaqtda konturda, Lens qoidasiga binoan, kamayayotgan oqimni kuchaytiruvchi induksiya oqimini hosil qiluvchi tok, ya'ni asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan tok induksiyalanadi. Bu induksion tok uzilish ekstratoki deb ataladi. Uzilish ekstratoki asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Ulanish ekstratokining bo'lishi zanjirga tok berilganda tokning ekstratok yo'q bo'lgandagiga qaraganda sekinroq o'sishiga sabab bo'ladi. Masalan, elektr lampochkani o'zinduksiyasi kuchliroq bo'lgan konturga ulasak, lampochka o'zinduksiyasi kuchsizroq bo'lgan konturga ulangandagiga qaraganda sekinroq cho'g'lanadi.

Uzilish ekstratokini 159-rasmda ko'rsatilgan sxema yordamida kuzatish mumkin. B batareyadan kelayotgan tok A nuqtada ikki qismga tarmoqlangan zanjirdan o'tadi. Zanjirning ACD qismida anchagina katta o'zinduksiya toklari hosil bo'ladi. Zanjirning ikkinchi AGD qismiga G galvanometr ulangan. ACD va AGD qismlarda tok tutash strelkalar bilan ko'rsatilganidek chapdan o'ngga o'tayotgan bo'lsin.

Agar K kalitni uzsak, u holda ACD qismda dastlabki tok bilan bir tomonga yo'nalgan uzilish ekstratoki paydo bo'ladi. Zanjirning ikkinchi qismi uzib qo'yilganligi uchun bu tokning hammasi zanjirning DGA qismi orqali o'tadi. Ko'rinib turibdiki, bu tok DGA qismda o'ngdan chapga qarab o'tadi; bunday ekanini galvanometr strelkasining oldingiga nisbatan teskari tomonga og'ganligini ko'ramiz.

Ko'rib o'tilgan tajribada uzilish ekstratoki asosan bir necha o'ram o'tkazgichdan iborat



159-rasm.

bo'lgan ACD qismda paydo bo'ladi; to'g'ri chiziqli AGD qismda paydo bo'lgan uzilish ekstratoki sezilarli rol o'ynamaydi. Bu hol shakllari turlicha bo'lgan o'tkazgichlarning o'zinduksiya xossalari turlicha bo'lishini ko'rsatadi. Konturning kuchli yoki kuchsizroq o'zinduksiya hodisasiga ega bo'lish xususiyati ***o'zinduksiya koeffitsiyenti*** deb ataladigan fizik kattalik bilan tavsiflanadi. Bu kattalikning ma'nosini aniqlab olaylik.

I tok oqayotgan ixtiyoriy berk konturni olaylik. Bio-Savar-Laplas qonuniga binoan, tok hosil qilayotgan magnit maydonning kuchlanganligi, demak, induksiya vektori ham, har bir nuqtada shu tok kuchiga proporsional. Bundan tok konturi o'rab turgan yuza orqali tok kuchiga proporsional degan xulosaga kelamiz:

$$\Phi = L \cdot I \quad (20.1)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti ***L konturning o'zinduksiya koeffitsiyenti (induktivlik)*** deb ataladi. (20.1) tenglikni I tokni birga teng deb olsak, biz ***induktivlik*** miqdoran birga teng tok kuchi oqayotgan kontur o'rab turgan yuza orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimiga teng ekanligini ko'ramiz:

O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi ξ_{si} ni induksiyaning umumiy qonunidan topamiz:

$$\xi_{si} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (20.2)$$

bu yerda, Φ – tekshirilayotgan kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi; bu oqimni shu konturda oqayotgan tok hosil qiladi. Bu formuladagi Φ oqim o'rniga (20.1) dan uning ***induktivlik*** L va konturdagi tok kuchi I orqali ifodalangan qiymatni qo'ysak, o'zinduksiya o'zgarmas bo'lgan holat uchun quyidagini topamiz:

$$\xi_{si} = -\frac{LdI}{dt} \quad (20.3)$$

Bu munosabatdan foydalanib, induktivlikning yana bitta ta'rifini berish mumkin: ***konturning induktivlik konturdagi tok kuchi vaqt birligi ichida birga o'zgarganda shu konturda hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuchga son qiymati jihatdan teng.***

O'zinduksiya koeffitsiyenti faqat konturning geometrik shakli bilan turgan muhitga bog'liqdir.

Yuqorida aytilganlardan ko‘rinib turibdiki, tekshirilayotgan zanjirning **induktivligi** qancha katta bo‘lsa, ulanish ekstratoklari ham shu qadar kuchli bo‘lar ekan. Solenoidlarga o‘xshatib o‘ralgan simlarning, ayniqsa, ichi ferromagnit modda bilan to‘ldirilgan solenoidlarning **induktivligi** juda katta bo‘ladi.

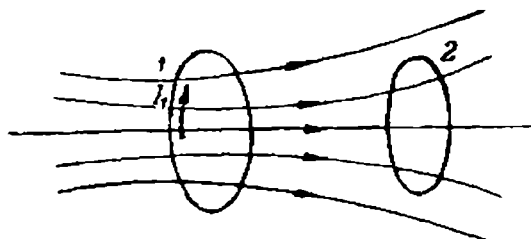
Biroq uzilish ekstratoklari tarmoqlangan zanjirda ham hosil bo‘ladi. Bunday zanjirda rubilnikni qo‘shgan paytda avvalgi tok birdan kamayib ketganligi sababli, juda katta uzilish elektr yurituvchi kuch vklyuchatel qutblari orasida yoy hosil qiladigan darajada katta havo teshilishi bo‘lishi mumkin.

Uzilish ekstratoki ta’sirida vklyuchatel qutblari orasida kuchli uchqun yoki yoylarning hosil bo‘lishi vklyuchatellarni ishdan chiqarishi mumkin. Bu hol ancha xavf tug‘diradi va shu sababli ham elektrotexnikada ularga qarshi kurashishga to‘g‘ri keladi.

21. O‘zaroinduksiya

Endi o‘zaroinduksiya hodisasini tekshirishga o‘tamiz. Bu hodisaning asosiy tomonlarini biz elektromagnit induksiyaga tegishli tajribalarni ko‘rib chiqishdan tahlil qilgan edik. O‘zaroinduksiya hodisasi shundan iboratki,

biror konturdagi elektr tokining kuchni o‘zgarganda bu tokning magnit maydoni qo‘shni konturlarda elektr yurituvchi kuch induksiyalaydi. Ikkita konturlarni olamiz (160-rasm). Faraz qilaylik, birinchi konturda tokning kuchi I_1 bo‘lsin. Bu tok hosil qilayotgan magnit induksiya oqimi Φ tok kuchi I_1 ga proporsional bo‘ladi. Φ oqimning (2) konturni kesib o‘tayotgan qismini Φ_{21} bilan belgilaymiz, u holda



160-rasm.

$$\Phi_{21} = L_{21} I_1 \quad (21.1)$$

deb faraz qilishimiz mumkin.

Agar konturlarning o‘lchovlari va bir-biriga nisbatan vaziyatlari o‘zgarmasa, u vaqtda (21.1) formuladagi L_{21} koeffitsiyent o‘zgarmas bo‘ladi va

$$\frac{d\Phi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (21.2)$$

bundan,

$$\xi_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (21.3)$$

L_{21} koefitsiyent **2 kontur bilan 1 konturning o'zaroinduksiya koefitsiyenti** deb ataladi.

(21.1) munosabatdan foydalanib, quyidagi ta'rifni berishimiz mumkin: ikki konturning L_{21} o'zaroinduksiya koefitsiyenti konturlarning birida tok birligi tomonidan hosil qilinayotgan va ikkinchi konturni kesib o'tayotgan magnit induksiya oqimining son qiymatiga tengdir. (21.3) Munosabatdan o'zaroinduksiya koefitsiyentining ikkinchi ta'rifini topamiz: ikki konturning L_{21} o'zaroinduksiya koefitsiyentining son qiymati konturlarning biridagi tokning kuchi vaqt birligi ichida tok kuchi birligiga o'zgarganda ikkinchi konturda hosil bo'lgan induksiya elektr yurituvchi kuchiga tengdir.

O'zaroinduksiya koefitsiyentining qiymati faqat konturlarning geometrik shakli va o'lchamlari bilan ularning bir-biriga nisbatan vaziyatiga bog'liq bo'ladi. Ferromagnit jismlar bo'lgan hollardagina o'zaroinduksiya koefitsiyenti tok kuchiga bog'liq bo'ladi.

O'zaroinduksiya koefitsiyentining birliklari ham o'zinduksiya koefitsiyenti birliklarining nomlari bilan yuritiladi. O'zaroinduksiya koefitsiyentining absolyut elektromagnit birligi qilib shunday ikki konturning o'zaroinduksiyasi qabul qilinganki, shu konturlarning birida tok kuchining bir elektromagnit birligiga teng tok o'tgan vaqtda bu kontur ikkinchi konturni kesib o'tuvchi bir **maksvell**ga teng magnit induksiya oqimini hosil qiladi. O'zaroinduksiya koefitsiyentining Xalqaro sistema birligi qilib **Genri** qabul qilingan. Genri o'zaroinduksiya koefitsiyentining 10^9 absolyut elektromagnit birligiga teng. O'zaroinduksiya koefitsiyentining dinamik ta'rifidan keyin quyidagi xulosa chiqadi: **Genri** shunday konturlarning o'zaroinduksiya koefitsiyentiga tengki, ularning birida tok bir sekundda 1 amperga o'zgarganda ikkinchisida 1 V elektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi.

22. Fuko toklari. Sirtiy effekt

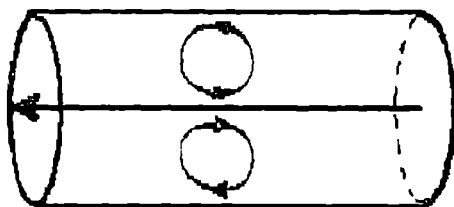
Induksion toklar chiziqli kontur deb hisoblab bo'lmaydigan yaxlit o'tkazgichlarda ham hosil bo'ladi. Bunday induksion toklar

ularni tekshirgan olim sharafiga **Fuko toklari** deb atalgan. O'zgaruvchan magnit maydoniga kiritilgan yaxlit metall parchasida juda katta induksion toklar paydo bo'ladi, chunki yaxlit metall qarshiligi juda kichik bo'lgan o'tkazgichdir.

Induksiya elektr yurituvchi kuchi magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligiga proporsional bo'lganligi uchun, muayyan o'tkazgich kiritilgan magnit maydon qancha tez o'zgarsa, Fuko toklari ham shuncha katta bo'ladi. Shuning uchun, yaxlit o'tkazgichni o'ramlarida tez o'zgaruvchan tok o'tayotgan solenoidning ichiga kiritilsa, Fuko toklarini kuzatish osonroq bo'ladi. Bunday sharoitda elektr tokini yaxshi o'tkazadigan yaxlit jismlarda Fuko toklari shu qadar katta bo'lishi mumkinki, bu tok ta'sirida ajralib chiqadigan issiqlik jismni qizdirib yuborish uchun yetarli bo'ladi. Bu usul vakuum texnikasida ichidan havosi so'rib olinayotgan asbobning metall qismlar o'ziga yutgan gazlarni haydab chiqarishi uchun qizdiriladi. Xuddi shu usul metallarni vakuumda eritish uchun ham qo'llaniladi. Biroq Fuko toklari ta'sirida jismlarning qizish hodisasi ko'p hollarda zarar keltiradi. Bunday hollarga transformatorlar o'zaklarining va, umuman, o'zgaruvchan tok o'tadigan turli o'ramlarning metall o'zaklarining qizishini misol qilib ko'rsatish mumkin. O'zaklar qizib ketishining oldini olish uchun o'zaklar bir-birlaridan Fuko toklarining yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtiriladigan yupqa izolyatsiyalovchi qatlamlar bilan ajratilgan plastinkalardan qatlam-qatlam qilib yasaladi.

Fuko toklarining hosil bo'lishini yana quyidagi asbob yordami bilan ham kuzatish mumkin. Elektromagnit qutblari orasiga ip bilan osib qo'yilgan metall parchasidan iborat mayatnik elektromagnitda tok yo'qligida muvozanat holatidan chetga chiqarilsa, zaif so'nuvchi tebranma harakat qila boshlaydi. Elektromagnitga tok berilishi bilanoq tebranish bir onda so'nib qoladi, mayatnikning to'xtayotgan paytdagi harakati xuddi jismning yopishqoq muhitdagi harakatiga o'xshaydi. Bu hodisa quyidagicha izohlanadi: mayatnik magnit maydonda harakatlangan vaqtda paydo bo'lgan Fuko toklari shunday yo'nalganki, bu toklarga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar mayatnikning harakatini tormozlaydi.

Fuko toklari o'zgaruvchan tok o'tayotgan o'tkazgichning o'zida ham hosil bo'lishi mumkin. Bunday toklarning hosil bo'lishi maxsus sirtiy effektning yuzaga chiqishiga sababchi bo'ladi. Agar o'zgaruvchan tok silindrik o'tkazgich bo'ylab oqayotgan bo'lsa, u holda tok kuchi



161-rasm.

ortgan paytlarda induksion toklar 161-rasmda ko'rsatilganidek yo'naladi. Bu toklar o'tkazgichning sirtida birlamchi tok yo'nalishida, o'tkazgichning o'qida esa birlamchi tokka teskari yo'nalishda oqadi. Natijada o'tkazgichning ichida tok zaiflashadi, sirtida esa kuchayadi.

Shunday qilib, Fuko induksion toklari hosil bo'lishi natijasida tok o'tkazgichning ko'ndalang kesimida notekis taqsimlanadi. O'tkazgichdan tez o'zgaruvchan toklar o'tganda o'tkazgich o'qining yaqinida tokning zichligi deyarli nolga teng bo'ladi va hamma tok o'tkazgichning sirtida oqadi.

Shu sababli o'tkazgichning ichida magnit maydon nolga teng bo'ladi. Bu hodisa natijasida o'tkazgichning qarshiligi ortadi, chunki o'tkazgichning ichki qismida keraksiz bo'lganligi uchun metallni tejash maqsadida tez o'zgaruvchan toklar uzatiladigan simlarning ichi g'ovak qilib yasaladi. Fuko toklari o'tkazgichning o'zinduksiya koeffitsiyentining kamayishiga ham sabab bo'ladi. Bu hodisani silindrik o'tkazgichni misol qilib olib tushuntirish mumkin.

23. O'ta o'tkazuvchanlik

Klassik elektron nazariyasiga muvofiq, metallarning solishtirma qarshiligi so'vishda barcha temperaturalarda chekli qolgani holda monoton kamayishi kerak. Qarshilikning bunday temperaturaviy bog'lanishi haqiqatdan ham anchagina yuqori temperaturalarda kuzatiladi. Biroq temperaturani yetarlicha past olinsa, bu bog'lanish batamom boshqacha bo'ladi. Avvalo, solishtirma qarshilik temperaturaga bog'liq bo'lmay qoladi va biror chegaraviy qiymatga erishadi. Bu qiymat turli moddalar va hatto bir moddaning turli namunalari uchun ham turlicha bo'ladi. Qoldiq qarshilik, ayniqsa qotishmalarda katta bo'ladi, biroq sof metallarda ham uchraydi. Tajriba metall qanchalik toza bo'lsa va u tekshirilayotgan namuna stkuraturaviy nuqsonlardan xoli bo'lsa, qoldiq qarshilik shuncha kichik bo'lishini ko'rsatadi. Agar temperatura yanada pasaytirilsa, u holda ba'zi moddalarda ajoyib hodisa **o'ta o'tkazuvchanlik** hodisasi kuzatiladi. Bu hodisa Kammerling-Onnes tomonidan 1911-yilda kashf qilingan. Turli moddalar uchun turlicha bo'lgan biror ma'lum temperaturada solishtirma qarshilik to'satdan sakrash bilan deyarli nolgacha kamayadi. Jadvalda ba'zi moddalarning o'ta o'tkazuvchan holatga o'tish temperaturalari keltirilgan:

Modda	T, K	Modda	T, K
Titan	0,4	Simob	4,1
Kadmiy	0,5	Vanadiy	5,3
Rux	0,38	Qo'rg'oshin	7,2
Alyuminiy	1,2	Niobiy	9,3
Kaliy	3,7	Nb ₂ Sn	18

O'ta o'tkazuvchanlik faqat elementlardagina emas, balki ko'plab kimyoviy birikmalar va qotishmalarda ham kuzatiladi. Shu bilan birga, o'ta o'tkazuvchan birikma tarkibiga kiruvchi elementlarning o'zi o'ta o'tkazuvchan bo'lmisligi ham mumkin.

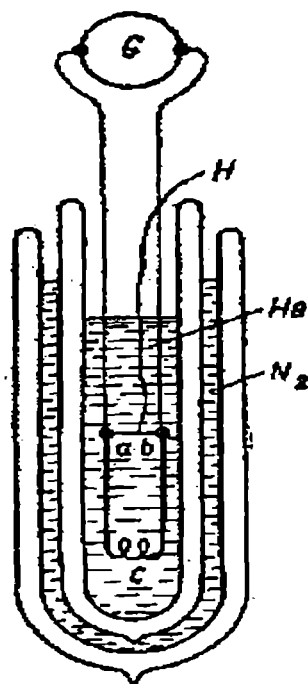
Moddalar o'ta o'tkazuvchan holatda ajoyib xossalarga ega bo'ladi. Birinchidan, o'ta o'tkazuvchanlarda bir marta uyg'otilgan elektr tok manbasiz uzoq muddat mavjud bo'lishi mumkin. Buning sababi shuki, qarshilik yo'q bo'lib qolgani uchun tokning so'nish vaqti $T=L/r$ juda katta bo'ladi.

Bu hodisa o'ta o'tkazuvchanlar bilan qoplangan birinchi tajribadayoq kuzatilgan edi: ***o'ta o'tkazuvchandan qilingan kichik kontur suyuq geliy solingan idishga botiriladi va konturda elektronlarning induksiyasi yordamida tok hosil qilinadi.***

Bu tokni idish yaqinida joylashtirilgan magnit strelkaning og'ishiga qarab qayd qilingan, shu bilan birga strelka juda ko'p sutka davomida oqqan holatda turadi.

162-rasmda o'ta o'tkazgichlar bilan qilingan boshqa tajribaning sxemasi ko'rsatilgan. Bunda *s* va *b* nuqtalarda u ham o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan sim bilan tutashtirilgan.

O'ta o'tkazgichda tok elektromagnit yordamida uyg'otilgandan keyin bu tok faqat o'ta o'tkazuvchan yozma *absa* zanjir bo'ylab aylanadi va galvanometrta tarmoqlanmaydi, shuning uchun galvanometrning strelkasi og'maydi. Agar bir muncha vaqt o'tgandan keyin *N* ip yordamida *ab* ulagich olib

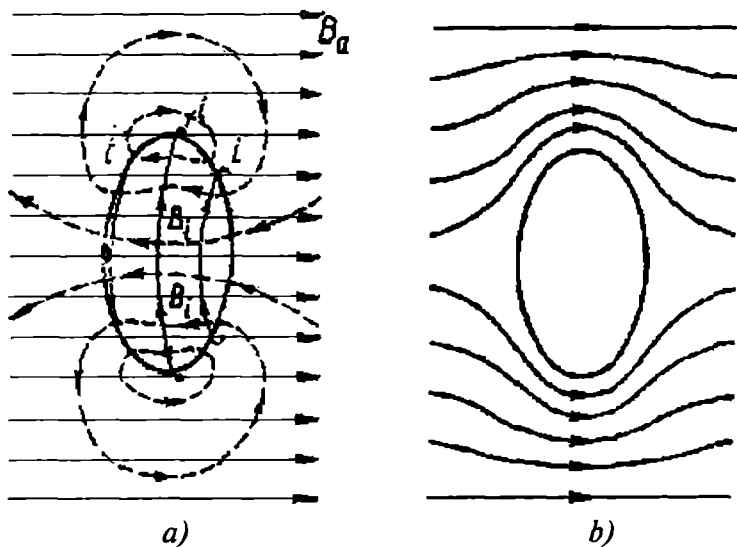


162-rasm.

tashlansa, u holda tok mumkin bo'lgan faqat bir yo'l — galvanometr orqali harakatlanadi, bunda galvanometr strelkasi qisqa muddatda silkinadi.

O'ta o'tkazgichlarning ikkinchi muhim xossasi shundan iboratki, ***o'ta o'tkazuvchan holatda modda ichida magnit induksiya hamma vaqt nolga teng bo'ladi.***

O'ta o'tkazgichdan qilingan biror jismni biz avval sovitib, o'ta o'tkazuvchan holatga keltirdik, so'ngra induksiya $V_{\alpha} = \mu_0 N_{\alpha}$ ga teng bo'lgan tashqi magnit maydonga kiritdik deylik. Magnit maydon ulanganda o'ta o'tkazgichda qo'shimcha $V_i = \mu_0 N_i$ induksiya hosil qiluvchi induksion toklar paydo bo'ladi, bu qo'shimcha induksiya Lens qonuniga muvofiq V_{α} tashqi induksiyaning kompensatsiyalaydi. Odatdagi o'tkazgichda induksion toklar darhol so'nadi va faqat magnitlovchi g'altak yuzaga keltirgan oqimgina qoladi. O'ta o'tkazgich bo'lgan holda esa kompensatsiyalovchi toklar mutlaqo so'nmaydi va shuning uchun jism ichida natijaviy induksiya hamma vaqt $U = U_{\alpha} + U_i = 0$ bo'ladi. Tashqi fazoda natijaviy induksiya chiziqlari 163 b-rasmda ko'rsatilganidek bo'ladi: ularni jism o'zidan itaradi va ular jismni aylanib o'tadi.



163-rasm.

O'ta o'tkazuvchan holatning bu xossasi faqat elektr qarshilikning yo'qolishi bilangina bog'liq emas. Shunday o'tkazgichni keltiraylikki uning normal metallardan yagona farqi qarshiligining nolga tengligi

bo'lsin. So'ngra dastlab tashqi magnit maydon hosil qilamiz va keyingina o'tkazgichni uning qarshiligi yo'qolguncha sovutamiz deb faraz qilaylik. Bunda tashqi maydon o'zgarmaydi shuning uchun induksion toklar paydo bo'lmaydi, binobarin qarshilik yo'qolgandan keyin ham o'tkazgich ichida magnit oqimi saqlanishi kerak. Biroq tajribaning ko'rsatishiga qaraganda o'ta o'tkazgichlarda bu holda ham magnit oqimi yo'qoladi. Magnit induksiyaning nolga tengligi o'ta o'tkazuvchanlik holatining o'ziga xos alomatidir. O'ta o'tkazuvchan moddaning magnit qabul qiluvchanligi $X=-1$ va magnit singdiruvchanligi $\mu=1+x=0$ bo'lgan ideal diamagnetikdir deb aytish mumkin.

Bundan massiv o'ta o'tkazgich ichida tokning zichligi nolga teng bo'lishi kelib chiqadi. Haqiqatdan ham, jismning ichida magnit induksiya

$$B=\mu_0(H_a+H_i)$$

ga teng bo'ladi. H_a va H_i maydonlarning har biri uchun magnit kuchlanish haqidagi teorema o'rinli bo'ladi va shuning uchun ixtiyoriy berk L kontur bo'ylab B dan olingan integralni hisoblasak shunday yozish mumkin:

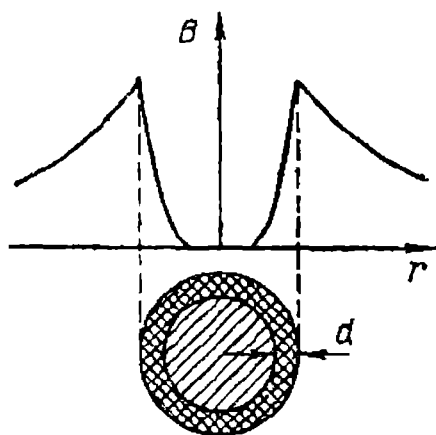
$$\oint Bdl=\mu_0 i.$$

Bunda, i – kattalik L kontur bilan chegaralangan ixtiyoriy sirt bo'ylab oquvchi tokning to'la kuchi. Agar L butunligicha o'ta o'tkazgich ichida yotsa u holda kontur bo'ylab olingan integral nolga teng, chunki konturning ixtiyoriy nuqtasida $B_i=0$, binobarin, $i=0$. O'ta o'tkazuvchi yaxlit jismda tok jismning yupqa sirtqi qatlamidagi to'planishi mumkin.

Agar jism uzun silindr shaklidagi sim bo'lsa, u holda tashqi fazodagi H magnit maydon tokning sim kesimi bo'ylab qanday taqsimlanishiga bog'liq bo'lmaydi, balki to'liq tok kuchi bilangina aniqlanadi. Shuning uchun, o'ta o'tkazuvchan sim bilan H avvalgi formula bilan ifodalanadi, induksiya esa $B=\mu_0 H$ bo'ladi. To'g'ri simning sirtida magnit maydon kuchlanganligi

$$H_s = \frac{i}{2\pi\alpha}$$

bo'ladi, bu yerda α - simning radiusi. Simning tashqarisidan ichiga o'tishda B tez 0 gacha kamayadi. Fazoda induksiya taqsimoti



164-rasm.

164-rasmda ko'rsatilgan. Sirtidan B kattalik E marta kamayadigan chuqurlikgacha bo'lgan d masofa induksiyaning ***kirish chuqurligi*** deb ataladi.

Bu chuqurlik turli moddalar uchun turlicha va temperatura ortishi bilan u ham ortadi. Buning odatdagi qiymatlari 10^{-5} sm tartibida bo'ladi.

O'ta o'tkazuvchanlikning uchinchi o'ziga xos xususiyati ***magnit maydonning o'ta o'tkazuvchanlik holatini buzishi xossasidir***. O'ta o'tkazgich o'ta

o'tkazuvchan holatga o'tish temperaturasidan past temperaturagacha qancha kuchli sovitilgan bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladigan **«kritik»** magnit maydon shuncha katta bo'ladi. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasida kritik maydon nolga teng bo'ladi.

Biz yuqorida bayon qilgan magnit xossalar faqat birinchi tur o'ta o'tkazgichlar deb ataladigan ko'pchilik toza metallar uchungina xosdir. Biroq boshqa xil o'ta o'tkazgichlar ham mavjud, ularning magnit xususiyatlari yanada murakkabroq.

Masalalar

1-masala. Proton kuchlanganligi $H=5 \cdot 10^3$ A/m bo'lgan bir jinsli magnit maydonga kuch chiziqlariga tik ravishda $u=10^6$ m/s tezlik bilan harakatlanib kirgan bo'lsa, unga ta'sir qiluvchi F_l kuch topilsin. Protonning zaryadi $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl ga teng.

Berilgan.

$$e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl},$$

$$H=5 \cdot 10^3 \text{ A/m},$$

$$v=10^6 \text{ m/s},$$

$$\alpha=90^\circ,$$

$$m=1,$$

$$m_0=4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}=12,56 \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}.$$

$$F_l=?$$

Masalaning yechilishi.

Bir jinsli magnit maydonga v tezlik bilan harakatlanib kirgan zarracha-protonga ta'sir qiluvchi kuch quyidagi Lorens formulasidan aniqlanadi:

$$F_l = ev B \sin \alpha,$$

Bunda e – protonning zaryadi, α – proton harakat yo'nalishi bilan magnit maydon kuch chiziqlari orasidagi burchak, B – magnit maydon induksiyasi bo'lib, u magnit maydon kuchlanganligi H bilan quyidagicha bog'langan:

$$B = \mu_0 \mu H,$$

bunda μ – muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi; μ_0 – magnit doimiysi bo'lib, «SI» sistemada bu formula quyidagi qiymatga teng bo'ladi:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Gn}{m} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{Gn}{m} \left(\frac{N}{A^2} \right).$$

Magnit maydon induksiyasi B ning ifodasi yuqorida o'rniga qo'yilgan ishchi formula kelib chiqadi:

$$Fl = \mu_0 \mu ev H \sin \alpha$$

Hisoblaymiz:

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o'rniga qo'yib, protonga ta'sir qiluvchi F_l kuchni hisoblab topamiz:

$$Fl = \mu_0 \mu ev H \sin \alpha = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2} \cdot 1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 10^6 \text{ m/s} \cdot$$

$$\cdot 5 \cdot 10^3 \text{ A/m} \sin 90^\circ = 12,56 \cdot 8 \cdot 10^{-17} \frac{N}{A} \cdot \frac{\text{Kl}}{s} = 100,48 \cdot 10^{-17} \frac{N}{A} \cdot A \approx 1 \cdot 10^{-15} \text{ N}.$$

2-masala. Induksiyasi $B = 10^{-3} \text{ Tl}$ bo'lgan bir jinsli magnit maydonda $R = 1,5 \text{ sm}$ radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan elektronning v tezligi topilsin. Elektron massasi $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ va zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ ga teng.

Berilgan.

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg},$$

$$\begin{aligned}
 e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}, \\
 B &= 10^{-3} \text{ Tl}, \\
 R &= 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}, \\
 \alpha &= 90^\circ. \\
 v &=?
 \end{aligned}$$

Masalaning yechilishi.

Magnit maydonda harakatlanayotgan elektronga ta'sir qiluvchi

$$F_{\lambda} = evB \sin \alpha$$

Lorens kuchi markazga intilma kuch

$$F_{m.n.} = \frac{mv^2}{R}$$

dan iborat bo'lgani uchun elektronning harakat trayektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi. Binobarin,

$$evvB \sin \alpha = \frac{mv^2}{R}$$

bunda: e – elekttronning zaryadi, m – uning massasi, v – harakat tezligi, R – harakat trayektoriyasining egirlik radiusi, B – magnit maydon induksiyasi va α – elektron harakat yo'nalishi bilan magnit maydon kuch chiziqlari orasidagi burchak.

Yuqoridagi ifodadan topilishi kerak bo'lgan elektronning tezligi u quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{eBR \sin \alpha}{m}$$

Hisoblaymiz:

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o'rniga qo'yib, elektron harakat tezligi u ning qiymatini topamiz:

$$v = eBR \frac{\sin \alpha}{m} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 10^{-3} \text{ Tl} \cdot 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \sin$$

$$\frac{90^\circ}{9,1 \cdot 10^{-31}} \text{ kg} = 2,64 \cdot 10^6 \text{ m/s}.$$

3-masala. Diametri $D=5\text{ sm}$ bo'lgan bir qatlamli g'altak bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilgan. Maydon induksiyasi $\Delta B/\Delta t=10^{-2}\text{ Tl/s}$ tekis tezlik o'zgaryapti. G'altakdagi mis simlar o'ramlari soni $n=1000$ ta. G'altakda sig'imi $C=10\text{ mkF}$ bo'lgan kondensator ulangan. G'altakdagi zaryadni toping?

Berilgan.

$$D=5\text{ sm}=0,05\text{ m},$$

$$\Delta B/\Delta t=10^{-2}\text{ Tl/s},$$

$$n=1000,$$

$$C=10\text{ mkF}=10^{-5}\text{ F}.$$

$$q=?$$

Masalaning yechilishi.

Kondensator sig'imi $C=q/\varepsilon$. Bundan,

$$q=C \cdot \varepsilon$$

bu yerda ε – g'altakdagi induksiya E.Yu.K. va

$$\varepsilon = \frac{\Delta F}{\Delta t} n = \frac{\Delta D S \cdot n}{\Delta};$$

bunda S – g'altakning kesim yuzasi, ya'ni $S=\pi d^2/4$ ga teng, u holda

$$q = \frac{C \Delta \Delta}{\Delta t} p \frac{D^2}{4 \cdot n}.$$

Hisoblaymiz:

$$q = \frac{10^{-5} \cdot 10^{-2} \cdot 3,14 \cdot (0,05)^2 \cdot 1000}{4} = 1,95 \cdot 10^{-7}\text{ Kl}.$$

4-masala. Agar $R=6,28\text{ sm}$ radiusli aylana tokning markazida hosil bo'lgan magnit maydonning induksiyasi $B=1,4 \cdot 10^{-4}\text{ Tl}$ ga teng bo'lsa, o'tkazgichdan o'tayotgan I tokning kuchi topilsin.

Berilgan:

$$R=6,28 \cdot 10^{-2}\text{ m},$$

$$B=1,4 \cdot 10^{-4}\text{ Tl},$$

$$\mu=1,$$

$$\mu_0=12,56 \cdot 10^{-7}\text{ Tl m/A}.$$

$$I=?$$

Masalaning yechilishi.

I tok o'tayotgan R radiusli aylana o'tkazgich markazida hosil bo'lgan magnit maydonning B induksiyasi quyidagi formuladan topiladi:

$$B = \mu_0 \mu \frac{I}{2R}.$$

Hisoblaymiz:

Bundan topilishi kerak bo'lgan I tokning kuchini aniqlab, uning son qiymatini hisoblab topish mumkin:

$$I = 2BR/\mu_0\mu = 2 \cdot 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Tl} \cdot 6.28 \cdot 10^{-2} \text{ m} / 12.56 \cdot 10^{-7} \text{ Tl} \cdot \text{m/A} \cdot 1 = 14 \text{ A}.$$

5-masala. Uzunligi $l=60 \text{ sm}$, o'ramlar soni $N=900$ bo'lgan o'zaksiz solenoiddan $I=1,2 \text{ A}$ tok o'tayotgan bo'lsa, solenoid ichidagi magnit maydon H kuchlanganligi topilsin.

Berilgan.

$$l=0,6 \text{ m} \quad ,$$

$$N=900,$$

$$I=1,2 \text{ A}.$$

$$N=?$$

Masalaning yechilishi.

Tokli solenoid hosil qilgan magnit maydonning H kuchlanganligi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$H = I \frac{N}{l}.$$

Hisoblaymiz:

$$H = I \frac{N}{l} = 1.2 \text{ A} \frac{900}{0,6} \text{ m} = 1,2 \cdot 1,5 \cdot 10^3 \text{ A/m} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ A/m}.$$

6-masala. O'ramlar soni $N=2000$, o'qining radiusi $R=15 \text{ sm}$ bo'lgan toroiddan $I=3 \text{ A}$ tok o'tayotgan bo'lsa, toroid o'qida yotgan nuqtalardagi magnit maydonning B induksiyasi topilsin.

Berilgan.

$$N=2000,$$

$$R=0,15 \text{ m},$$

$$I=3 \text{ A},$$

$$\mu=1,$$

$$\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tl}\cdot\text{m/A}.$$

$$B=?$$

Masalaning yechilishi.

Tokli toroid hosil qilgan magnit maydonning induksiyasi quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$B=\mu_0\mu I=\frac{N}{2\pi R}.$$

Bunda: I – tok kuchi, N – o‘ramlar soni, R – toroid o‘qi radiusi, μ – muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi, μ_0 – magnit doimiyi.

Hisoblaymiz:

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o‘rniga qo‘yib, magnit maydon induksiyasi B ning qiymatini hisoblab topamiz:

$$B=\mu_0\mu IN/2\pi R=4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tl}\cdot\text{m/A} \cdot 1 \cdot 3 \text{ A} \cdot 2 \cdot 10^3 / 2\pi \cdot 0,15 \text{ m} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ Tl}.$$

7-masala. Diametri $D=5 \text{ sm}$ bo‘lgan bir qatlamli g‘altak bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilgan. Maydon induksiyasi $\Delta B/\Delta t=10^{-2} \text{ Tl/s}$ tekis tezlik bilan o‘zgaryapti. G‘altakdagi mis simlar o‘ramlari soni $n=1000 \text{ ta}$. G‘altakda sig‘imi $C=10 \text{ mkF}$ bo‘lgan kondensator ulangan va mis sim kesimi $S=0,2 \text{ mm}^2$. G‘altakdan chiqayotgan issiqlik quvvatini toping.

Berilgan.

$$D=5 \text{ sm}=0,05 \text{ m},$$

$$\Delta B/\Delta t=10^{-2} \text{ Tl/s},$$

$$n=1000,$$

$$C=10 \text{ mkF}=10^{-5} \text{ F},$$

$$S=0,2 \text{ mm}^2=2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2.$$

$$R=?$$

Masalaning yechilishi.

G‘altakda ajralayotgan issiqlik energiyasi

$$R = \frac{\varepsilon^2}{R}$$

Bu yerda

$$\varepsilon = \frac{\Delta B}{\Delta t} \cdot \frac{\pi D^2}{4 \cdot n},$$

$$R = \rho \frac{e}{S},$$

ga teng.

Bunda ρ - solishtirma qarshilik bo'lib, mis uchun $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Om} \cdot \text{m}$.
 ε va R ning qiymatlarini qo'yib, R ni topamiz:

$$R = \left(\frac{\Delta B}{\Delta t} \right)^2 \pi \cdot D^3 \cdot n \cdot \frac{S}{16} \cdot \rho,$$

Hisoblaymiz:

$$\begin{aligned} R &= \left(\frac{\Delta B}{\Delta t} \right)^2 \cdot \frac{\pi \cdot D^3 \cdot n \cdot S}{16^3 \rho} = (10^{-2})^2 \cdot 3.14 \cdot (0.05)^3 \cdot 1000 \cdot \frac{2 \cdot 10^{-5}}{16 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8}} = \\ &= 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ Vt}, \end{aligned}$$

8-masala. Bir jinsli magnit maydonda yuzasi $S = 50 \text{ sm}^2$ bo'lgan g'altak joylashtirilgan. G'altak tekisligi bilan magnit maydon yo'nalishi orasidagi burchak $\alpha = 60^\circ$. Agar $\Delta t = 0.02 \text{ s}$ ichidagi magnit maydon induksiyasi $B = 0,2 \text{ Tl}$ bo'lsa, g'altakda hosil bo'lgan induksiya E.Yu.K.ni toping.

Berilgan.

$$S = 50 \text{ sm}^2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2,$$

$$\alpha = 60^\circ,$$

$$\Delta t = 0.02 \text{ s},$$

$$B = 0.2 \text{ Tl}.$$

$$\varepsilon_{in} = ?$$

Masalaning yechilishi.

Konturda hosil bo'lgan induksiya E.Yu.K. kattaligi magnit oqimining o'zgarish tezligiga proporsional.

$$\varepsilon_{in} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Berilgan holat uchun magnit oqimning o'zgarishi uning boshlang'ich qiymatiga teng, ya'ni:

$$\Delta\Phi = \Phi_0;$$

Agar

$$\Phi_0 = B \cdot S \cos\alpha$$

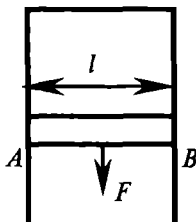
bo'lsa, u holda

$$\epsilon_{in} = B \cdot S \cdot \cos\alpha / \Delta t.$$

Hisoblaymiz:

$$\epsilon_{in} = 0,2 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{2} 0,02 = 25 \cdot 10^{-3} \text{ V}.$$

9-masala. AB harakatlanuvchi o'tkazgichning uzunligi l ga teng, uning qarshiligi R . AB o'tkazgich sirpanadigan qo'zg'almas o'tkazgich qarshiligi juda kichik. O'tkazgichlar tekisligiga perpendikulyar ravishda magnit maydon qo'yilgan. AB o'tkazgichga qanday kuch qo'yilganda ular doimiy tezlik bilan harakatlanadi? O'tkazgichlar sistemasi gorizontal tekislikda turibdi.



Masalaning yechilishi:

Harakatchan o'tkazgichning konturdagi harakati tufayli yuzaga keladigan induksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\xi = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = B \frac{\Delta S}{\Delta t} = B$$

Bu holda konturdan o'tayotgan tok $I = \xi / R = Bvl / R$ ga teng.

Magnit maydonidagi harakatlanuvchi o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch

$$F = BIl = B^2 l^2 \frac{v}{R}$$

ga teng bo'ladi.

10-masala. Solenoiddagi tokning o'zgarish tezligi $\Delta I / \Delta t = 50 \text{ A/s}$ ga teng bo'lganda uning uchlarida $\xi_{oz} = 0,075 \text{ V}$ induksion E.Yu.K. hosil bo'lsa, solenoidning induktivligi L topilsin.

Berilgan.

$$\Delta I / \Delta t = 50 \text{ A/s},$$

$$\xi_{o'z} = 0,075 \text{ V}$$

$$L = ?$$

Masalaning yechilishi.

Solenoidda hosil bo'lgan o'zinduksion E.Yu.K. $\xi_{o'z}$ undagi tokning o'zgarish tezligi $\Delta I / \Delta t$ ga proporsional:

$$\xi_{o'z} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t},$$

bunda L — proporsionallik koeffitsiyenti, unga *o'zinduksiya koeffitsiyenti* yoki *induktivligi* deyiladi.

Hisoblaymiz:

Yuqoridagi formuladan topilishi kerak bo'lgan solenoidning induktivligi L quyidagiga teng bo'ladi:

$$L = |\xi_{o'z}| \frac{\Delta I}{\Delta t} = 0,075 \frac{\text{V}}{50 \text{ A/s}} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Gn}.$$

11-masala. Uzunligi $l=40 \text{ sm}$, ko'ndalang kesimi yuzasi $S=4 \text{ sm}^2$ va o'ramlar soni $N=800$ bo'lgan g'altakning induktivligi L topilsin. G'altak o'zagi materialining nisbiy magnit singdiruvchanligi $\mu=500$ ga teng.

Berilgan.

$$l=0,4 \text{ m},$$

$$S=4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2,$$

$$N=800,$$

$$\mu=500,$$

$$\mu_0=12,56 \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}.$$

$$L = ?$$

Masalaning yechilishi.

Uzun g'altakning induktivligi L quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V,$$

Bunda $n=N/l$ — g'altakning uzunlik birligiga mos kelgan o'ramlar soni, l — g'altakning uzunligi, n — o'ramlar soni; $V=ls$ — g'altakning

hajmi bo'lib, S — esa uning ko'ndalang kesimi yuzias. Agar n va V ning ifodalari yuqorida o'rni qo'yilsa, ishchi formula kelib chiqadi:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} l S = \frac{\mu_0 \mu N^2}{l S}.$$

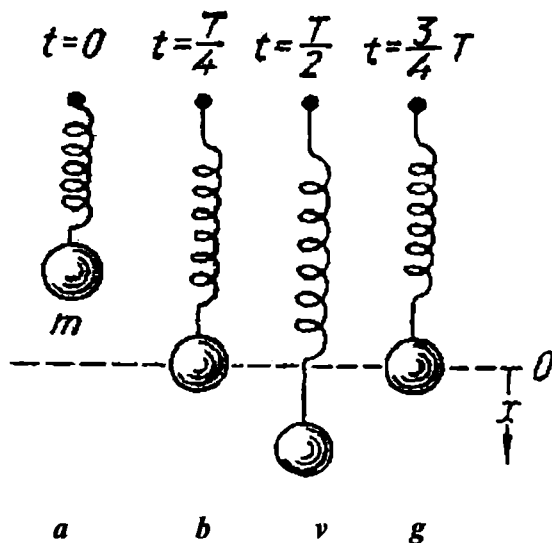
Hisoblaymiz:

Kattaliklarning qiymatlarini o'rni qo'yib hisoblaymiz:

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l S} = 12,56 \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m} \cdot 500 \cdot 64 \cdot 10^4 / 0,4 \text{ m}^4 \cdot 10^2 \text{ m}^2 = 0,4 \text{ Gn}.$$

1. Xususiy elektr tebranishlar

Mexanikada prujinaga osilgan va ishqalanishsiz harakatlanuvchi yuk eng sodda tebranuvchi sistema bo'ladi (165-rasm). Mexanikada ma'lumki, muvozanat vaziyatidan chetga chiqarib qo'yib yuborilgan yuk garmonik tebrana boshlaydi, bu tebranishlarda muvozanat vaziyatidan siljish vaqt o'tishi bilan sinus qonuniga ko'ra o'zgaradi.

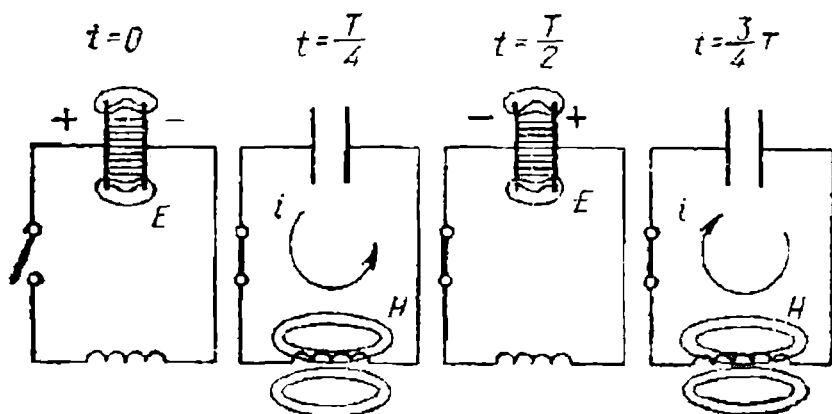


165-rasm.

Yuk chekka vaziyatlarda turganida (165 a va v-rasmlar) uning kinetik energiyasi nolga teng, biroq prujinaning potentsial energiyasi maksimumga yetadi. Yuk muvozanat vaziyatidan o'tishida (165 b va g- rasmlar), aksincha, yukning kinetik energiyasi eng katta qiymatga erishadi va bu holda cho'zilmagan va siqilmagan vaziyatda bo'lgan prujinaning potentsial energiyasi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun ko'rilayotgan mexanikaviy tebranishlar sistema energiyasining davriy ravishda kinetik energiyadan potentsial energiyaga va potentsial energiyadan kinetik energiyaga aylanishidir.

Xuddi shunga o'xshash jarayonlar elektr tebranishlarda ham bo'ladi. Eng sodda elektr tebranish konturi o'zaro ulangan kondensator va induktivlikdan iborat (166-rasm). G'altak o'ramlari orasidagi sig'im kondensatorning sig'imiga nisbatan juda kichik va kondensatorning induktivligi va ulovchi simlarining induktivligi g'altakning induktivligidan juda kichik.

Konturni uzib kondensator zaryadlab olingan. Kondensator plastinkalari orasida elektr maydon hosil bo'ladi, bu elektr maydon ma'lum energiyaga ega (166 a-rasm). Endi kondensator induktivligi tutashtiriladi. Kondensator zaryadlana boshlaydi, uning elektr maydoni kamayadi. Bunda konturda kondensatorning razryadlanishida tok yuzaga keladi, buning natijasida induktivlik g'altagida magnit maydon paydo bo'ladi. Tebranishlarning chorak davriga teng vaqtdan keyin kondensator tamomila razryadlanib bo'ladi va elektr batamom yo'qoladi. Biroq bunda magnit maksimumga erishadi, binobarin, elektr maydonning energiyasi magnit maydon energiyasiga aylanadi (166 b-rasm).



166-rasm.

Vaqtning kelgusi paytlarida magnit maydon yo'qoladi, chunki uni quvvatlovchi toklar bo'lmaydi. Yo'qalayotgan maydon o'zinduksiya ekstratokini vujudga keltiradi, bu tok Lens qonuniga muvofiq kondensatorning razryad tokini quvvatlashga intiladi va binobarin, shu tok yo'nalishida yo'nalgan bo'ladi, shuning uchun kondensator qayta zaryadlanadi va uning plastinkalari orasida qarama-qarshi yo'nalishdagi elektr paydo bo'ladi. Tebranish davrining yarmiga teng

vaqtdan keyin magnit maydon batamom yo'qoladi, elektr maydon esa maksimumga erishadi va magnit maydonning energiyasi yana elektr maydon energiyasiga aylanadi (166 v-rasm). Kelgusida kondensator yana qaytadan razryadlanadi va konturda jarayonning avvalgi bosqichidagi tokka qaraganda teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi ... T vaqtdan keyin kondensator yana razryadlangan bo'lib qoladi, elektr maydonning energiyasi yana qaytadan magnit maydon energiyasiga aylanadi (166-rasm) va h.k. Tebranishning to'liq davriga teng vaqtlar oralig'ida konturning elektr holati xuddi tebranishlarning boshlanishidagi singari bo'ladi (166 a-rasm).

Agar konturning qarshiligi nolga teng bo'lsa, u holda elektr energiya-sining magnit energiyasiga aylanish davriy jarayoni va aksincha jarayon cheksiz uzoq davom etadi va *so'nmas* elektr tebranishlarni hosil qiladi.

Kuchlari ta'sirida vujudga kelib tebranish sistemasining o'zida davom etadigan mexanikaviy tebranishlar *xususiy tebranishlar* deb ataladi. Bunday tebranishlar tebranish sistemasi muvozanatining har qanday buzilishlarida paydo bo'ladi. Xuddi shunga o'xshash, tebranish konturining o'zida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida yuzaga keladigan elektr tebranishlar *xususiy elektr tebranishlar* deb nom olgan.

Mexanikaviy va elektr tebranishlari orasidagi o'xshashlikdan foydalanib, aniq nazariyaga murojaat qilmasdan ham elektr tebranishlar davrini hisoblash mumkin. Mexanikadan ma'lumki, prujinaga osilgan yukning tebranishlar davri quyidagi

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1.1)$$

formula bilan ifodalanadi, bu yerda m — yukning massasi, k — prujinaning elastikligi. Elektr tebranishlar bo'lgan holda massa rolini induktivlik L , elastiklik rolini esa sig'imga teskari bo'lgan kattalik, ya'ni $1/C$ o'ynaydi. Endi (1.1) da m ni L ga va k ni $1/C$ ga almashtirib, quyidagini topamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (1.2)$$

So'nmas elektr tebranishlar chastotasi (1 sekunddagi tebranishlar soni) quyidagiga teng bo'ladi:

$$\nu = \frac{1}{T} 2\pi \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (1.3)$$

doiraviy chastota (2π sekunddagi tebranishlar soni) esa

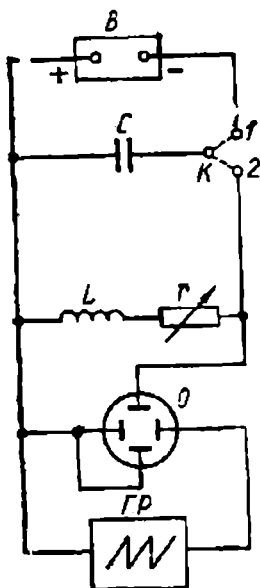
$$\omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (1.4)$$

Agar (1.2) formulada L ni genri hisobida, C — farada hisobida ifodalansa, u holda T davr sekund hisobida ifodalanadi.

2. Tebranishlarning so'nishi

Elektr tebranishlarni tekshirish uchun 167-rasmda tasvirlangan sxemadan foydalanish mumkin. Tebranish konturi C — sig'im, L — induktivlik va o'zgaruvchan r — qarshilikdan iborat. K — kalit 1-vaziyatga qo'yilganda kondensator B — batareyasi zaryadlanadi. Kalit 2-vaziyatga o'tkazilganda tebranish konturi tutashadi va unda tebranishlar yuzaga keladi.

Plastinkalar orasidagi kuchlanish O elektron ossilografning bir juft plastinkalariga beriladi, ikkinchi juft plastinkalarga maxsus vaqt bo'yicha yoyuvchi GR generatordan arrasimon kuchlanish beriladi. Bunda elektron nuri ossilograf ekranida kuchlanishning vaqtga bog'lanishini ifodalovchi $U=f(t)$ bog'lanishni beradi. Bu kuchlanish



167-rasm.

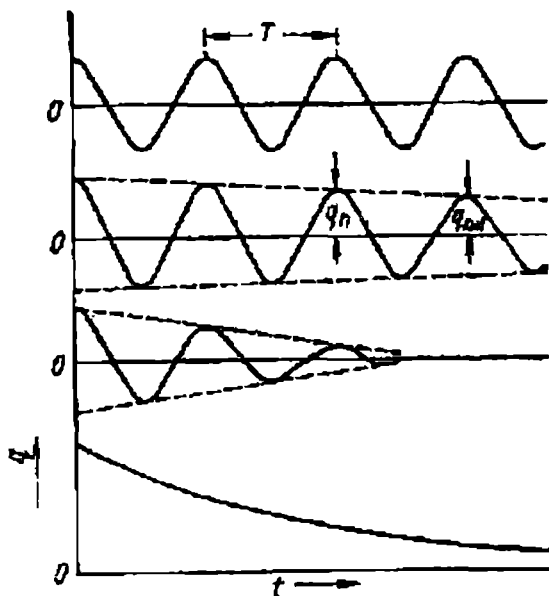
$$U = \frac{q}{c}$$

ga teng bo'lgani uchun, olingan egri chiziq ayni vaqtda biror masshtabda kondensator zaryadining vaqt bo'yicha o'zgarishini ham ifodalaydi.

Bayon qilinganlarga muvofiq shunday xulosa qilish mumkin: **davriy jarayonlar** deb shunday jarayonlarga aytiladiki, bu jarayonlarda o'zgaruvchan fizikaviy kattaliklar ma'lum vaqt oraliqlaridan keyin birday qiymatlarga ega bo'ladi:

$$q(t+T)=q(t) \quad (2.1)$$

Masalan, 168a-rasm egri chiziq bilan tasvirlangan garmonik tebranishlar aniq chekli T davrga ega bo'lgan davriy jarayonlardir. Aksincha, 168-rasmdagi b va v egri chiziqlar bilan ifodalangan so'nuvchi tebranishlar chekli davrga ega emas ($T = \infty$) va shuning uchun qat'iy aytganda davriy jarayon emas. Shunga qaramay, agar so'nish kichik bo'lsa, b va v egri chiziqlarning kichik kesimlarini tegishli sinusoidaning kesimlari deb qarash va so'nuvchi tebranishlarni amplitudalari tobora kamayuvchi garmonik tebranishlar deb atash mumkin.



168-rasm.

So'nishni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun ketma-ket ikkita q_n va q_{n+1} amplitudalarning nisbati butun jarayon davomida doimiy qolishi faktidan foydalaniladi. Bu nisbatning natural logarifmini

$$\delta = \ln \left(\frac{q_n}{q_{n+1}} \right) \quad (2.2)$$

tebranishlarning so'nish o'lchovi sifatida qabul qilinadi va uni so'nishning **logarifmik dekrementi** deb ataladi.

Agar konturning r qarshiligini tobora orttirib borsak, u holda tebranishlarning so'nishi ortib boradi va logarifmik dekrement o'sadi.

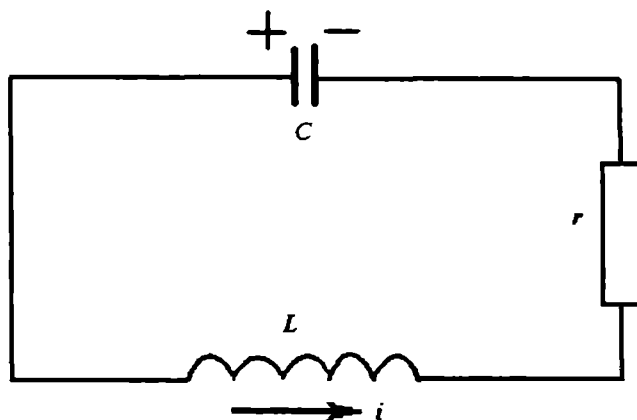
Qarshilik mazkur kontur uchun aniq bo'lgan biror qiymatdan ortgandan so'ng tebranishlar mutlaqo yuzaga kelmaydi. Qarshilikni yetarlicha kattalashtirilganda kondensatorning zaryadi monoton va asimptotik ravishda nolga intiladi.

r_k qarshilik konturning **kritik qarshiligi** deb ataladi. Bu qarshilik konturning sig'imi va induktivligi kattaligiga bog'liq bo'ladi. Binobarin, elektr tebranishlar paydo bo'lishi uchun konturning r qarshiligi kritik qarshilikdan kichik bo'lishi kerak. $r > r_k$ bo'lganida davriy bo'lmagan (nodavriy) razryad ro'y beradi.

Elektr tebranish konturidagi razryadning xususiyatlari ishqalanishga ega bo'lgan mexanikaviy tebranish sistemasining xususiyatlariga o'xshashdir.

3. Xususiy elektr tebranishlar sistemasi. So'nish bo'lmagandagi tebranishlar

Kondensator qoplamalaridagi zaryadlarning ishoralari 169-rasmda ko'rsatilgandek bo'lsa, kondensatorning q zaryadini musbat deb hisoblaymiz, agar tok soat strelkasi yo'nalishiga qarshi bo'lsa, tok kuchini musbat deb hisoblaymiz.



169-rasm.

Kirxgofning ikkinchi qonuniga muvofiq, konturdagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi undagi ta'sir qilayotgan E.Yu.K. lar yig'indisiga teng. Kuchlanishning r qarshilikdagi r_i ga teng bo'lgan tushishi va uning kondensator U_C dagi r_i ga teng bo'lgan tushishi, bu kuchlanish tushishining ishorasiga qarama-qarshidir. Bundan tashqari, $-L di/dt$ ga teng bo'lgan o'zinduksiya E.Yu.K. ham bor. Shuning uchun

$$ri - U_C = -L \frac{di}{dt} \quad (3.1)$$

bo'ladi.

So'ngra, kondensatordagi kuchlanish quyidagiga teng:

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad (3.2)$$

tok kuchi esa kondensator zaryadi bilan quyidagi munosabatda bog'langan:

$$i = -\frac{dq}{dt} \quad (3.3)$$

Oxirgi munosabatda turgan minus ishorasi i ning tanlangan musbat yo'nalishi kondensator zaryadining (musbat) kamayishiga muvofiq kelishini bildiradi.

Bu uchta tenglamadan uchta q , i , U kattalikdan ikkitasini yo'qotib yuborish mumkin va ulardan faqat bittasini vaqt t bilan bog'lovchi differensial tenglamani hosil qilish mumkin.

Masalan, (3.2) va (3.3) ifodalarni (3.1) ifodaga qo'yib, kondensatorning zaryadi uchun quyidagi ko'rinishdagi tenglamani topamiz:

$$L = \frac{d^2 q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{d}{C} = 0 \quad (3.4)$$

Bu tenglamaning har ikkala qismini L ga bo'lamiz va quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\frac{r}{2L} = \alpha,$$

$$\frac{1}{L_C} = \omega_0^2.$$

Unda nihoyat, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (3.5)$$

4. So'nish bo'ladigan tebranishlar

Qarshiligi nolga teng bo'lmagan real konturni ko'ramiz. Bu holda tebranishlar to'liq differensial tenglama bilan ifodalanadi. Bu

tenglamaning yechimi uning koeffitsiyentlari orasidagi munosabatga bog'liq holda turli ko'rinishga ega bo'ladi. Dastlab,

$$\omega_0^2 > \alpha^2 \quad (4.1)$$

deb olamiz. U holda yechim quyidagicha bo'ladi:

$$q = Ae^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.2)$$

Bu yerda A va φ – avvalgidek qiymatlari boshlang'ich shartlar bilan ifodalanadigan doimiylar. ω kattalik esa quyidagiga teng:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (4.3)$$

Olingan ifoda 169-rasmdagi b va v egri chiziqlar bilan ifodalanagan so'navchi tebranishlarning analitik ifodasidir. v egri chiziq koeffitsiyentining katta qiymatiga to'g'ri keladi.

(4.2) ning yechilishini batafsil o'rganamiz va avvalo, q zaryad maksimumga va minimumga erishadigan vaqt momentlarini topamiz. Buning uchun ekstremumlarni topish qoidasiga muvofiq (4.2) ni differentsiallaymiz va birinchi hosilasini nolga tenglaymiz:

$$\frac{dq}{dt} = -A\alpha e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) - A\omega e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) = 0 \quad (4.4)$$

yoki

$$\operatorname{tg}(\omega t + \varphi) = -\frac{\alpha}{\omega} \quad (4.5)$$

$t = t_1$ bu tenglamaning biror yechimi bo'lsin. U holda

$$\dots, t_1 - 2T, t_1 - T, t_1 + T, t_1 + 2T, \dots$$

$$\dots, t_1 - \frac{3}{2}T, t_1 - \frac{1}{2}T, t_1 + \frac{1}{2}T, t_1 + \frac{3}{2}T, \dots$$

ifodalar ham uning yechimlari bo'ladi, bu yerda:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (4.6)$$

Shu narsaga ishonch hosil qilish osonki, agar $t = t_1$ da biz q ning maksimumiga ega bo'lsak, u holda t ning yuqori qatorda turgan barcha qiymatlari ham maksimumga, pastki qatordagi barcha qiymatlari esa minimum q ga mos keladi. Shunday qilib, so'navchi tebranishlar

qat'iy qilib aytganda davriy jarayon bo'lmasa ham, har holda bu jarayon zaryadning maksimal va minimal qiymatlari birday vaqt oraliqlari T ichida erishadigan ma'lum takrorlanishga egadir. Zaryadning nol qiymati uchun ham shunday takrorlanish xosdir. Ana shu T vaqt oralig'ini biz **so'nuvchi tebranishlar davri** deb ataymiz.

Tebranish konturlarini tavsiflash uchun ko'pincha yana konturning **aslligi** deb ataluvchi va Q harfi bilan belgilanuvchi boshqa kattalikdan ham foydalaniladi. Konturning aslligi logarifmik decrement bilan quyidagi

$$Q = \frac{\pi}{\delta} \quad (4.7)$$

munosabat orqali bog'langandir, $\delta = 1/N$ bo'lgani uchun bundan

$$Q = \pi N \quad (4.8)$$

bo'ladi.

Konturning aslligi shunday sondagi to'liq tebranishlar sonining α ga ko'paytmasiki, bu tebranishlar sodir bo'lgan vaqt ichida tebranishlar amplitudasi e marta kamayadi. Konturning aslligi tebranishlar amplitudasining e marta kichrayishi ro'y beradigan to'liq tebranishlar soninig π ga ko'paytmasidir. Demak, konturda tebranishlarning so'nishi qancha kam bo'lsa, konturning aslligi shuncha yuqori bo'ladi.

(4.3) formula shuni ko'rsatadiki, elektr tebranishlarning ω chastotasi so'nish koeffitsiyenti α ga bog'liq va xuddi shu konturning qarshiligi $r=0$ ($\alpha=0$) bo'lgandagi ω_0 tebranishlar chastotasi qiymatiga teng emas. Konturning qarshiligi ortishi bilan ω chastota kamayadi, tebranishlar davri T esa ortadi.

Endi konturning qarshiligi juda katta va shuning uchun

$$\omega_0^2 < \alpha^2 \quad (4.9)$$

deb faraz qilamiz. U holda (4.3) formula bilan ifodalanadigan ω chastota mavhum bo'ladi. Bu degan so'z, (4.2) yechim endi o'rinli emas va shuning uchun konturda elektr tebranishlar bo'lmaydi, demakdir. Bu holda asosiy tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$q = A_1 \exp(-k_1 t) + A_2 \exp(-k_2 t) \quad (4.10)$$

bu yerda

$$k_1 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2},$$

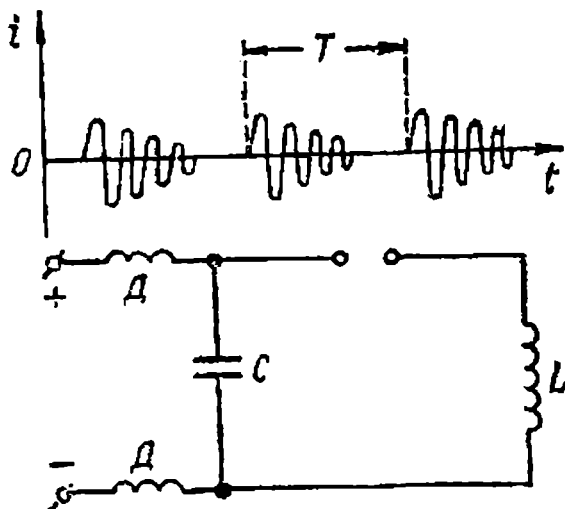
$$k_1 = \alpha - \sqrt{\alpha_2 - \omega_0^2},$$

A_1 va A_2 — ixtiyoriy doimiylar.

5. Tebranishlarni saqlash. Uchqunli kontur

Har qanday real konturning hamma vaqt biror qarshiligi bo‘ladi. Shuning uchun bu konturda yuzaga keladigan elektr tebranishlar so‘na boshlaydi va konturning aslligiga bog‘liq ravishda birmuncha vaqtdan keyin batamom so‘nadi. Biroq elektr tebranishlardan texnikada foydalanish uchun ular uzoq vaqt davomida mavjud bo‘lishi kerak, buning uchun esa elektr tebranishlarni saqlab turish kerak.

Elektr tebranishlarni saqlashning eng sodda va shu bilan birga eng eski usuli 170-rasmda tasvirlangan uchqunli konturdan foydalanishdir.



170-rasm.

Bu kontur C kondensator, L induktivlik va uchqun razryadnikdan iborat bo‘lib, ular ketma-ket ulangan. Kondensatorning qoplamalariga yuqori o‘zgarmas kuchlanish manbai ulangan.

Manba ulangandan so‘ng kondensator zaryadlanadi va uning qoplamalari orasidagi kuchlanish ortadi. Bu kuchlanish uchqun razryadnikning teshilish qiymatiga yetganida razryadnik orqali tebranish konturini tutashtiruvchi uchqun o‘tadi va konturda so‘nuvchi tebranishlar tizmasi paydo bo‘ladi.

Bu tebranishlar kondensatordagi kuchlanish amplitudasi uchqunning so'nish kuchlanishiga tenglashguncha davom etadi, shundan so'ng uchqun razryad to'xtaydi va tebranishlar tizmasi uziladi. So'ngra kondensator qaytadan zaryadlana boshlaydi, uning kuchlanishi ortadi va birmuncha vaqtdan keyin uchqun razryad yana tiklanadi, buning natijasida konturda so'nuvchi tebranishlarning yangi tizmasi paydo bo'ladi va hokazo.

Hosil bo'layotgan tebranishlar tok manbaiga qisqa tutashmasligi uchun tok manbaining o'zi kondensatorga o'zinduksiya g'altagi D orqali ulangan. Ular tez o'zgaruvchan toklar uchun juda katta qarshilik ko'rsatadi, biroq manbadan kelayotgan sekin o'zgaruvchi toklarning o'tishiga to'sqinlik qilmaydi.

Uchqunda konturning asosiy afzalligi uning nihoyatda sodda tuzilganligidadir. Uning kamchiligi esa uchqun yuzaga keltirayotgan kuchli shovqin, razryadnik elektrodlarining kuyib ketishi va eng asosiysi, hosil qilinayotgan tebranishlarning sinusoidal (garmonik) tebranishlardan keskin farq qilishidir. Shuning uchun uchqunli konturlar hozirgi vaqtlarda kam qo'llaniladi.

6. Avtotebranish sistemalari

Uzoq muddat mavjud bo'ladigan elektr to'lqinlarni hosil qilishda **avtotebranish** sistemalari katta ahamiyatga ega. Bunday nom bilan ataladigan qurilmalar quyidagi xarakterli xususiyatlarga ega.

Avtotebranish sistemalari so'nmas tebranishlarni generatsiyalash xususiyatiga ega. Bu tebranishlar garmonik bo'lishi yoki yanada murakkabroq shaklda bo'lishi mumkin, biroq ular juda uzoq muddat, sistemani tashkil qilgan elementlar ishdan chiqquncha davom etishi mumkin.

Avtotebranish sistemalarida so'nmas tebranishlar sistemaning ichida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida vujudga keladi va ularni quvvatlash uchun hech qanday tashqi ta'sir kerak emas. Bu ma'noda avtotebranishlar majburiy tebranishlardan keskin farq qiladi, majburiy tebranishlar ham so'nmas bo'lishi mumkin, biroq ularning mavjudligi biror tashqi davriy ta'sirning bo'lishi bilan bog'liqdir.

Avtotebranish sistemalari tarkibiga energiya manbai kiradi. Bu manba davriy ravishda sistemaning o'zi tomonidan ulanib turadi va sistemada Joul-Lens qonuniga muvofiq ajraladigan issiqlik kompensatsiyasi qilib turuvchi ma'lum energiyani beradi, bu esa tebranishlarni so'nmas tebranishlarga aylantiradi.

Avtotebranish sistemalarida tebranishlar sistemaning ichida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida vujudga kelgani uchun bu holda tebranishlar sistemada bo'ladigan tasodifiy, sistemani muvozanatdan chiqaruvchi kichik ta'sirlar natijasida o'z-o'zidan yuzaga keladi. Yuzaga kelgan kichik tebranishlar o'z-o'zidan kuchayadi va nihoyat sistemada barqaror tebranishlar hosil bo'ladi, bu tebranishlarning xossalari sistemaning parametrlari bilan aniqlanadi va boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'lmaydi.

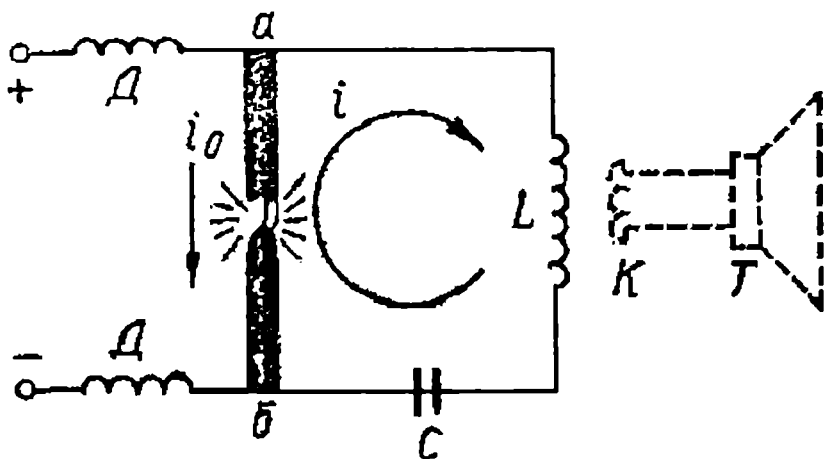
Mexanikadagi avtotebranish sistemalariga misol qilib soatlarni ko'rsatish mumkin, ma'lumki, soatlarda mayatnikning so'nmas tebranishlari anker yordamida saqlab turiladi.

Har qanday avtotebranish sistemasidagi jarayonlar chiziqli bo'lmagan differensial tenglamalar bilan ifodalanadi. Chiziqli bo'lmagan tebranishlar nazariyasi murakkab hisoblanadi.

7. Manfiy qarshiliklardan foydalanish

Agar r qarshilikka ega bo'lgan tebranish konturiga pasayuvchi volt-ampere tavsifli o'tkazgichni kiritsak, u holda konturning so'nishi kamayadi. Konturning parametrlari bilan unga ulangan manfiy qarshilik orasidagi ma'lum bir munosabatda so'nish mutlaqo yo'qolishi mumkin va bunday konturda so'nmas tebranishlar yuzaga keladi.

171-rasmda manfiy qarshilik sifatida yoy razryaddan foydalanilgan avtotebranish sistemasi tasvirlangan. Tok manbaidan o'zgarmas



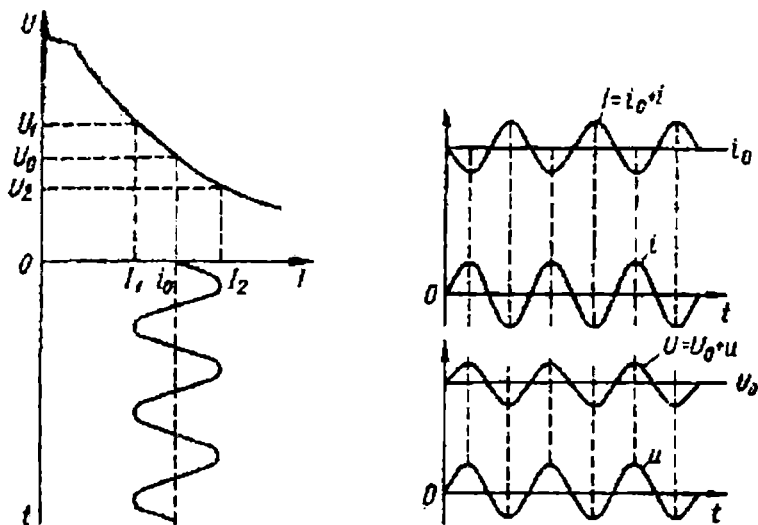
171-rasm.

kuchlanish yoyning elektrodlariga D — drossel orqali keltiriladi. Agar C — sig‘im va L — induktivlik tebranishlar chastotasi tovush spektri sohasiga tushadigan qilib tanlangan bo‘lsa, u holda tebranishlarning yuzaga kelishi yoyning tovush chiqarishiga sabab bo‘ladi; shuning uchun ham bu yoy “*kuylovchi*” yoy deb nom olgan. Tovushning paydo bo‘lishiga sabab shuki, yoy orqali elektr tebranishlarning o‘zgaruvchan toki oqadi, bu tok yoyning o‘zgaruvchan qizishini va shu sababli uning pulsatsiyalanishini yuzaga keltiradi, ana shu sababli atrof havoda tovush to‘lqini paydo bo‘ladi.

Agar L induktivlik g‘altagi yaqiniga gromkogovoritel bilan ulangan ikkinchi K g‘altak joylashtirilsa, bu tovushni ancha kuchaytirishni mumkin. U holda K g‘altakda elektromagnit induksiya tufayli o‘zgaruvchan tok vujudga keladi va gromkogovoriteldan balandligi konturdagi tebranishlar chastotasiga mos bo‘lgan tovush chiqadi. Sig‘im va induktivlikning kattaliklarini o‘zgartirib, L yoki C ni orttirganda tovushning balandligi pasayishiga, ya’ni tebranishlar chastotasining pasayishiga ishonch hosil qilish mumkin.

Bu sxemada yoyning o‘rniga tunnel diodidan foydalanish mumkin. Biroq tunnel diodi tavsifining pasayuvchi qismi kichik kuchlanishlar va toklar sohasida joylashgan va demak, tebranishlar amplitudasi bu holda zaifroq bo‘lgan bo‘lar edi.

I tokning tebranishlari a va b nuqtalar orasida o‘zgaruvchan



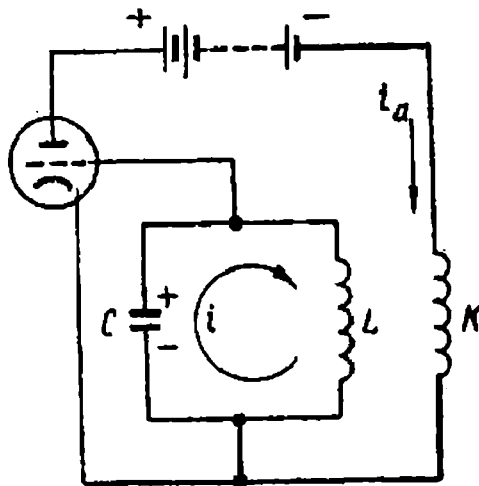
172-rasm.

kuchlanishni yuzaga keltiradi, bu kuchlanishni yoyning Volt-Amper tavsifidan topish mumkin (172-rasm, chapda). Bu kuchlanish U_0 o'zgarmas tashkil etuvchisi va u o'zgaruvchan tashkil etuvchisi bo'lgan U egri chiziq (o'ngdagi) bilan ifodalandi. Endi I tokning va u kuchlanishning o'zgaruvchan tashkil etuvchilarini solishtirib ko'raylik. Biz ularning bir fazada ekanligini ko'ramiz, ya'ni u kuchlanishning musbat qiymatlariga I ning musbat qiymatlari va aksincha, to'g'ri kelishini ko'ramiz. Bu degan so'z, o'zgaruvchan kuchlanish o'zgaruvchan tokka yordam beradi, uni "itaradi" yoki boshqacha aytganda, konturga tok manbai hisobiga ma'lum energiya beriladi. Agar bu energiya Joule-Lens issiqligiga ajralayotgan energiyadan katta bo'lsa, u holda tebranishlar amplitudasi ortadi. Bunda konturda energiya isroflari ham ortadi, ular konturga berilayotgan energiyaga tenglashganda doimiy amplitudali tebranishlar qaror topadi.

8. Lampali generatorlar. Teskari bog'lanish

Hozirgi vaqtda deyarli hamma vaqt elektron lampali yoki yarimo'tkazgich asboblari avtotebranish sistemalari qo'llaniladi. Ularning mustahkamligi yuqori va tebranishlarning chastotasini, intensivligi va shaklini keng chegaralarda o'zgartirishga imkon beradi.

Bunday asboblarning ishlash jarayonini lampali generator misolida ko'rib chiqamiz. Eng sodda sxemalardan biri 173-rasmga keltirilgan. C sig'im va L induktivlikka ega bo'lgan tebranish konturi elektron lampaning to'r zanjiriga ulangan. Anod zanjirida tok beruvchi batareyadan tashqari yana L g'altakka bevosita yaqin joylashtirilgan K g'altak ham bor, bu ikki g'altaklar orasida induktiv bog'lanish mavjud.



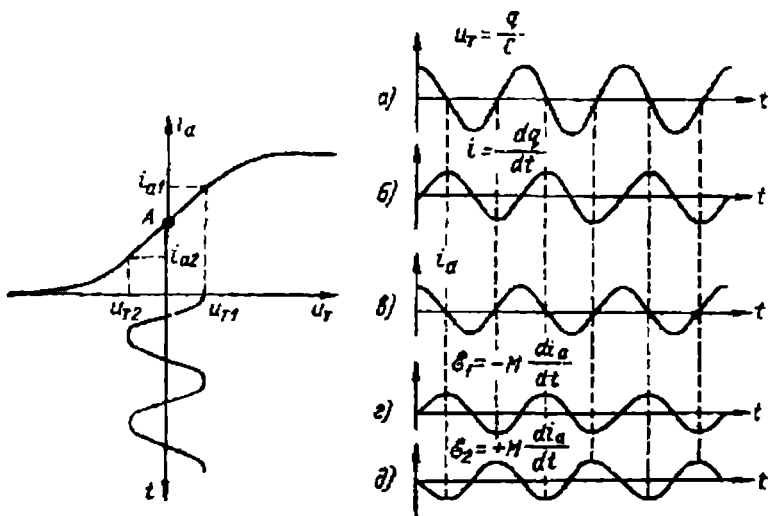
173-rasm.

Generatorning ishlash jarayoni quyidagicha: Tebranish konturida tebranishlar yuzaga kelganida kondensatorning qoplamalari orasida o'zgaruvchan kuchlanish paydo bo'ladi. Xuddi shunday kuchlanish lampaning to'ri va katodi orasida ham paydo bo'ladi, chunki ular kondensatorning qoplamalariga ulangandir. Buning natijasida anod

zanjirida i_a tok hosil bo'ladi. Biroq K va L g'altaklar bilan induktiv bog'lanishdadir, shuning uchun i_a o'zgaruvchan tok L g'altakda $\xi = -M \frac{di_a}{dt}$ ga teng bo'lgan o'zaroinduksiya E.Yu.K. ni hosil qiladi. Bu E.Yu.K. K va L g'altaklar o'ramlarining o'zaro qanday joylanishiga qarab yoki konturdagi tokning tebranishlariga to'sqinlik qiladi yoki unga yordam beradi.

Ravshanki, zarur bo'lib qolganda K g'altakning uchlarini almashtirib ulash yo'li bilan hosil bo'ladigan ξ E.Yu.K. ning ishorasi konturdagi I tok bilan birday bo'lishiga erishish mumkin. Bunda bu E.Yu.K. ning ishi musbat bo'ladi, tebranish konturi esa tok manbai hisobiga energiya oladi, shuning uchun kontur tebranishlarining so'nishi kamayadi. Agar g'altaklar orasidagi bog'lanish yetarlicha katta bo'lsa, olinadigan energiya konturda sarf qilinadigan energiyadan katta bo'lishi mumkin. Bunday holda tebranishlar amplitudasi olinayotgan energiya sarf qilinayotgan energiyaga tenglashguncha ortib boradi, bunday tenglashish sodir bo'lgandan keyin so'nmas tebranishlar yuzaga keladi.

174-rasm bu aytilganlarni batafsil tushuntirib beradi. Agar to'rda katodga nisbatan musbat potensial hosil bo'lsa, kondensatorning zaryadini musbat deb hisoblaymiz, konturdagi I tokning musbat yo'nalishi uchun esa 173-rasmda ko'rsatilgan yo'nalishni tanlaymiz. U holda agar u_r to'r kuchlanishi a egri chiziqqa muvofiq o'zgarsa (174-rasm, o'ngda), u holda konturning I toki b egri chiziq bilan ifodalanadi.



174-rasm.

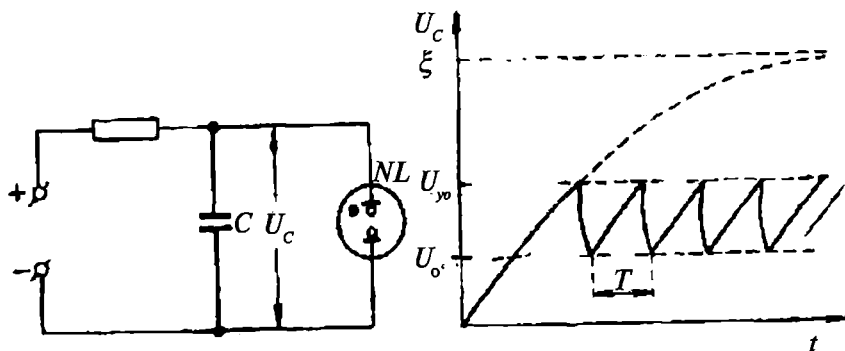
Anod zanjirida u_r to'ra kuchlanishining tebranishlar tufayli hosil bo'ladigan i_a o'zgaruvchan tokni triodning to'ra tavsifidan foydalanib topish mumkin (174-rasm, chapda).

Uning A "ishchi" nuqtasi tavsifning deyarli to'g'ri chiziqli bo'lgan o'rta qismida tanlangan. To'ring musbat potentsiali i_a musbat tok hosil qilgani uchun i_x ning o'zgarishlari v egri chiziqli bilan ifodalanadi. g va d egri chiziqlar K g'altak o'ramlarining mumkin bo'lgan ikki yo'nalishida ξ o'zaro induksiya E.Yu.K. ning o'zgarishlarini beradi. Bu egri chiziqlarni b egri chiziqli bilan solishtirib, biz d holda E.Yu.K. va tokning yo'nalishlarida teskari fazalarda bo'lishini: ya'ni musbat I tokda musbat E.Yu.K. hosil bo'lishini ko'ramiz. Bunday holda o'zaro induksiya E.Yu.K. tebranishlarga to'sqinlik qiladi va konturda tebranishlarning so'nishi ortadi. g holda aksincha, E.Yu.K. va tokning tebranishlari birday fazada bo'ladi va E.Yu.K. tokning tebranishlariga yordam beradi, bundan konturning so'nishlari kamayadi. Yetarlicha kuchli bog'lanish bo'lganida bu holda konturda so'nmas tebranishlar yuzaga keladi.

9. Relaksatsion tebranishlar

Aviotebranish sistemalarida ularning asosiy qismlari induktivlik va sig'imga ega bo'lgan tebranish konturi edi. Bunday generatorlar xuddi tebranishlar massa va elastiklik tufayli yuzaga keladigan mexanikaviy sistemalariga o'xshaydi.

Biroq tebranishlar hosil qilish uchun induktivlik va sig'imning bir vaqtda bo'lishi shart emas. 175-rasmda induktivlik hech qanday rol o'ynamaydigan tebranish sxemasi ko'rsatilgan. Bu yerda neon



175-rasm.

lampa parallel ulangan C kondensator tok manbaidan katta r qarshilik orqali zaryadlanadi agar neon lampa bo'lmaganida edi, u holda kondensatorning kuchlanishi U_C vaqt o'tishi bilan punktir chiziqqa (175-rasm, o'ngda) muvofiq ortar va asimptotik ravishda manbaning ξ E.Yu.K. ga intilar edi. Bu egri chiziq tenglamasining boshlang'ich qismini taxminan to'g'ri chiziq deyish mumkin:

$$UC = \frac{\xi}{rC} t$$

Neon lampa bo'lganida boshqacha hodisa bo'ladi. U_C kuchlanish U_ξ yonish kuchlanishiga erishganida lampada gaz zaryadi hosil bo'ladi va kondensator tezda razryadlana boshlaydi. U_C kuchlanish razryadning o'chish kuchlanishi U_o gacha kamayganida esa lampada razryad uziladi va kondensator yana zaryadlana boshlaydi, buning natijasida uning kuchlanishi qaytadan ko'paya boshlaydi. So'ngra vaqtning biror paytida lampada yana razryad yonadi va jarayonlar davriy takrorlanadi.

Natijada kuchlanishning 175-rasmdagi arrasimon egri chiziq bilan ifodalangan tebranishlari yuzaga keladi (o'ng tomonda). Kondensatorning zaryadi ham shu qonunga muvofiq o'zgaradi.

Oson bo'lishi uchun kondensatorning razryadlanishi vaqti uning zaryadlanish vaqtidan ancha kichik deb faraz qilaylik. U holda tebranishlar davri kuchlanishning U_o qiymatdan U_{yo} qiymatgacha o'tishiga erishgan vaqtdir. U quyidagiga teng bo'ladi:

$$T = \frac{U_{yo} - U_o}{\xi rC}$$

Ko'rinib turibdiki, bu holda elektr tebranishlarning yuzaga kelishiga konturning ma'lum $\tau = rC$ relaksatsiya vaqti mavjud ekanligi sabab bo'lar ekan, tebranishlar davri xuddi shu vaqt bilan belgilanadi. Shuning uchun ko'rib chiqilgan tipdagi tebranishlar **relaksatsion tebranishlar** deb ataladi.

Mexanikada ham relaksatsion tebranishlar ko'p uchraydi. Masalan, tramvay tormozlarining vibratsiyasi, kamonli musiqa asboblari torlarning tovush chiqarishi va shunga o'xshashlar mexanikaviy relaksatsion tebranishlar bilan tushuntiriladi.

Masalalar

1-masala. Tebranish konturidagi kondensatorga $q=10^6$ KJ zaryad berilganda, konturda elektr tebranishlarning soʻnishi paydo boʻladi. Konturdagi tebranish toʻla soʻnguncha qancha issiqlik miqdori ajralib chiqadi? Kondensator sigʻimi $C=0,01$ mkF.

Berilgan.

$$q=10^6 \text{ KJ},$$

$$C=0,01 \text{ mkF}=10^{-8} \text{ F}.$$

$$Q=?$$

Masalaning yechilishi.

Agar elektromagnit energiyaning fazoda nurlanishi eʼtiborga olinmasa, u holda kondensatorga toʻplangan toʻla energiya issiqlik miqdoriga aylanadi, yaʼni

$$Q=W=\frac{q^2}{2C}$$

boʻladi.

Hisoblaymiz:

$$Q=W=\frac{q^2}{2C}=(10^6)^2:2\cdot 10^{-8}=5\cdot 10^{-3} \text{ J}$$

2-masala. Tebranish konturiga ulangan kondensatorga qoʻyilgan effektiv kuchlanish $U_{eff}=100$ V. Kondensator sigʻimi $C=10$ pF. Konturdagi elektr va magnit energiyalarning maksimal qiymatini toping.

Berilgan.

$$U_{eff}=100 \text{ V},$$

$$C=10 \text{ pF}=10^{-11} \text{ F}.$$

$$W=?$$

Masalaning yechilishi.

Kondensator toʻliq zaryadlangan vaqt momentida elektr energiyasi maksimal qiymatga ega boʻlib, konturdagi tok esa nolga teng boʻladi. Elektr energiyasining qiymati quyidagiga teng:

$$W = C \cdot \frac{U_0^2}{2} = CU_{eff}^2$$

Bu yerda

$$U_0 = \sqrt{2 \cdot U_{eff}}$$

Hisoblaymiz:

$$W = \frac{C \cdot U_0^2}{2} = CU_{eff}^2 = (10^{-11} \cdot 100)^2 : 2 = 10^{-7} \text{ J}$$

Bu energiya konturning to'la energiyasiga tengdir.

3-masala. Tebarnish konturiga ulangan sig'imi $C_1 = 10^{-6} \text{ F}$ bo'lgan kondensatorda rezonans $f_1 = 400 \text{ Gts}$ chastotada ro'y beradi. C_2 kondensatorga parallel qilib C_2 kondensator ulanganda rezonans chastota $f_2 = 100 \text{ Gts}$ ga teng bo'ladi. C_2 sig'imni hisoblang.

Berilgan:

$$C_1 = 10^{-6} \text{ F},$$

$$f_1 = 400 \text{ Gts},$$

$$f_2 = 100 \text{ Gts}.$$

$$C_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Ma'lumki, Tomson formulasi $T = 2\pi \sqrt{L \cdot C}$ ekanligini va $\nu = 1/T$ ni e'tiborga olsak, u holda

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot C_1},$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot (C_1 + C_2)}.$$

bundan

$$C_2 = C_1(f_1^2 - f_2^2)/f_2^2.$$

Hisoblaymiz:

$$C_2 = \frac{C_1(f_1^2 - f_2^2)}{f_2^2} = 10^{-6} \cdot (400^2 - 100^2) : 100^2 = 15 \text{ mkF}$$

4-masala. Konturdagi tebranish chastotasi $f_1=400$ Gts dan, $f_2=500$ Gts gacha o'zgarganda, tebranish konturi g'altagining induktivligi qanday o'zgaradi? Kondensatorning sig'imi $C=10$ mkF.

Berilgan.

$$f_1=400 \text{ Gts},$$

$$f_2=500 \text{ Gts},$$

$$C=10 \text{ mkF}=10^{-5} \text{ F}.$$

$$L_1=?$$

$$L_2=?$$

Masalaning yechilishi.

Konturning xususiy tebranishlar chastotasi quyidagiga teng:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L_1 \cdot C} ,$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L_2 \cdot C} .$$

bundan, g'altakning induktivligi quyidagicha bo'ladi:

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2} C f_1^2 ,$$

$$L_2 = \frac{1}{4\pi^2} C f_2^2$$

Hisoblaymiz:

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2} C f_1^2 = 1 : (4 \cdot 3,14^2 \cdot 10^{-5} \cdot 400^2) = 16 \text{ mGn} ,$$

$$L_2 = \frac{1}{4\pi^2} C f_2^2 = 1 : (4 \cdot 3,14^2 \cdot 10^{-5} \cdot 500^2) = 10 \text{ mGn} .$$

5-masala. $L=10$ mGn induktiv g'altakdan hamda $C_1=880$ pF va $C_2=20$ pF kondensatorlardan tashkil topgan elektr tebranishlari konturining xususiy tebranish chastotasi, siklik chastotasi va davrini toping.

Berilgan.

$$L=10 \text{ mGn}=10^{-2} \text{ Gn},$$

$$C_1=880 \text{ pF},$$

$$C_2 = 20 \text{ pF.}$$

$$f = ?$$

$$\omega = ?$$

$$T = ?$$

Masalaning yechilishi.

Tomson formulasi $T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}$ ekanligini va $\nu = 1/T$ ni e'tiborga olsak, u holda

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot C_1} ,$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot C_2}$$

Agar kondensatorlarning parallel ulanganligini e'tiborga olsak,

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot (C_1 + C_2)} .$$

Hisoblaymiz:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{L \cdot (C_1 + C_2)} = 1 : 2 : 3,14 \sqrt{10^{-2} \cdot (880 + 20)^{-12}} = 53 \text{ kGts}$$

$$\omega = 2\pi\nu = 2 \cdot 3,14 \cdot 53 \cdot 10^3 = 3,33 \cdot 10^5 \text{ Gts} ,$$

$$T = 2\pi \sqrt{L \cdot (C_1 + C_2)} = 118,8 \text{ mks} .$$

VIII bob. O'ZGARUVCHAN TOK QONUNLARI

Berk konturda o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch ta'sirida o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi. Bunday o'zgaruvchan tokning kuchi tarmoqlanmagan o'tkazgichning turli kesimlarida bir xil bo'lmisligi mumkin. O'zgaruvchan tok qanoatlantiradigan ana shu asosiy talabdan bunday chekinishga sabab elektromagnit to'lqinlarning chekli tezlik bilan tarqalishidir. Biroq tok kuchi va zaryadlarning taqsimlanishi tekshirilayotgan elektr sistemaning bir-biridan eng uzoqda yotgan qismlari orasidagi masofani elektromagnit to'lqinlar bosib o'tishi uchun ketadigan vaqt ichida kam o'zgarsa, yuqoridagidek chekinish ahamiyatga ega bo'lmaydi. Ana shu shartni qanoatlantiradigan toklar **kvizistatsionar toklar** deb ataladi.

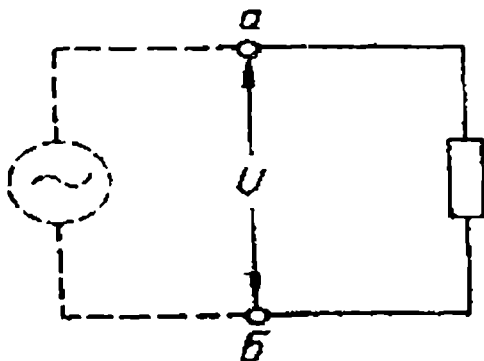
Kontur bir jinsli maydonda aylanganda kontur o'rab turgan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi davriy ravishda o'zgarib turadi. Shuning natijasida konturda davriy ravishda o'zgaradigan tok induksiyalanadi. Bu jarayonning tabiati bilan mufassalroq tanishaylik.

1. O'zgaruvchan tok zanjiridagi qarshilik

Dastlab o'zgaruvchan tok generatori induktivligi va sig'imini nazarga olmaslik darajasida kichik bo'lgan tashqi zanjirga tutashtirilgan xususiy holni ko'raylik.

Zanjirda

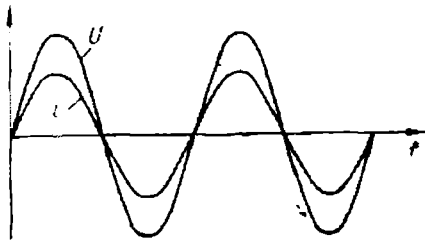
$$i = i_0 \sin \omega t \quad (1.1)$$



176-rasm.

o'zgaruvchan tok bor deb faraz qilamiz va zanjirning a va b nuqtalari orasidagi kuchlanishning qanday qonun bilan o'zgarishini topamiz (176-rasm). a va b qismlar uchun Om qonunini qo'llaymiz va quyidagicha yozamiz:

$$U=ir=i_r \sin \omega t. \quad (1.2)$$



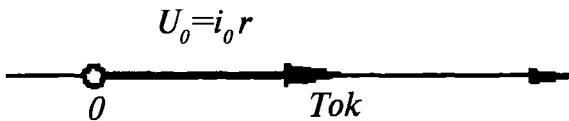
177-rasm.

nolga teng bo'ladi (177-rasm).

Kuchlanishning maksimal qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_0=i_0 r.$$

O'tgan mavzularda garmonik o'zgaruvchi kattaliklarni vektor diagrammalar yordamida ayoniy tasvirlash mumkin ekanini ko'rsatgan edik.



178-rasm .

bo'lsin. Kelgusida biz uni toklar o'qi deb yuritamiz. U holda kuchlanish tebranishlarini ifodalovchi vektor toklar o'qi bo'ylab yo'naladi, chunki tok va kuchlanish orasidagi fazalar farqi nolga teng (178-rasm). Bu vektorning uzunligi kuchlanish amplitudasi $i_0 r$ ga teng.

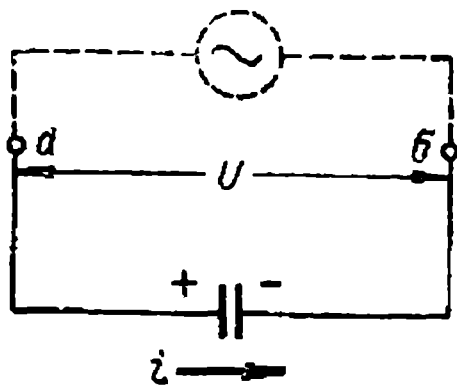
Ana shu usulni bizning holga tatbiq qilamiz. Diagramma o'qini shunday tanlaymizki, tokning tebranishlarini tasvirlovchi vektor shu o'q bo'ylab yo'nalgan

2. O'zgaruvchan tok zanjirida sig'im

Endi zanjirning biz ko'rayotgan qismida C kondensator bor deb faraz qilaylik, shu bilan birga bu qismning qarshiligi va induktivligini nazarga olmaslik mumkin.

Bu qismning uchlarida kuchlanish qanday qonunga asosan o'zgarishini ko'rib chiqamiz. a va b nuqtalardagi potentsiallar farqini

$U=U_a-U_b$ orqali belgilaymiz (179-rasm) va kondensatorning zaryadi q va tok kuchi i ning 179-rasmda mos kelgan yo‘nalishini musbat deb hisoblaymiz. Bunda, $U=q/C$ bo‘ladi. Biroq $i=dq/dt$ va, demak,



179-rasm.

$$q = \int i dt \quad (2.1)$$

Agar zanjirda tok kuchi

$$I = i_0 \sin \omega t \quad (2.2)$$

qonunga muvofiq o‘zgarsa, u holda

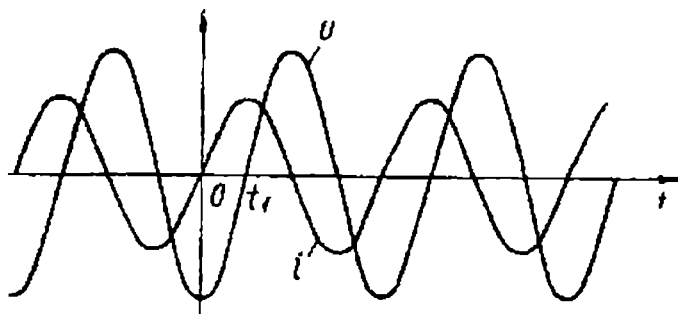
$$q = \int i_0 \sin \omega t dt = -\left(\frac{i_0}{\omega}\right) \cos \omega t + q_0 \quad (2.3)$$

bo‘ladi. Bu yerda q_0 integrallash doimiysi kondensatorning tokning tebranishlari bilan bog‘liq bo‘lmagan ixtiyoriy doimiy zaryadidir va shuning uchun $q_0=0$ deb olamiz. Binobarin,

$$U = -\left(\frac{i_0}{\omega C}\right) \cos \omega t = \left(\frac{i_0}{\omega C}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \quad (2.4)$$

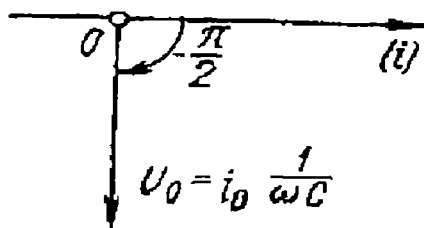
Zanjirda tokning sinusoidal tebranishlarida kondensatordagi kuchlanish ham sinus qonuni bo‘yicha o‘zgaradi, biroq kondensatordagi kuchlanish tebranishlari tok tebranishlaridan faza

jihatidan $\pi/2$ ga orqada qoladi. Tokning va kuchlanishning vaqt bo'yicha o'zgarishlari 180-rasmdagi grafikda tasvirlangan.



180-rasm.

Olingan natijaning oddiy fizikaviy ma'nosi bor. Kondensatorning vaqtning biror momentidagi kuchlanishi kondensatorning mavjud zaryadi bilan aniqlanadi. Biroq bu zaryad kondensatordagi tebranishlarning ilgariroq bosqichida oqib o'tgan tok tomonidan hosil qilingan. Shuning uchun kuchlanish tebranishlari ham tok tebranishlariga nisbatan orqada qoladi. Masalan, $t=0$ bo'lganda tok kuchi nolga teng bo'lganda (181-rasm) kondensatorda vaqtning bundan



181-rasm.

avvalgi davrida olib o'tilgan tok tashib o'tgan manfiy zaryad bo'ladi va kuchlanish nolga teng bo'lmaydi. Bu zaryadning nolga aylanishi uchun biror t_1 vaqt davomida musbat yo'nalishli tok o'tishi kerak va shuning uchun kondensator zaryadi (demak, kuchlanish) nolga teng bo'lganida tok kuchi endi nolga

teng bo'lmaydi.

(2.4) formula kondensatordagi kuchlanish amplitudasi quyidagiga teng bo'lishini ko'rsatadi:

$$U_0 = i_0 \frac{1}{\omega C}. \quad (2.5)$$

Bu ifodani o'zgarmas tokli zanjirning bir qismi uchun Om qonuni ifodasi bilan solishtirib ko'ramizki,

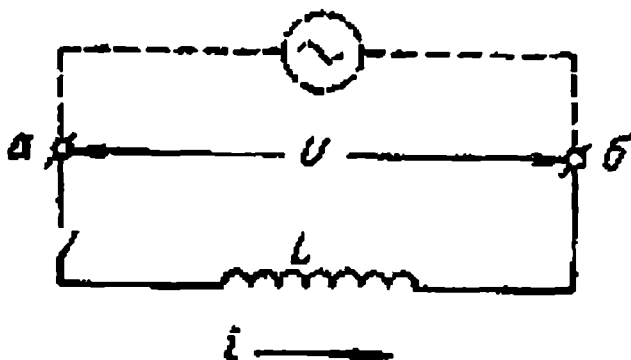
$$R_C = \frac{1}{\omega C} \quad (2.6)$$

kattalik zanjirning bir qismining qarshiligi rolini o'ynar ekan. Agar (2.6) da C ni faradlarda, ω ni esa sek^{-1} larda ifodalansa, u holda r_s omlarda kelib chiqadi.

Olingan natijalarni 181-rasmda ko'rsatilgan diagramma yordamida ko'rsatish mumkin. Bu yerda kuchlanish tebranishlarini tasvirlovchi vektor endi toklar o'qi bilan mos tushmaydi. Bu vektor manfiy yo'nalishda (soat strelkasi yo'nalishida) $\pi/2$ burchakka burilgan. Bu vektorning uzunligi $i_0/\omega C$ kuchlanish amplitudasiga teng.

3. O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik

Zanjirning qismida faqat induktivlik bo'lgan holni ko'raylik. Avvalgidek, a va b nuqtalarning potentsiallar farqini $U=U_a-U_b$ orqali belgilaymiz (182-rasm) va agar tok a dan b ga yo'nalgan bo'lsa, musbat deb hisoblaymiz.



182-rasm.

O'zgaruvchan tok bo'lganda induktivlik g'altagida o'zinduksiya E.Yu.K. hosil bo'ladi va shuning uchun biz E.Yu.K. li zanjir qismi uchun Om qonunini qo'llashimiz kerak:

$$U=ir-\xi. \quad (3.1)$$

Bizning holda $r=0$ va o'zinduksiya E.Yu.K.

$$\xi=-L\frac{di}{dt}. \quad (3.2)$$

ga teng. Shuning uchun

$$U=L\frac{di}{dt}. \quad (3.3)$$

Agar zanjirda tok kuchi quyidagi qonun bo'yicha o'zgarsa,

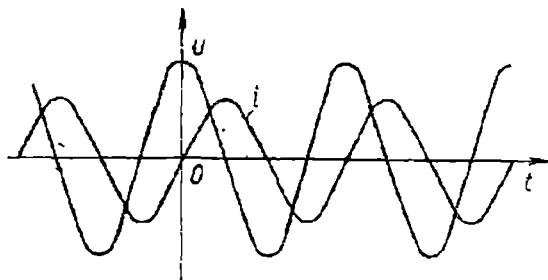
$$I=i_0 \sin \omega t \quad (3.4)$$

u holda:

$$U=i_0 \omega L \cos \omega t=i_0 \omega L \sin \left(\omega t+\frac{\pi}{2} \right). \quad (3.5)$$

(3.4) va (3.5) ni taqqoslab, biz induktivlikda kuchlanishning tebranishlari faza jihatidan tok tebranishlaridan $\pi/2$ ga oldinga ketar ekan. Tok kuchi ortib nol orqali o'tganida kuchlanish maksimumga erishadi va shundan so'ng kamaya boshlaydi; tok kuchi maksimal

bo'lganida kuchlanish nol orqali o'tadi va h.k. (183-rasm).



183-rasm.

Bu fazalar hosil bo'lishi farqining fizikaviy sababi quyidagicha: Agar zanjir qismining qarshiligi nolga teng bo'lsa, u holda berilgan kuchlanish o'zinduksiya

E.Yu.K. ni aniq muvozanatlaydi va teskari ishorali o'zinduksiya E.Yu.K. ga teng bo'ladi. Biroq, E.Yu.K. tokning oniy qiymatiga emas, balki, tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir, bu tezlik esa tok kuchi nol orqali o'tgan paytlarda eng katta bo'ladi. Shuning uchun kuchlanishlarning maksimumlari tokning nollari bilan mos keladi va aksincha.

4. O'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni

Har qanday zanjirdagi tok va kuchlanishi tebranishlari orasidagi munosabatni topaylik.

Dastlab qarshilik, sig'im va induktivlikning ketma-ket ulanishini ko'raylik. Zanjirda tok

$$i=i_0 \sin \omega t \quad (4.1)$$

qonunga muvofiq o'zgaradi deb faraz qilamiz va zanjirning uchlari orasidagi kuchlanishni hisoblaymiz. O'tkazgichlarni ketma-ket ulashda kuchlanishlar qo'shilgani uchun izlanayotgan kuchlanish U uchta kuchlanish yig'indisidan, ya'ni qarshilikdagi, sig'imdagi va

induktivlikdagi kuchlanishlar yig'indisidan iborat bo'ladi, shu bilan birga, kuchlanishlarning har biri sinus qonuniga muvofiq o'zgaradi.

Bu uchta garmonik tebranishlarni qo'shish uchun biz kuchlanishlarning vektor diagrammasidan foydalanamiz. Kuchlanishning qarshilikdagi tebranishlari diagrammada toklar o'qi bo'ylab yo'nalgan va uning uzunligi $U_a = i_0 r$ ga teng bo'lgan U_a vektor bilan, kuchlanishlarning induktivlik va sig'imdagi tebranishlari esa toklar o'qiga perpendikulyar bo'lib, uzunliklari $i_0 \omega L$ va $i_0 / \omega C$ bo'lgan vektorlar orqali ifodalanadi. Bu oxirgi ikki tebranishga qo'shib, biz U_p vektor bilan ifodalanuvchi, toklar o'qiga perpendikulyar bo'lgan va uzunligi

$$U_p = i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (4.2)$$

bo'lgan bitta garmonik tebranishni olamiz.

Shunday qilib, zanjirning uchlari orasidagi to'la kuchlanishni ikki garmonik tebranish: tok bilan faza jihatidan mos tushuvchi U_a kuchlanish va faza jihatidan $\pi/2$ ga farq qiluvchi U_p kuchlanish tebranishlarining yig'indisi deb qarash mumkin. Ulardan birinchisi (U_a) **kuchlanishning aktiv tashkil etuvchisi**, ikkinchisi (U_p) **esa kuchlanishning reaktiv tashkil etuvchisi** deb ataladi. Bu ikkala tebranish ham qo'shilib yana garmonik tebranishni beradi:

$$U = U_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (4.3)$$

Yuqorida aytilganlarga muvofiq, bu tebranish U_a va U_p vektorlarning vektor yig'indisi bilan ifodalanadi, shu bilan birga, natijaviy vektorning uzunligi U_0 kuchlanish amplitudasiga natijaviy vektorning toklar o'qi bilan tashkil qilgan burchagi φ fazalar siljishiga teng bo'ladi. Kuchlanishlar uchburchagidan quyidagini olamiz:

$$U_0 = i_0 \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (4.4)$$

So'ngra, 181-rasmdan ko'rinib turibdiki,

$$\operatorname{tg} \varphi = L - \frac{1}{\omega C} : r. \quad (4.5)$$

(4.4) formuladan Om qonuni bilan o'xshashligi shundaki, U_0 kuchlanish amplitudasi i_0 tok amplitudasiga proporsional. Shuning uchun

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \zeta^2} \quad (4.6)$$

formulani **o'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni** deb ham yuritiladi.

Biroq shuni nazarda tutish kerakki, bu formula U va i ning oniy qiymatlariga emas, balki **amplitudalariga** tegishlidir.

O'zgarmas tokda kuchlanishning tok kuchiga nisbatiga o'tkazgichning qarshiligi deb ataladi. Shunga o'xshash, o'zgaruvchan tokda to'la kuchlanish amplitudasining tok amplitudasiga nisbati o'zgaruvchan tok uchun zanjir qarshiligi deb ataladi:

$$R = \frac{U_0}{i_0} \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (4.7)$$

Xuddi shunday U_a kuchlanish aktiv tashkil etuvchisining i_0 tok amplitudasiga nisbati

$$X = \frac{U_0}{i_0} \quad (4.8)$$

zanjirning **aktiv qarshiligi** deb ataladi. Ko'rilayotgan zanjirda bu qarshilik o'zgarmas tokning qarshiligiga teng. Aktiv qarshilik hamma vaqt Joul-Lens issiqligining ajralishiga olib keladi.

Quyidagi

$$Y = \frac{Up}{i_0} = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (4.9)$$

nisbat esa zanjirning reaktiv qarshiligidir. Biz ko'rayotgan holat uchun reaktiv qarshilik tuyulma induktiv va sig'im qarshiliklarining ayirmasiga teng. Reaktiv qarshilikning bo'lishi issiqlikning ajralishiga olib kelmaydi. (4.7) dan ko'rinib turibdiki, zanjirning aktiv va reaktiv qarshiliklari geometrik qo'shiladi.

Yuqorida keltirilgan barcha mulohazalardan biz zanjirning bir qismini ko'rdik va U kuchlanish deb shu qismning uchlariga qo'yilgan kuchlanishni tushundik. Biroq olingan barcha formulalarni tarkibida generator bo'lgan berk zanjir uchun ham qo'llash mumkin. Haqiqatan ham, barcha mulohazalarimizda sig'im, induktivlik va qarshilik zanjirning qaysi joyida mujassamlashgan ekanligi farqsiz bo'lgan edi. Shuning uchun berk zanjirda L generatorning ichki qarshiligini ham o'z ichiga olgan yig'indi aktiv qarshilik, C va L esa zanjirning sig'imi va induktivligi deb olishimiz mumkin va shu sababli generator bilan almashtirishimiz mumkin. Bunda nuqtalar orasidagi U kuchlanish generatorning ξ E.Yu.K. ga teng bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, agar (4.2) – (4.7) formulardagi r , C va L kattaliklar butun zanjirning mujassamlashgan parametrlari qiymatlari deb tushunilsa va barcha formulalarda U ni generatorning ξ E. Yu. K. bilan

almashtirilsa, u holda bu formulalar o'zgaruvchan tokning berk zanjiri uchun ham o'rinli bo'ladi.

5. O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati

Endi zanjirda o'zgaruvchan tok bo'lganida bajarilgan ish nimaga teng ekanini ko'rib chiqaylik.

Dastlab zanjir faqat aktiv qarshilikka ega deb olamiz. Bunda tokning butun ishi issiqlikka aylanadi.

Zanjirning uchlarida kuchlanish

$$U=U_0 \sin \omega t \quad (5.1)$$

ga teng bo'lsin. Aktiv qarshilik holati uchun tok va kuchlanish orasida fazalar siljishi bo'lmagani sababli, tok kuchi

$$i=i_0 \sin \omega t \quad (5.2)$$

qonunga muvofiq o'zgaradi. Kichik vaqt oralig'ida o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tok deb qarash mumkin va shuning uchun o'zgaruvchan tokning oniy qiymati

$$P_i=iU=i_0 U_0 \sin^2 \omega t \quad (5.3)$$

bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan oniy quvvatning o'zgarishi 184, a-rasmda ko'rsatilgan.

Odatda, quvvatning oniy qiymatini emas, uning ko'plab tebranishlar davrini o'z ichiga olgan katta vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymatlarini bilish zarur bo'ladi. Biz davriy jarayon bilan ish ko'rayotgan bo'lganimiz uchun bu o'rtacha qiymatni topish uchun quvvatning bir to'liq davr ichidagi o'rtacha qiymatini bilish yetarli ekani ravshan. Kichik dt vaqt ichida o'zgaruvchan tokning ishi

$$P_i dt=i_0 U_0 \sin^2 \omega t dt \quad (5.4)$$

ga teng, binobarin, T to'liq tebranishlar davriga teng vaqt ichidagi A_T ish quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \int_0^T \left(1 - \cos \left(4 \frac{\pi}{T} t \right) \right) dt = \frac{1}{2} T. \quad (5.5)$$

biroq,

$$\pi \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \int_0^T \left(1 - \cos \left(\frac{4\pi}{T} t \right) \right) dt = \frac{1}{2} T \quad (5.6)$$

Shuning uchun

$$A_T = \frac{I}{2 i_0 U_0 T}. \quad (5.7)$$

Bundan o'rtacha quvvat uchun quyidagi qiymat kelib chiqadi:

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{I}{2 i_0 U_0}. \quad (5.8)$$

$U_0 = r i_0$ bo'lgani uchun yana shunday yozish mumkin:

$$P = \frac{I}{2 i_0 U_0} = \frac{I}{2 r i_0^2} = \frac{1}{2} \frac{U_1^2}{r}. \quad (5.9)$$

r qarshilikda xuddi shu o'zgaruvchan tok ajratgan issiqlikka teng issiqlik ajratadigan o'zgarmas tokning kuchi va kuchlanishini i_e va U_e orqali belgilaylik.

U holda

$$P = i_e U_e i_e^2 \frac{U_e^2}{r}. \quad (5.10)$$

Bu ifodalarni o'zgaruvchan tokning quvvati ifodalari bilan solishtirib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$i_e = \frac{i_0}{\sqrt{2}}, \quad U_e = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. \quad (5.11)$$

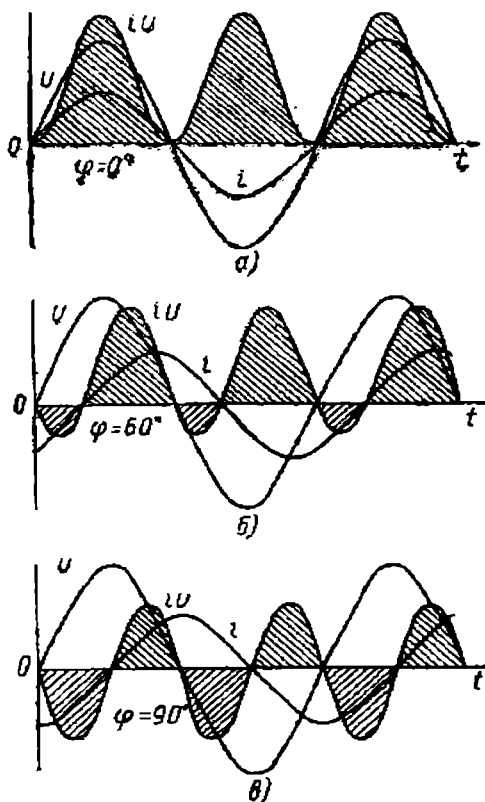
i_e — tok kuchi o'zgaruvchan tokning effektiv kuchi, U_e esa effektiv kuchlanish deb ataladi. Effektiv qiymatlardan foydalanib, binobarin, o'zgaruvchan tokning o'rtacha quvvatini (5.10) formulalarning o'zi, ya'ni o'zgarmas tokning quvvati kabi ifodalash mumkin.

Endi zanjirda faqat aktiv qarshilik emas, shuningdek, reaktiv qarshilik ham bo'lgan umumiy holni ko'rishga o'taylik. Endi tok va kuchlanish orasida fazalar farqi mavjud bo'ladi va bu masalani ancha o'zgartirib yuboradi. 184, b-rasmga murojaat qilaylik, bu rasmda fazalar farqi $\varphi = 60^\circ$ bo'lganida i tokning va U kuchlanishning tebranishlarini ifodalovchi egri chiziqlar, $R_1 = iU$ oniy quvvatning o'zgarish egri chizig'i ko'rsatilgan.

0 dan $T/6$ gacha bo'lgan vaqt oralig'ida tok va kuchlanishning ishoralari turlicha bo'ladi va ularning ko'paytmalari $i \cdot U$ manfiy bo'ladi. Vaqtning $T/6$ dan $T/2$ gacha bo'lgan kelgusi oralig'ida i va U larning ishoralari birday bo'ladi va oniy quvvat musbatdir. $T/2$ paytdan boshlab quvvat yana manfiy bo'ladi va h.k. Binobarin, biz oniy quvvatning ishorasi o'zgarib tebranishini ko'ramiz.

Oniy quvvat ishorasining o'zgarishi oddiy fizikaviy ma'noga ega. Agar $\varphi = 90^\circ$ bo'lsa, $\cos \varphi = 0$ bo'ladi, u holda tok va kuchlanish qancha katta bo'lmasin, o'rtacha quvvat nolga teng. Bu holda chorak davr davomida generatoridan tashqi zanjirga beriladigan quvvat davrning kelgusi choragida tashqi zanjirdan generatorga beriladigan energiyaga aniq teng bo'ladi va barcha energiya generator bilan tashqi zanjir orasida tebranadi (184, d-rasm).

Quvvatning $\cos \varphi$ ga bog'liq bo'lishini hamma vaqt o'zgaruvchan tok elektr uzatish liniyalarini ko'rishda hisobga olinadi. Tok beriladigan nagruzkalar (iste'molchilar) katta reaktiv qarshilikka ega bo'lganida (masalan, katta induktivlikka ega bo'lgan motorlar), u holda $\varphi \neq 0$ va $\cos \varphi$ birdan sezilarli kichik bo'ladi. Bunday hollarda (generatorning berilgan kuchlanishida) kerakli quvvatni uzatish uchun i_e tok kuchini orttirishga to'g'ri keladi, bu liniyada ajraladigan foydasiz Joul-Lens issiqligining ortishiga yoki simlarning yo'g'onligini orttirishga (demak, qimmat turadigan misning og'irligini orttirishga) olib keladi, bu esa liniyani qurish tannarxini orttirib yubordi.



184-rasm.

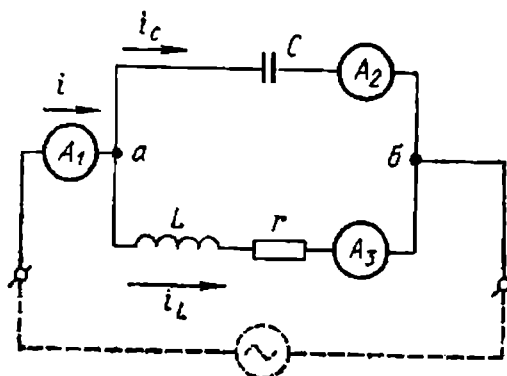
- a — zanjirda sof aktiv qarshilik bo'lgan hol;
 b — tok va kuchlanish orasidagi fazalar siljishi $\varphi = 60^\circ$;
 v — sof reaktiv qarshilik bo'lgan hol.

Shuning uchun amalda nagruzkalarni (lampalar, motorlar, pchlar va h.k.) shunday taqsimlashga harakat qilinadiki, bunda φ iloji boricha birga yaqin bo'lsin.

6. O'zgaruvchan toklarning tarmoqlanishi

Yuqorida biz aktiv va reaktiv qarshiliklari ketma-ket ulangan zanjirni ko'rib chiqdik. Endi parallel ulangan tarmoqlardan iborat bo'lgan va demak, o'zgaruvchan tok tarmoqlanadigan zanjirda tok va kuchlanish orasidagi bog'lanishni qanday topish mumkinligini ko'ramiz.

Aytaylik, zanjir ikki tarmoqdan (186-rasm): birida C sig'imli



185-rasm.

kondensator va ikkinchisida L induktivlik g'altagi bo'lgan tarmoqlardan iborat bo'lsin. Simdan qilingan g'altaklarning hamma vaqt ham biror qarshiligi bo'lgani uchun induktivlik g'altagi bo'lgan tarmoqda biz reaktiv qarshilikni ham nazarga olamiz. Zanjirning a va b uchlariga quyidagi

$$U = U_0 \sin \omega t \quad (6.1)$$

qonun bo'yicha o'zgaruvchi o'zgaruvchan kuchlanish berilgan. Zanjirda to'liq tok kuchining (ya'ni tok beruvchi simlarga ulangan A , ampermetr qayd qiladigan tok kuchining) tebranishlarini aniqlashi talab qilinadi.

185-rasmda zanjir uchun toklarning vektor diagrammasi tasvirlangan.

Tarmoqlanmagan odatdagi zanjirda zanjirning barcha elementlari (L , C , r) uchun tok kuchi umumiy bo'lib, masala induktivlikda, sig'imda va qarshilikda kuchlanish tebranishlarini qo'shishga keltiriladi. Shu maqsadda kuchlanishning vektor diagrammalaridan foydalandik. Biz ko'rayotgan holda aksincha a va b nuqtalar orasidagi kuchlanish umumiy bo'lib, i_C va i_L tarmoqlardagi tok kuchi turlicha bo'ladi. Tokning to'liq kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$i=i_L+i_S. \quad (6.2)$$

Shuning uchun masala tok tebranishlarini qo'shishga keltiriladi. Bu yerda ham vektor diagrammalar usulidan foydalanishni xohlasak, toklarning vektor diagrammalarini yasashimiz kerak.

a va b nuqtalar orasidagi kuchlanishning tebranishlarini tasvirlovchi vektor U chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'lsin. U holda induktivlik g'altagida tokning tebranishlari i_{oL} vektor bilan ifodalanadi. Bu vektorning uzunligi (tokning amplitudasi) quyidagiga teng bo'ladi:

$$i_{oL} = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}. \quad (6.3)$$

Bu vektor kuchlanishlar o'qiga nisbatan manfiy yo'nalishda j_L burchakka burilgan (chunki g'altakdagi tok kuchlanishdan faza jihatidan orqada qoladi), shu bilan birga

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \frac{\omega L}{r}. \quad (6.4)$$

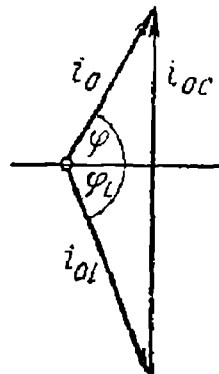
Kondensatordagi tokning tebranishlari kuchlanishlari o'qiga nisbatan $\pm\pi/2$ ga burilgan i_{oC} vektor bilan ifodalanadi; bu vektorning uzunligi (tokning amplitudasi) quyidagiga $[L=r=0]$ teng bo'ladi;

$$i_{oC} = U_0 \omega C \quad (6.5)$$

To'liq tokning tebranishlari har ikkala vektorlarning vektor yig'indisi, ya'ni i_o vektor bilan aniqlanadi. Uning uzunligi to'liq tokning amplitudasi, kuchlanishlar o'qi bilan hosil qilgan φ burchak esa tok tebranishlari faza jihatidan kuchlanishlaridan oldinga ketgan burchakdir. Shunday qilib, to'liq tokning tebranishlari quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$i=i_o \sin(\omega t + \varphi) \quad (6.6)$$

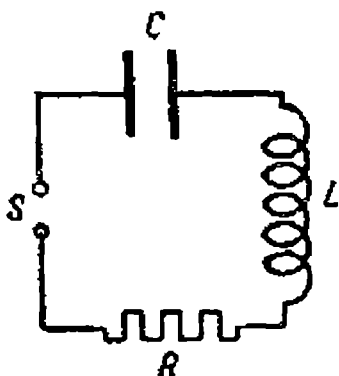
I_{oL} va I_{oC} vektorlarning uzunliklari va φ burchak (6.3) – (6.5) formulalari bilan aniqlangani uchun 186-rasmdagi uchburchakdan i_o va φ ni topish va binobarin, zanjirdagi to'liq tokning tebranishlarini aniqlash mumkin.



186-rasm.

7. O'zinduksiya va sig'imga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiri

O'zgarmas tok zanjiridan farqli ravishda o'zgaruvchan tok zanjiriga ketma-ket qilib kondensator ulasa bo'ladi.



187-rasm.

Agar kondensatorning qoplamalarini o'zgarmas tok manbaiga ulasak, u holda kondensatorning qoplamalarida manbaning elektr yurituvchi kuchini kompensatsiyalay oladigan potentsiallar ayirmasi hosil bo'lgunga qadargina zanjirdan tok o'tadi, xalos. Agar kondensatorning qoplamalarini o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch manbaiga ulasak, ular to'xtovsiz qayta zaryadlanib turganligi sababli, zanjirdan o'zgaruvchan tok o'taveradi.

S — klemmalarga (187-rasm) o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch $\xi = \xi_0 \sin \omega t$ ulangan bo'lsin. Zanjir ketma-ket ulangan C sig'imi, L o'zinduksiya va R omik qarshilikdan tashkil topgan.

Konturning L o'zinduksiya ega bo'lgan qismida o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi $\xi_{si} = -L \, dI/dt$ paydo bo'ladi, bunda I — zanjirdagi tok kuchi. Konturdagi to'liq elektr yurituvchi kuch $\xi - L \, dI/dt$ ga teng. To'liq elektr yurituvchi kuch har bir paytda zanjir bo'ylab hosil bo'lgan potentsiallar tushishlarining yig'indisiga teng bo'ladi. Bu potentsiallar tushishlari kondensatorning qoplamalaridagi potentsiallar ayirmasi bilan zanjirning R omik qarshilikka ega bo'lgan qismida paydo bo'lgan IR potentsiallar tushishidan iborat bo'ladi. Shunday qilib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$IR + U = \xi - L \left(\frac{dI}{dt} \right), \quad (7.1)$$

bunda x ning o'lmiga uning $x_0 \sin \omega t$ qiymatini qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$L \frac{dI}{dt} + IR + U = \xi_0 \sin \omega t. \quad (7.2)$$

O'zgaruvchan tokning sig'im va induksiyaga ega bo'lgan zanjirdan o'tish hodisasi mexanikadagi rezonans hodisasiga o'xshab ketadi: tok

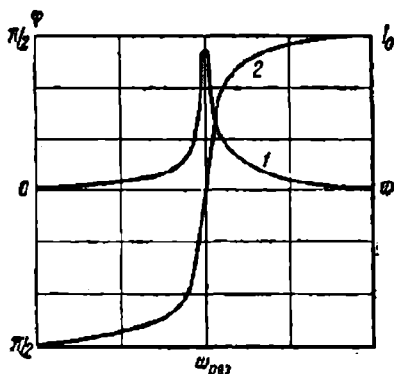
kuchining amplitudasi chastotaga bog'liq va chastotaning rezonans chastota deb ataladigan muayyan bir ω_{rez} qiymatida maksimumga erishadi; ning qiymati quyidagiga teng:

$$\omega_{rez} = \frac{\sqrt{1}}{LC}, \quad (7.3)$$

R omik qarshilik qanchalik kichik bo'lsa, rezonans egri chizig'ining maksimumi shunchalik o'tkirroq bo'ladi.

Rezonans vaqtida fazalar farqi $\varphi=0$ bo'ladi.

ω nolga intilsa, fazalar farqi $\varphi \rightarrow -\pi/2$, ya'ni tok elektr yurituvchi kuchdan ilgari yuradi; ω cheksizlikka intilsa, fazalar farqi $\varphi \rightarrow +\pi/2$; bu holda tok elektr yurituvchi kuchdan keyinda qoladi. 188-rasmdagi 1 egri chiziq elektr yurituvchi kuchning, L va C o'zgaras kattaliklarining muayyan qiymatlarida tok kuchining chastotaga qarab o'zgarishini ko'rsatadi; 2 egri chiziq φ ning chastotaga qarab o'zgarishini ko'rsatadi.



188-rasm .

Agar kondensator o'miga o'tkazgich olinsa, u holda zanjirda qo'shimcha potentsiallar ayirmasi $V=Q/C$ hosil bo'lmaydi. Demak, kondensatorni o'tkazgich bilan almashtirish $C=\infty$ bo'lgan holda mos keladi.

ω o'zgarganda tok kuchi bilan birga o'zgaruvchan tok zanjirining har bir uchastkasidagi potentsiallar tushishi ham o'zgaradi, 188-rasmda tasvirlangan zanjirda R omik qarshilik, L o'zinduksiya va C sigim ketma-ket ulangan. Zanjirning bu uchastkalarining har birining uchlaridagi potentsiallar ayirmasini mos ravishda U_R , U_L va U_C bilan belgilasak, zanjirdagi to'lqin potentsial tushishini quyidagicha ifodalash mumkin:

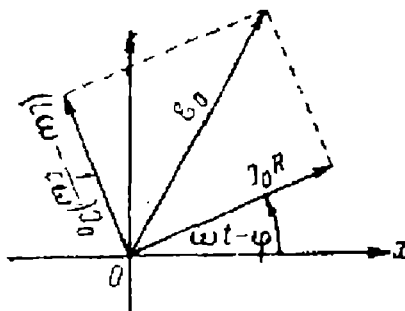
$$\xi_0 \sin \omega t = U_R + U_L + U_C \quad (7.4)$$

Sig'im bilan o'zinduksiya ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiridagi hodisalar, induksiya zanjir uchun qilinganidek, vektor diagramma bilan ham tasvirlanishi mumkin. Buning uchun quyidagicha yozamiz:

$$RI_0 \sin \left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2} \right) - I_0 \left(\frac{L\omega - 1}{C\omega} \right) \sin (\omega t - \varphi) = \xi_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (7.5)$$

Boshlang'ich fazalar emas, balki faqat fazalar farqi ahamiyatga ega bo'lganligi uchun yuqoridagi tenglikni quyidagi tenglik bilan almashtirish mumkin:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + I_0 \left(\frac{L\omega - 1}{C\omega} \right) \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \xi_0 \sin \omega t.$$



189-rasm.

Bu tenglikning chap tomonidagi ikkala hadni RI_0 va $I_0(L\omega - 1/C\omega)$ amplitudalarning OX o'q bilan mos ravishda $\omega t - \varphi$ va $\omega t - \varphi + \pi/2$ burchaklar tashkil qiluvchi o'zaro perpendikulyar vektorlar sifatida tasvirlash mumkin (189-rasm). Natijaviy amplituda ξ_0 vektor bilan tasvirlanib, uning uzunligi quyidagi tenglik bilan belgilanadi:

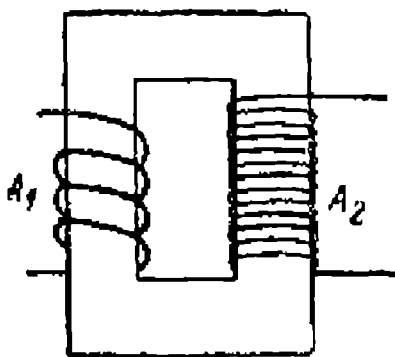
$$\xi_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(\frac{L\omega - 1}{C\omega} \right)^2 I_0^2. \quad (7.6)$$

bu tenglikdan formula kelib chiqadi. ξ_0 vektor $I_0 R$ vektor bilan φ burchak tashkil qilishini bilish qiyin emas.

8. Transformatorlar

Ko'p texnik va laboratoriya maqsadlari uchun dinamomashinalar beradigan elektr yurituvchi kuchdan yuksakroq elektr yurituvchi kuchlar zarur bo'ladi. Texnikada elektr energiyani bir joydan ikkinchi joyga (ayrim hollarda iste'molchi elektr stansiyadan yuz kilometrlab uzoqda joylashgan bo'ladi) uzun simlar orqali uzatishda yuksak kuchlanishlar ayniqsa katta ahamiyatga ega bo'ladi. Gap shundaki, zanjirdagi to'liq quvvat elektr yurituvchi kuch bilan tok kuchining ko'paytmasiga teng, bundan quvvat bir xil bo'lgan sharoitda elektr yurituvchi kuch qancha yuksak bo'lsa, tok kuchi shuncha marta kichik bo'ladi degan xulosa chiqadi. Uzatish simlarida Lens-Joul issiqligiga sarf bo'ladigan issiqlik esa $Q = RI^2$ ga teng, ya'ni tok kuchi ortgan sari isrofgarchilik ortib boradi. Shu sababli zararli isroflarni kamaytirish uchun uzatish paytida yuksak elektr yurituvchi kuch va kichik tok kuchi bilan ish ko'rish qulayroq.

O'zgaruvchan tok bilan ish ko'rgan vaqtda elektr yurituvchi kuchni (yoki odatda, texnikada «kuchlanish»ni) yuksaltiruvchi transformatorlar bilan osongina yuksalishi mumkin. Transformatorlarni birinchi bo'lib rus elektrotexniklaridan P.N.Yablochkov (1876-y) va Usagin (1882-y) yaratgan va amalda ishlatgan. Eng sodda transformator (190-rasm) umumiy berk temir o'zakka o'ralgan ikkita cho'lg'amdan iborat. Birlamchi cho'lg'am (A_1) yo'g'on simdan o'ralgan bo'lib, undagi o'ramlar soni u qadar ko'p emas, ikkilamchi cho'lg'am (A_2) ingichkaroq simdan ko'proq qilib o'ralgan. Birlamchi A_1 cho'lg'amdan o'tayotgan tok hosil qiladigan o'zgaruvchan magnit induksiya oqimi (Φ) ning deyarli hammasi faqat o'zak ichiga to'plangan va, demak, amalda ikkilamchi cho'lg'amning o'ramlarini to'liq kesib o'tadi.



190-rasm.

Ikkilamchi g'altak (cho'lg'am) uzib qo'yilsa, birlamchi cho'lg'am zanjirning muayyan omik va induktiv qarshilikka ega bo'lgan birorta qismidan iborat bo'lib qoladi. Agar omik qarshilik uning rolini e'tiborga olmasa bo'ladigan darajada kichik deb hisoblasak, u holda birlamchi cho'lg'amda ta'sir etayotgan x elektr yurituvchi kuch shu cho'lg'amda hosil bo'ladigan o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi (ξ_{si}) ga son qiymati jihatidan teng va ishorasi qarama-qarshi bo'ladi:

$$\xi_l = -\xi_{si} \quad (8.1)$$

Birlamchi cho'lg'amning har bir o'ramida $-d\Phi/dt$ ga teng o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi, shuning uchun:

$$\xi_{si} = -N_l \frac{d\Phi}{dt}. \quad (8.2)$$

Bu yerda: N_l — birlamchi cho'lg'amdagi o'ramlar soni. Bunga binoan, birlamchi cho'lg'amda ta'sir etayotgan ξ_l elektr yurituvchi kuchning quyidagi ifodasini topamiz:

$$\xi_l = -N_l \frac{d\Phi}{dt}. \quad (8.3)$$

Xuddi o'sha Φ oqim ikkilamchi cho'lg'amni ham kesib o'tganligi uchun uning har bir o'ramida $-d\Phi/dt$ ga teng induksiya elektr yurituvchi kuchi, ikkinchi cho'lg'amda esa hammasi bo'lib

$$\xi_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad (8.4)$$

ga teng elektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi, bu yerda, N_2 – ikkilamchi cho'lg'amdagi o'ramlar soni. (8.3) va (8.4) ifodalarni solishtirsak, ikkilamchi cho'lg'amda hosil bo'ladigan induksiya elektr yurituvchi kuchi quyidagiga teng bo'lishini topamiz:

$$\xi_2 = \frac{-N_2}{-N_1} \xi_1 \quad (8.5)$$

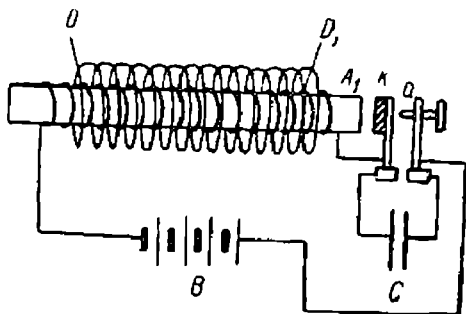
Shunday qilib, ikkilamchi cho'lg'am o'ramlari sonining birlamchi cho'lg'am o'ramlari soniga nisbatan qancha katta bo'lsa, transformator elektr yurituvchi kuchni shuncha marta oshirar ekan. Manfiy ishora birlamchi cho'lg'amdagi elektr yurituvchi kuchning fazalari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi.

Odatda transformatorlarda ikkilamchi cho'lg'am uzib qo'yilgan sharoitda birlamchi cho'lg'amning o'zinduksiya koeffitsiyenti katta, demak, uning induktiv qarshiligi ham katta bo'ladi. Shuning uchun ikkilamchi cho'lg'am uzib qo'yilganda birlamchi cho'lg'am orqali o'tadigan tok kuchi kam bo'ladi. Bu tok **salt ishlash toki** deb ataladi. Ikkilamchi zanjir ulanganda unda tok induksiyalanib, bu tok Lens qoidasiga ko'ra birlamchi cho'lg'amning magnit maydonini hosil qiladi. Buning natijasida birlamchi cho'lg'amning induktiv qarshiligi kamayadi va tok ortadi. Shunday qilib, birlamchi cho'lg'amda sarflanadigan quvvat ikkilamchi cho'lg'amdan olinadigan quvvatga bog'liq ekan.

Ikkilamchi zanjirga yuklama ulanganda (8.5) munosabat o'z kuchini yo'qotadi. Birlamchi zanjirdagi tok salt ishlash tokidan uncha ko'p farq qilmagan vaqtlarda bu munosabat to'g'riligicha qolaveradi. Transformatorning umumiy nazariyasi, ayniqsa o'zakdagi gisterezis hodisasining rolini hisobga oladigan nazariyasi ancha murakkabdir.

Transformatorlar texnikadan tashqari laboratoriya texnikasida (yuksaltiruvchi sifatida ham, pasaytiruvchi sifatida ham) keng qo'llaniladi.

Qo'yiladigan talablarga qarab laboratoriya transformatorlarining tuzilishi turlicha bo'ladi. Kam quvvatli yuksak elektr yurituvchi kuchlar olish uchun **induksion g'altak** ishlatiladi. Induksion g'altak berkmas umumiy temir o'zakka kiydirilgan ikkita silindrik solenoiddan iboratdir (191-rasm).

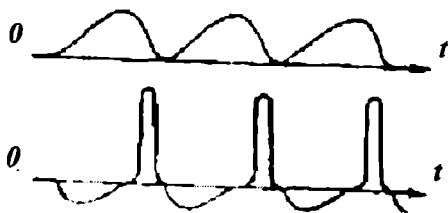


191-rasm.

Birlamchi cho'lg'am vazifasini yo'g'on simdan o'ralgan va o'ramlar soni nisbatan ko'p bo'lmagan ichki AA_1 solenoid bajaradi. Ikkilamchi cho'lg'am vazifasini esa ingichka simdan ko'p qilib o'ralgan tashqi DD_1 solenoid bajaradi. Odatda, birlamchi cho'lg'am o'zgarmas tok manbaiga, masalan, akkumulyatorlar batareyasi (B) ga ulanadi. Birlamchi cho'lg'am o'zgaruvchan magnit maydon hosil qilishi uchun undagi tok avtomatik uzgich yordamida davriy ravishda ulanib, uzilib turiladi. Uchiga k temir yukcha o'rnatilgan prujinadan iborat bolg'an ana shunday avtomatik uzgichning eng sodda turidir (192-rasm). Birlamchi cho'lg'amdan tok o'ta boshlaganda gal'takning o'zagi magnitlanib, prujinani o'ziga tortadi. Natijada k prujina bilan a shtift orasidagi kontaktda zanjir uziladi. Kontakt uzilgan vaqtda kuchli uchqun hosil bo'lmashligi uchun k bilan a orasiga C kondensator ulanadi. Ana shunday qilinganda zanjirni uzgan vaqtda B batareyadan kelgan tok kondensatorni zaryadlashga ketadi va natijada uchqun hosil bo'lmaydi.

Bolg'acha yoki boshqa biror mexanik moslama yordamida ulanadigan birlamchi konturdagi tok sinusoidal o'zgaruvchan tok bo'lmaydi. Bu tok kuchining vaqtga qarab o'zgarishi 192, a-rasmda tasvirlangan. Bu tok zanjirni ulagandan keyin sekinroq o'sadi (bunga o'zinduksiya hodisasi sabab bo'ladi), zanjirni uzganda esa tez kamayadi.

Agar ikkilamchi cho'lg'amni qisqa tutashtirsak, undan simmetrik shaklga ega bo'lmagan o'zgaruvchan tok o'ta boshlaydi, biroq bu holda ikkala yo'nalishda ham ko'chiriladigan elektr miqdorlari bir-biriga teng bo'ladi. Agar ikkilamchi zanjirni uzib,

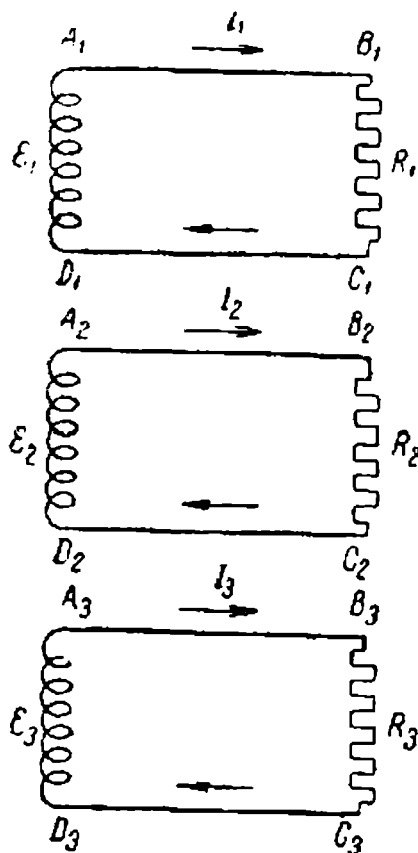


192-rasm.

- a) birlamchi cho'lg'amda;
b) ikkilamchi cho'lg'amda.

unda uchqun chiqadigan joy hosil qilsak, u vaqtda zanjirni ulaganda hosil bo'ladigan elektr yurituvchi kuch razryad yuzaga chiqarish uchun yetarli bo'lmay qolishi mumkin; u holda uchqun birlamchi cho'lg'amni uzgan paytdagina chiqadi, xolos, va ikkilamchi zanjirda har gal bir tomonga yo'nalgan pulsatsiyalanuvchi tok oqadi.

9. Uch fazali tok



193-rasm.

Oddiy sinusoidal o'zgaruvchan tok bilan bir qatorda texnikada uch fazali tok ham keng qo'llaniladi. Uch fazali tok deb o'tkazgichlarning tarmoqlangan zanjirida fazalarining farqi $2/3\pi$ ga (yoki graduslar bilan o'lchaganda 120° ga) teng bo'lgan uchta o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch ta'sirida paydo bo'ladigan tokka aytiladi. Avval bir-biri bilan bog'lanmagan $A_1B_1C_1D_1$, $A_2B_2C_2D_2$ va $A_3B_3C_3D_3$ berk zanjirlarni (193-rasm) qaraymiz. Zanjirlarning A_1D_1 , A_2D_2 va A_3D_3 uchastkalarida mos ravishda

$$\xi_1 = \xi_0 \sin \omega t,$$

$$\xi_2 = \xi_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right),$$

$$\xi_3 = \xi_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3}\pi \right).$$

elektr yurituvchi kuchlar induksiyanayotgan bo'lsin. Bu zanjirlarda o'zinduksiya yo'q va ularning har biriga bir xil $R_1 = R_2 = R_3 = R$ omik qarshiliklar ulangan deb faraz qilamiz.

U vaqtda bunday zanjirlarda mos ravishda

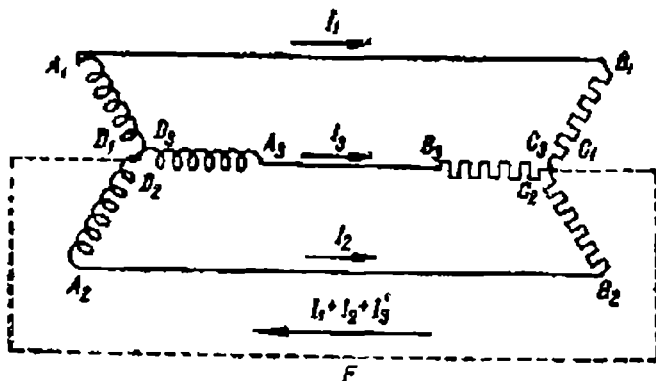
$$I_1 = I_0 \sin \omega t,$$

$$I_1 = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{2}{3\pi}\right),$$

$$I_3 = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3\pi}\right).$$

toklar hosil bo'ladi, bu yerda, $I_0 = \xi_0/R$ – toklarning umumiy amplitudasi. Uchala zanjirning D_1 , D_2 va D_3 nuqtalarining potentsiallari ham tenglashib qo'adi; mos C_1 , C_2 va C_3 nuqtalarning potentsiallari ham tenglashib qoladi; shuning uchun bu C_1 , C_2 va C_3 nuqtalarni ham bir-biriga birlashtirsak qarshiliklardan o'tayotgan I_1 , I_2 va I_3 toklar o'zgarmaydi.

Bunday ulashda D_1S_1 , D_2S_2 va D_3S_3 simlarni bitta F sim bilan almashtirish mumkin; ana shunday qilganda 194-rasmda tasvirlangan zanjir tuzilgan bo'ladi.



194-rasm.

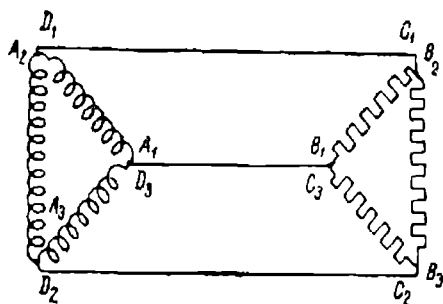
Ravshanki, F simdan toklarning $I_1 + I_2 + I_3$ yig'indisiga teng tok o'tadi. Bu $I_1 + I_2 + I_3$ tok doim nolga teng ekanligini ko'rish qiyin emas. Haqiqatan ham:

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_0 \sin\left(\omega t + \frac{1}{3\pi}\right) + I_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3\pi}\right) + I_0 \sin\left(\omega t + \frac{5}{6\pi}\right) \cdot \cos\frac{\pi}{2} = 0,$$

Uchala amplitudalarning I_0 vektorlarini grafik usulda qo'shganda ham xuddi shu natijani olish mumkin. Bu vektorlar teng tomonli uchburchak shaklidagi yopiq chiziqni hosil qiladi.

Yig'indi tok kuchi $I_1 + I_2 + I_3$ doim nolga teng bo'lgani uchun F sim keraksiz bo'lib qoladi va uni olib tashlash mumkin. Natijada fazalarning

farqi 120° ga teng bo'lgan uchta o'zgaruvchan I_1 , I_2 va I_3 toklarni hosil qilingan joylarda R_1 , R_2 , R_3 qarshiliklarga uchta sim orqali uzatish imkonini tug'iladi. Agar bu zanjirlarni bir-biriga yuqoridagidek birlashtirmaganimizda shu toklarni uzatish uchun uch juft sim kerak bo'lar edi. Uch fazali tokning biz yuqorida ko'rgan zanjiri **yulduz sxemasida** ulangan zanjir deb ataladi.



195-rasm.

193-rasmda ko'rsatilgan uchta mustaqil zanjirni **uchburchak sxemasi** deb ataladigan boshqa sxema bilan birlashtirish ham mumkin (195-rasm).

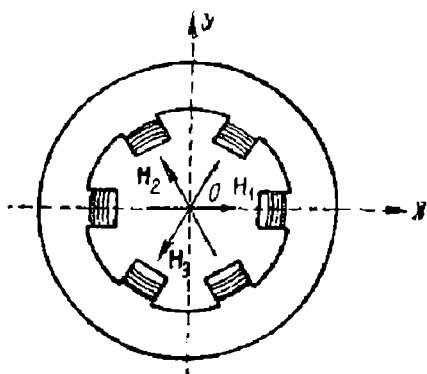
Bu sxemada A_1D_1 , A_2D_2 , A_3D_3 va B_1C_1 , B_2C_2 , B_3C_3 nuqtalar bir-birlari bilan ulangan. Bunday sxema ham R_1 , R_2 , R_3 qarshiliklar orqali o'tayotgan toklarni o'zgartirmasdan uch juft sim

o'rniga uchta sim ishlatishga imkon beradi.

Uch fazali toklardan foydalanishning qulaylik tomoni shundaki, ular aylanuvchi magnit maydon hosil qilishga imkon beradi.

Uch juft qutbga ega bo'lgan halqasimon magnit zanjirini (196-rasm) tekshiraylik. Har bir juft qutb o'zining magnit maydoniga ega bo'lib, bu maydonlarning H_1 , H_2 , H_3 kuchlanganlik vektorlari halqaning mos diametrlari bo'ylab yo'naladi. Qutblarning har qaysi juftining cho'lg'amlari mos ravishda uch fazali tokning tashkil etuvchilaridan tok olayotgan bo'lsin. Agar halqa materialidagi gisterizis hodisasini e'tiborga olsak, magnit maydonlarining H_1 ,

H_2 , H_3 kuchlanganliklari vaqtga qarab quyidagi qonun bo'yicha o'zgaradi, degan xulosaga kelamiz:



196-rasm.

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_2 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3\pi} \right),$$

$$H_3 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3\pi} \right).$$

Aylanuvchi magnit maydon shu maydonda turgan o'tkazgichga mexanik kuch bilan ta'sir etadi. Chunki bu o'tkazgichda induksion toklar hosil bo'lib, ular bilan magnit maydon o'zaro ta'sirlashadi. Masalan, aylanayotgan magnit maydonga cho'lg'ami tutashtirilgan ramkani o'qi maydon yo'nalishiga perpendikulyar vaziyatda turadigan qilib kiritsak, ramka magnit maydonning kuchlanganlik vektori aylanayotgan tomonga qarab aylana boshlaydi. Shu hodisaga asosanib, uch fazali o'zgaruvchan tok bilan ishlaydigan elektr motordan foydalanishni birinchi bo'lib rus injeneri M.O.Dolivo-Dobrovolskiy 1891-yilda amalga oshirgan. Hozirgi vaqtda texnikada ishlatiladigan elektr motorlarning ko'pchiligi aylanuvchi magnit maydondan foydalanish prinsipiga asoslangan.

Masalalar

1-masala. Induksiyasi $B=10^{-2}$ Tl bo'lgan bir jinsli magnit maydonida yuzi $S=625\text{ sm}^2$ li mis simdan yasalgan berk cho'lg'amli kvadrat ramka o'z o'qi atrofida aylanadi. O'q ramkaning tekisligida yotib, magnit maydoniga perpendikulyar va ramka minutiga $n=1200$ marta aylanadi. Cho'lg'amning $t=1$ minut vaqt o'tgandan keyingi temperaturasining (issiqlik berishni hisobga olmang). Solishtirma qarshilik, issiqlik sig'imi va zichliklar mos ravishda quyidagilarga teng.

Berilgan.

$$r=1,75 \cdot 10^{-8} \text{ Om}\cdot\text{m},$$

$$c=378 \text{ J/kg}\cdot\text{grad},$$

$$D=8800 \text{ kg/m}^3.$$

$$Dt=?$$

Masalaning yechilishi

Ramkada hosil bo'luvchi maksimal E.Yu.K. quyidagi $\xi_{maks}=BS\omega N$ formuladan aniqlanadi, bunda, N – cho'lg'amdagi o'ramlar soni. t vaqt ichida cho'lg'amdan ajralib chiqadigan issiqlik miqdori quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$Q = \frac{\xi_{xak}^2}{R},$$

bunda

$$\xi_{xak} = \frac{\xi_{maks}}{\sqrt{2}}$$

va

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

$$l = 4\sqrt{cN}.$$

Temperaturaning o'zgarishi

$$\Delta t = \frac{Q}{mc}$$

dan topiladi, bunda

$$m = l s D = 4 \sqrt{S n c D}$$

ga teng. Mos qiymatlarni o'rninga qo'yib chiqqandan keyin quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta t = \frac{B^2 S \pi n t}{8 \rho D c}.$$

Hisoblaymiz:

$$\Delta t = \frac{B^2 S \pi n t}{8 \rho D c} = 3,24^0 \text{ s}.$$

2-masala. O'zgaruvchan tok tarmog'ining effektiv kuchlanishi 120 V ga teng. Agar neon lampa $U=84 \text{ V}$ kuchlanishda yonib o'chsa, lampaning har qaysi yarim davr ichidagi yonish vaqtini aniqlang.

Berilgan:

$$U_{eff} = 120 \text{ W},$$

$$U = 84 \text{ W},$$

$$\Delta t = ?$$

Masalaning yechilishi.

O'zgaruvchan tok kuchlanishining vaqtga bog'liqlik grafigi sinusoidini beradi. O'zgaruvchan tokning davri $T=0,02 \text{ sek.}$ ga teng. bitta yarim davrini qarab chiqamiz.

Neon lamp har qaysi yarim davrning $U \geq 84 \text{ V}$ bo'lgan vaqt davomida yonadi.

Bu vaqt oralig'i

$$\Delta t = t_2 - t_1$$

ga teng bo'lishi aniq, bunda t_2 va t_1 ni o'zgaruvchan tok tenglamasidan topish mumkin bo'ladi;

$$U = U_{maks} \cdot \sin \omega i = U_{maks} \cdot \sin \left(\frac{2p}{Tt} \right).$$

Maksimal kuchlanish effektiv kuchlanish bilan quyidagi formula orqali bog'langan:

$$U_{maks} = U_{eff} \sqrt{2}.$$

Ushbu formulalardan quyidagini hosil qilamiz:

$$U = U_{eff} \sqrt{2 \sin \left(\frac{2p}{Tt} \right)},$$

bundan

$$\sin \left(\frac{2p}{Tt} \right) = \frac{U}{U_{eff}} \sqrt{2}.$$

$U = U_{yonish} = U_{uchish}$ va U_{eff} ning son qiymatlarini qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\sin \left(\frac{2p}{Tt} \right) = \frac{1}{2}.$$

Bundan bitta yarim davr chegarasida

$$\left(\frac{2p}{Tt_1} \right) = \frac{p}{6}.$$

$$\left(\frac{2\pi}{Tt_2} \right) = \frac{5}{6\pi}.$$

$$\begin{cases} t_1 = \frac{T}{12}; \\ t_2 = \frac{5}{12T}; \end{cases}$$

Hisoblaymiz.

Demak, izlanayotgan qiymat quyidagiga teng:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{T}{3} = \frac{1}{150} \text{ sek.}$$

3-masala. Agar g'altak uchlariga ulangan Voltmetr $U_{\text{eff}}=220 \text{ V}$ kuchlanishni, ampermetr esa $I_{\text{eff}}=5 \text{ A}$ tokni ko'rsatsa, g'altakning induktivligi L topilsin.

Berilgan:

$$U_{\text{eff}}=220 \text{ V},$$

$$I_{\text{eff}}=5 \text{ A},$$

$$R=0,$$

$$\nu=50 \text{ Gts (1/s)},$$

$$L=?$$

Masalaning yechilishi.

Zanjirning g'altakdan iborat qismining qarshiligi, masalaning shartiga ko'ra faqat induktiv qarshilikdan iborat.

Shuning uchun

$$Z=X_L=\omega L$$

bo'ladi, bu yerda

$$\omega=2\pi\nu$$

tokning siklik (doiraviy) chastotasi, L – g'altakning induktivligi. Om qonuniga binoan:

$$I_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{eff}}}{Z} = \frac{U_{\text{eff}}}{\omega L} = \frac{U_{\text{eff}}}{2\pi\nu L}.$$

Hisoblaymiz:

Bundan g'altakning induktivligi L ni aniqlab, son qiymatini qo'yib hisoblaymiz:

$$L = \frac{U_{\text{eff}}}{2\pi\nu I_{\text{eff}}} = \frac{220 \text{ V}}{2 \cdot 3,14 \cdot 50 \text{ l/s} \cdot 5 \text{ A}} = 0,14 \text{ Gn.}$$

4-masala. Kondensator $U_{\text{eff}}=220 \text{ V}$ kuchlanishli standart, ya'ni $\nu=50 \text{ Gs}$ chastotali o'zgaruvchan tok tarmog'iga ulangan. Agar

kondensator tarmog'iga ulangan ampermetr $I_{eff}=4\text{ A}$ tokni ko'rsatsa, kondensatorning sig'imi C topilsin.

Berilgan.

$$U_{eff}=220\text{ V},$$

$$I_{eff}=4\text{ A},$$

$$\nu=50\text{ Gts (1/s)}.$$

$$C=?$$

Masalaning yechilishi.

O'zgaruvchan tok zanjirida kondensator mavjud bo'lganda vujudga keladigan qarshilikka sig'im qarshiligi (X_c) deb aytiladi. Sig'im qarshiligi X_c ning kattaligi zanjirdagi kondensator sig'imi C ni tokning siklik chastotasi ω ga ko'paytmasi teskari ifodasiga teng, ya'ni:

$$X_c = \frac{1}{\omega C}.$$

Bunda (doiraviy) siklik chastota $\omega=2\pi\nu$ ga va Ohm qonuniga binoan qarshilik

$$X_c = \frac{U_{eff}}{I_{eff}}$$

ga teng bo'lgani uchun yuqoridagi formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{U_{eff}}{I_{eff}} = \frac{1}{2\pi\nu} C.$$

Hisoblaymiz:

Bundan izlanayotgan sig'im C ni aniqlab, uning son qiymatini hisoblab topamiz:

$$C = \frac{I_{eff}}{2\pi\nu U_{eff}} = \frac{4\text{ A}}{2 \cdot 3,14 \cdot 50 \cdot 220\text{ V}} = 57,9\text{ mkF}.$$

5-masala. Transformatorning birlamchi cho'lg'amidagi tokning kuchi $I_1=0,5\text{ A}$ ga va qisqichlashdagi kuchlanish esa $U_1=220\text{ V}$ ga teng bo'ladi. Agar transformatorlash koeffitsiyenti $k=22$ bo'lsa, ikkilamchi cho'lg'amdagi tokning kuchi I_2 va kuchlanish U_2 topilsin.

Berilgan:

$$I_1 = 0,5 \text{ A},$$

$$U_1 = 220 \text{ V},$$

$$K = 22.$$

$$I_2 = ?$$

$$U_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Agar isrof hisobga olinmasa, transformatsiyalash koeffitsiyenti k quyidagiga teng bo'ladi:

$$k = \frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1}.$$

Hisoblaymiz:

Bundan ikkinchi cho'lg'amdagi tokning kuchi I_2 va kuchlanishi U_2 ni aniqlab, uning son qiymatini hisoblab chiqamiz:

$$I_2 = k \cdot I_1 = 22 \cdot 0,5 \text{ A} = 11 \text{ A}$$

$$U_2 = \frac{U_1}{k} = \frac{220 \text{ V}}{22} = 10 \text{ V}.$$

6-masala. Transformatorning birlamchi cho'lg'amida kuchlanish $U_1 = 220 \text{ V}$ ga teng bo'lgan. Agar transformatsiyalash koeffitsiyenti $k = 10$ ga teng va qarshiligi $R_2 = 4 \text{ Om}$, ikkilamchi cho'lg'amidan $I_2 = 5 \text{ A}$ tok o'tayotgan bo'lsa, ikkilamchi cho'lg'am uchlaridagi kuchlanish U_2 topilsin. Birlamchi cho'lg'amdagi energiyaning isrofi hisobga olinsin.

Berilgan.

$$K = 10,$$

$$U_1 = 220 \text{ V},$$

$$R_2 = 4 \text{ Om},$$

$$I_2 = 5 \text{ A}.$$

$$U = ?$$

Masalaning yechilishi.

Transformatorning ikkilamchi cho'lg'amida induksiya bilan U_2 kuchlanish undagi U_1 kuchlanish bilan R_2 qarshilikda isrof bo'lgan $I_2 R_2$ dan iborat bo'lgan kuchlanishning yig'indisiga teng, ya'ni

$$U_2 = U_1 + I_2 R_2$$

bo'ladi. U holda transformatsiyalash koeffitsiyenti quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$k = \frac{N_1}{N_2} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{U_1}{U'_2} + I_2 R_2.$$

Hisoblaymiz:

Bundan ikkilamchi cho'lg'am uchlaridagi kuchlanish UF_2 quyidagiga teng bo'ladi:

$$UF_2 = U_1 - k I_2 \frac{R_2}{k} = 220V - 10 \cdot 5A \cdot \frac{40m}{10} = 2V.$$

7-masala. Nima uchun kosmik kermaning uzoqligi ikki marta ortishi radiopredatchik (uzatgich) quvvatini to'rt marta oshirishni talab qiladi? Nima uchun radiolokatsiya uzoqligini ikki marta oshirish uchun peredatchik quvvatini 16 marta oshirishni talab qiladi? Radioto'lqin tarqatgichni nuqtaviy deb, energiyaning muhitga yutilishini esa hisobga olinmas darajada kichik deb oling.

Masalaning yechimi.

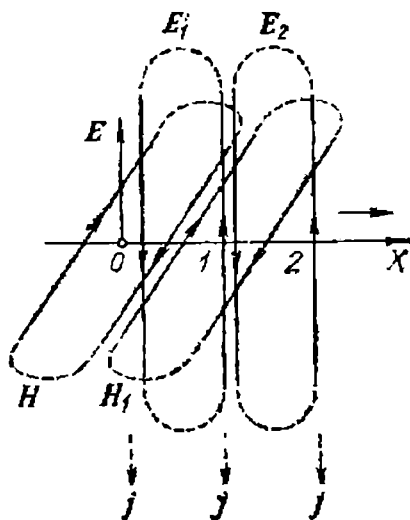
Energiyaning (quvvati) oqim zichligi masofaning kvadratiga teskari proporsional. Radiolokatsiya bo'lganda masofani ikki marta orttirilgani to'rt marta uzoq bo'lgan masofaga energiyaning tarqalishi bilan bir xildir (priyomnik qaytgan signalni qabul qiladi).

IX bob. ELEKTROMAGNIT TO'LIQLAR

1. Erkin elektromagnit to'liqlarning hosil bo'lishi

Ma'lumki, simlar bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit to'liqlarda asosiy jarayonlar simlarni o'rab turgan muhitda sodir bo'ladi. Simlarning o'zi esa to'liqlarning tarqashiga ma'lum yo'nalish berishdan iborat yordamchi rol o'ynaydi. Shuning uchun elektromagnit to'liqlar hech qanday simlarsiz ham mavjud bo'lishi mumkin.

Bunda bo'ladigan jarayonlar jihatidan xuddi simlar bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit to'liqlardagi singari bo'ladi. Faraz qilaylik, chegarasiz o'tkazgich bo'lmagan muhit ichidagi biror O nuqtada (197-rasm) biror usul bilan E elektr maydon hosil qilingan. Agar bu maydonni ushlab turuvchi elektr zaryadlar bo'lmasa, bu maydon yo'qoladi. Biroq kamayuvchi E maydon Maksvell nazariyasiga muvofiq H magnit maydonni hosil qiladi. E maydon kamayayotgani uchun $j = \epsilon_0 E/dt$ siljish toki zichligi E ga qarama-qarshi yo'nalgan va magnit maydonning kuch chiziqlari soat strelkasi yo'nalishida yo'nalgan (197-rasm).



197-rasm.

Muhitda H maydonni quvvatlab turuvchi o'zgarmas toklar bo'lmagani uchun bu maydon o'z navbatida yo'qoladi va uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi. Bu maydonning kuch chiziqlari 1-rasmda ko'rsatilganidek soat strelkasiga qarama-qarshi yo'nalgan. E maydon O nuqtaga dastlabki holatni yo'qotadi, biroq qo'shni 1 nuqtada paydo bo'ladi. 1 nuqtada yo'qalayotgan E_1 elektr maydon H_1 magnit maydonni hosil qiladi bu maydon esa H maydon singari soat strelkasi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. H_1 maydon H maydonni yo'qotadi va yanada uzoqroq nuqtada paydo

bo'ladi. U yo'qolayotib, E_2 uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi, bu maydon 1 nuqtadagi E_1 maydonni yo'qotadi, biroq 2=nuqta paydo bo'ladi va hokazo. Shunday qilib, biz dastlabki E maydon o'rniga bir-biri bilan bog'liq bo'lgan va fazoda ham, tarqaluvchi ham, elektr ham, magnit maydonga, ya'ni elektromagnit to'lqiniga ega bo'lamiz.

197-rasmdan ko'rinib turibdiki, E maydon H ga perpendikulyar, shu bilan birga ikkalasi ularning to'lqin tarqalish tezligi v ga perpendikulyar. Har ikkala vektor o'ng parma qoidasiga bog'liq: agar o'ng parmaning bir dastasi E vektordan H vektorga qarab harakatlanadigan qilib aylantirilsa u holda parmaning ilgarilanma harakati yo'nalishi v ning yo'nalishi bilan mos tushadi.

Avval biz elektromagnit to'lqinlarni faqat sifat jihatidan qarab chiqqan edik. Biroq Maksvell nazariyasi faqat elektromagnit to'lqinlarining mavjudligidan aytibgina qolmasdan, bu maydonning barcha xossalarini aniq miqdoriy shaklda aniqlashga ham imkon berdi.

2. To'lqin tenglama

Aytaylik, biror s fizikaviy kattalik X yo'nalishda v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. s kattalik rezina shnurda mexanikaviy to'lqinlar bo'lganida shu shnur kesmalarining siljishini yoki tezligini bildiradi. Elektromagnit to'lqinlar bo'lganida s kattalik sifatida elektr yoki magnit maydonlarning kuchlanishlari va h.k. larni nazarda tutish mumkin. Bu jarayonning umumiy shaklda yozilishi

$$s = f\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (2.1)$$

ko'rinishda bo'lishini ko'rish qiyin emas. Bu yerda; t — vaqtni, x — qaralayotgan nuqtaning koordinatasini bildiradi, f — ixtiyoriy funksiya ramzi. Boshqacha aytganda, har qanday ixtiyoriy funksiya, agar argumentga bog'liq bo'lsa, to'lqinsimon jarayonni bildiradi.

Bunga ishonch hosil qilish uchun kuzatuvchi X o'qining musbat yo'nalishida x tezlik bilan harakatlanmoqda deb faraz qilaylik. Bunda uning uchun $x = x_0 + vt$ bo'ladi. Bu ifodani (2.1) ga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$s = f\left(t - x_0 \frac{vt}{v}\right) = f\left(-\frac{x_0}{v}\right) = \text{const}, \quad (2.2)$$

ya'ni s vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Demak, bunday harakatlanayotgan kuzatuvchi o'z oldida hamma vaqt s kattalikning ayni bir qiymatini ko'radi,

bu degan so'z, s kattalik ham x tezlik bilan harakatlanadi, demakdir.

Xuddi shunday tarzda quyidagi

$$s = f\left(t + \frac{x}{x}\right) \quad (2.3)$$

munosabat s kattalikning X o'qining manfiy yo'nalishida tarqalishini ifodalashiga ishonch hosil qilish mumkin.

Shunday qilib, qandaydir bir fizikaviy kattalik to'liqsimon tarqalsa, u holda bu kattalik to'liq tenglamani qanoatlantiradi va aksincha, agar qaralayotgan kattalik to'liq tenglamani qanoatlantirishi ma'lum bo'lsa, unda bu kattalikning to'liq ko'rinishida tarqalishi haqida gapirish mumkin.

Bunda bevosita to'liqning tarqalish tezligi ham kelib chiqadi, bu tezlik d^2s/dx oldidagi koeffitsiyentdan olingan kvadrat ildizga teng bo'ladi.

3. Yassi elektromagnit to'liqlar

Har qanday to'liqda ham barcha nuqtalarida tebranish birday fazaga ega bo'lgan sirtni **to'liq fronti** deb ataladi.

To'liq frontining qanday shaklga ega bo'lishiga bog'liq ravishda biz yassi to'liqlar, sferik to'liqlar, silindrik to'liqlar to'g'risida gapiramiz.

Bir o'lchovli hol uchun Maksvell tenglamalari juda sodda ko'rinishga keladi. y va z bo'yicha barcha hosilalar nolga teng bo'lgani uchun avvalo $dD_x/dt=0$ va $dB_x/dt=0$ ekanligi kelib chiqadi. Shuning uchun

$$D_x = \text{const},$$

$$B_x = \text{const}.$$

Endi

$$\frac{dD_y}{dt} = \frac{dH_z}{dx}, \quad \frac{dD_z}{dt} = \frac{dH_y}{dx}, \quad \frac{dB_y}{dt} = \frac{dE_y}{dx}, \quad \frac{dB_z}{dt} = \frac{dE_y}{dx},$$

ko'rinishga keldi.

Bu to'rt tenglamani ikki mustaqil gruppaga ajratish mumkin, ulardan biri elektr maydonning y – tashkil etuvchisi, ikkinchisi esa magnit maydonning z – tashkil etuvchisini bog'laydi:

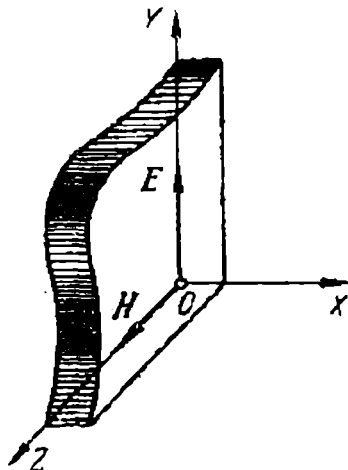
$$\frac{dD_y}{dt} = \frac{dH_z}{dx}, \quad \frac{dB_x}{dt} = \frac{dE_y}{dx},$$

ikkinchi gruppaga esa elektr maydonning z – tashkil etuvchisini va magnit maydonning y – tashkil etuvchisi bog'laydi:

$$\frac{dD_z}{dt} = \frac{dH_z}{dx}, \quad \frac{dB_y}{dt} = \frac{dE_z}{dx},$$

Bundan shu narsa kelib chiqadiki, vaqt davomida o'zgaruvchan bo'lgan E_y elektr maydon Z o'qi bo'ylab yo'nalgan H_z magnit maydonni vujudga keltirar ekan, vaqt davomida o'zgaruvchan bo'lgan H_z magnit maydon esa tamomila Y o'qi bo'ylab yo'nalgan E_y elektr maydonni yuzaga keltirar ekan. Boshqacha aytganda, elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlar bir-biriga perpendikulyar bo'lar ekan. Ikkinchi juft tenglamalardan ham xuddi shunday xulosa kelib chiqadi.

Bu topilgan natija umumiylik bo'lmagan holda barcha elektr maydon o'qlaridan faqat biri bo'ylab, masalan, y o'qi bo'ylab, barcha magnit maydon Z o'qi bo'ylab yo'nalgan deb faraz qilish mumkin (198-rasm).



198-rasm.

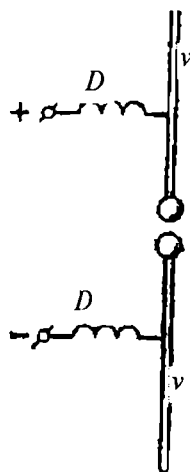
4. Elektromagnit to'lqinlarni eksperimental tekshirish

Elektromagnit to'lqinlarni hosil qilish uchun fazoda yetarlicha tez o'zgaruvchan elektr maydon hosil qilish kerak. Ravshanki, bu maqsadlar uchun mujassamlashgan sig'imli yoki induktivlikli elektr tebranish konturlari yaroqsizdir. Bunday konturlarda barcha elektr maydon kondensatorning tor oralig'ida, barcha magnit maydon esa induktivlik ichida to'plangan bo'lib, atrof fazoda elektr maydon amalda nolga teng.

Bunday hollarda elektr va magnit maydonlarning kuch chiziqlari vibratordan juda uzoqqa tashqariga chiqadi va vibrator elektromagnit to'lqinlarni yaxshi nurlaydi.

Erkin elektromagnit to'lqinlar birinchi marta tajribada 1888-yilda G.Gers tomonidan hosil qilingan edi. Elektromagnit to'lqinlarni o'rganish uchun Gers ikkita bir xil vv metall sterjendan tuzilgan va bir-biridan uchqun oraliq bilan ajratilgan ochiq vibratorning xususiy elektr tebranishlaridan foydalandi. Vibratorning har ikkala yarmi ham yuqori kuchlanishli manbadan zaryadlanadi. Potensiallar farqi teshilish qiymatiga yetganda zaryadlagich uchqun chaqnab, vibratorning har ikkala yarmini tutashtirar va vibratorda yuqori chastotali so'nuvchi

*Tarqatuvchi
vibrator*



*Qabul qiluvchi
vibrator*



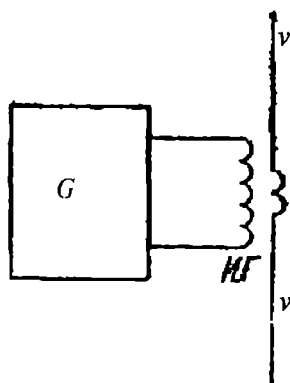
199-rasm.

elektr tebranishlar vujudga kelar edi. Tez o'zgaruvchan toklat vibratordan kuchlanish manbaiga ketmasligi uchun vibrator bilan manba orasiga D drossellar ulangan edi.

Elektromagnit to'liqlarni payqash uchun Gers turli shakldagi vibratorlardan foydalandi. Eng sodda vibrator shakli va o'lchamlari jihatidan nurlovchi vibratorga ayniy bo'lgan to'g'ri ochiq vibrator bo'lishi aniqlangan (198-rasm). O'tuvchi elektromagnit to'liqning o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida vibrator ichidagi elektronlar majburiy tebrana

boshlaydi, buning natijasida vibratorda tez o'zgaruvchan tok paydo bo'ladi, vibratorning har ikkala yarmi orasida o'zgaruvchan kuchlanish yuzaga keladi.

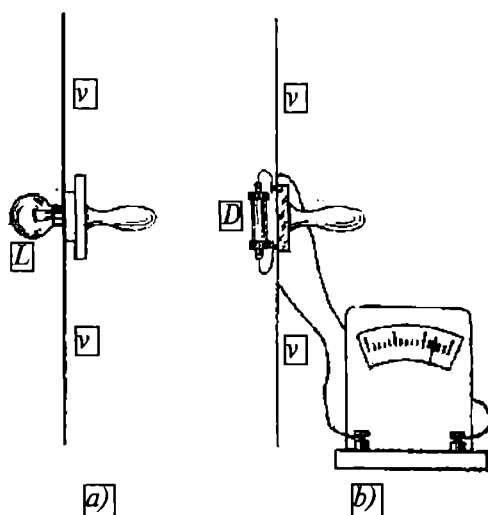
Agar qabul qiluvchi vibratorning uzunligi nurlovchi vibratorning uzunligiga teng bo'lsa, u holda har ikkala dipolning xususiy chastotalari teng bo'ladi va qabul qiluvchi dipolda elektr tebranishlar rezonans natijasida kuchayadi. O'zgaruvchan kuchlanishning paydo bo'lishini Gers vibrator o'rtasidagi mikroskopik oraliqda kichik elektr uchqunining paydo bo'lishidan yoki vibratorning har ikkala yarmi o'rtasiga ulangan jaji gaz-razryad nayining yorug'lanishidan payqagan edi.



200-rasm.

Hozirgi vaqtda elektromagnit to'liqlarni generatsiyalash uchun deyarli hamma vaqt lampali generatorlardan foydalaniladi, bu generatorlar yordamida har qanday quvvatli va to'g'ri sinusoidal shakldagi elektr tebranishlarni hosil qilish mumkin. Vibratorda tebranishlarni uyg'otish uchun uning har ikkala yarmi orasiga bir yoki bir necha o'ram bog'lanish kiritish (200-rasm) va uni G lampali generatorning K g'altagi yaqiniga

joylashtirish kifoya. Vibratorlar va generatorni boshqacha bog'lash usullari ham bor. Vibratordagi tebranishlarni kuchaytirish uchun rezonans hodisasidan foydalaniladi, buning uchun generatorning chastotasini vibratorning xususiy chastotalaridan biriga, ko'pincha uning asosiy tebranishlari chastotasiga teng qilib olinadi.



201-rasm.

Qabul qiluvchi vibratorda elektr tebranishlarni payqash uchun uning $\nu\nu$ o'rtasiga ulangan kichik elektr lampadan (201, a-rasm) foydalanish mumkin. Bu usul nurlovchi va qabul qiluvchi vibratordagi tebranishlar yetarlicha kuchli bo'lgan hollarda namoyish qilish uchun, ayniqsa qulaydir. Zaifroq tebranishlar bo'lgan holatda vibratorga d kristall detektor (201, b-rasm) ulash va uning uchlariga o'zgarmas tok galvanometrini ulash mumkin. Detektorning qarshiligi tokning yo'nalishiga bog'langani uchun detektordagi kuchlanish tebranishlarining turli yarimdavrlarida turlicha bo'ladi: tok berik yo'nalishda oqayotgan katta Vatt tok qarama-qarshi yo'nalishda oqayotganda kam bo'ladi. Shuning uchun detektorda kuchlanishning o'zgarmas tashkil etuvchisi paydo bo'ladi va galvanometrda o'zgarmas tok vujudga keladi.

Agar qabul qiluvchi vibratorni, masalan, 201, a-rasmda tasvirlangan vibratorni nurlovchi vibrator yoniga joylashtirilsa, u holda har ikkala dipol parallel bo'lgan vaqtda lampaning eng kuchli yonishini ko'rish mumkin. Agar qabul qiluvchi dipol

nurlovchi dipolga perpendikulyar joylashgan bo'lsa, u holda lampa mutlaqo cho'g'lanmaydi. Qabul qiluvchi dipolda elektr tebranishlar faqat elektromagnit to'liqinning elektr maydoni dipol bo'ylab tashkil etuvchiga ega bo'lgandagina paydo bo'lishi mumkin, shuning uchun bu tajriba elektromagnit to'liqinda elektr maydon to'liqinda elektr maydon dipol o'qiga parallel bo'lishini ko'rsatadi. Bu dipolning o'qiga perpendikulyar bo'lgan va uning o'rtasidan o'tuvchi tekislikning barcha nuqtalari uchun o'rinlidir. Tebranishlar qandaydir biror aniq yo'nalishga parallel holda sodir bo'ladigan mexanikaviy yoki elektr to'liqlar **chiziqli qutblangan** to'liqlar deb atalishi hammaga ma'lum.

Elektromagnit to'liqlar o'z yo'lida yetarlicha katta o'tkazuvchi sirtlarga duch kelganida ulardan qaytadi. Bundan foydalanib, yorug'likning parallel dastasi singari, yo'nalgan elektromagnit to'liqlar hosil qilish mumkin, masalan, kichkinagina dipolni parabolik metall ko'zgu fokusiga joylashtirib bunga erishish mumkin.

Ikki xil dielektrik chegarasida elektromagnit to'liqlar, yorug'lik singari sinadi. Elektromagnit to'liqlarning sinish qonuni xuddi yorug'likning sinish qonuni singari ifodalanadi. Agar vakuumda tarqalayotgan to'liqin dielektrik sirtiga i burchagi ostida tushgan bo'lsa, u holda

$$\sin \frac{i}{n} = \sin r$$

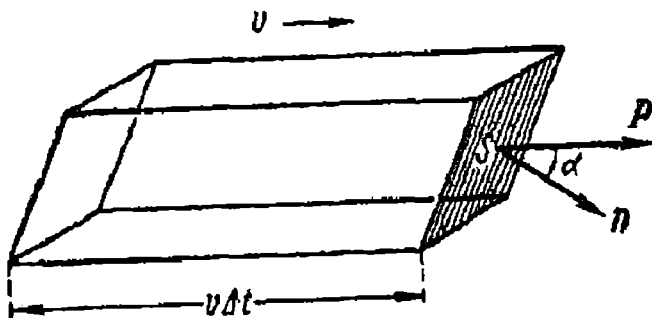
bu yerda; r — sinish burchagi, n — dielektrikning i va r burchaklarga bog'hq bo'lmagan sindirish ko'rsatkichi. Bunda tushuvchi va singan to'liqlarning hamda chegaraga o'tkazilgan normalning yo'nalishi bir tekislikda yotadi.

5. Elektromagnit to'liqlar energiyasi

Elektromagnit to'liqin maydonida ixtiyoriy S yuzacha olib (202-rasm), elektromagnit to'liqinning shu yuza orqali kichik Δt vaqt ichida olib o'tgan ΔW energiyasini hisoblash uchun S yuzacha asosida qirralari to'liqinning x tarqalish tezligiga parallel va $v\Delta t$ uzunlikka ega bo'lgan parallelepiped yasaladi, bu parallelepipedning hajmi quyidagigateng:

$$\Delta \tau = v S \Delta t \cos \alpha \quad (5.1)$$

bu yerda; α S yuzachaga o'tkazilgan n normal bilan x orasidagi burchak. Δt vaqt ichida to'liq $v\Delta t$ masofani o'tadi, shuning uchun yuzachaorqali parallelepiped ichidan ΔW energiyao'tadi.



202-rasm.

Shuning uchun agar u maydonning hajm birligidagi energiyasi bo'lsa, u holda

$$\Delta W = v\Delta\tau = vSv\Delta t \cos \alpha \quad (5.2)$$

bo'ladi.

Elektromagnit to'liqin energiyasining hajmiy zichligi $\frac{1}{2}\epsilon\epsilon_0 E^2$ elektr maydon energiyasi bilan $\frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2$ magnit maydon energiyasi yig'indisidan iborat:

$$u = \frac{1}{2}(\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) \quad (5.3)$$

E va H kuchlanganliklarning kattaliklari elektromagnit to'liqinida $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ munosabat bilan bog'langan. Shuning uchun yana shunday yozish mumkin:

$$u = \epsilon\epsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2 \sqrt{\epsilon\mu} \sqrt{\epsilon_0\mu_0} EH. \quad (5.4)$$

Yana $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \sqrt{\epsilon_0\mu_0} EH$ ekanini nazarga olib, quyidagini yozish mumkin:

$$\dot{A}W = EHS \cos \alpha \cdot \Delta t \quad (5.5)$$

Demak, S yuzacha orqali vaqt birligida o'tgan energiya yoki dW/dt quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{dW}{dt} = EHS \cos \alpha \quad (5.6)$$

Olingan natijani yanada qulayroq shaklda ifodalash mumkin. elektromagnit energiya oqimi vektori tushunchasini kiritaylik, uni shunday aniqlash mumkin:

$$P = [EH] \quad (5.7)$$

Elektromagnit to'liqida E va H bir-biriga perpendikulyar va shuning uchun bu vektorning son qiymati $P = EH$ ga teng. P vektorning yo'nalishi esa E va H vektorlarning yo'nalishiga perpendikulyar, ya'ni to'liqinning tarqalish tezligi v ning yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. U holda (5.7) ni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\frac{dW}{dt} = P_n S \quad (5.8)$$

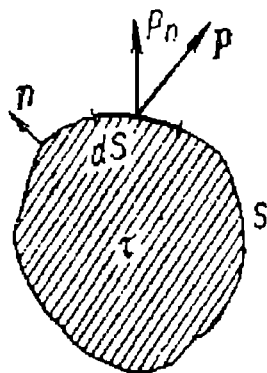
Bu yerda $P_n = P \cos \alpha$ P vektorning S yuzagacha o'tkazilgan n normal yo'nalishiga proyeksiyasi.

Shunday qilib, elektromagnit maydonda energiya harakatini P energiya oqimi vektori yordamida to'la ravishda tavsiflash mumkin. Bu vektorning yo'nalishi energiyaning harakatlanish yo'nalishini beradi. Energiya oqimi vektorining son qiymati esa energiyaning harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzachadan vaqt birligi ichida o'tgan energiyaga teng.

Energiya oqimi vektori tushunchasi N.A. Umovning turli muhitlarda energiyaning harakatiga doir ishlarida berilgandi, uning elektromagnit maydon uchun maxsus ifodasi (5.7) ni Poynting kiritgan. Shuning uchun elektromagnit energiya oqimi vektori **P Umov-Poynting vektori** yoki **Poynting vektori** deb ataladi.

(5.8) ifodaning keltirilgan chiqarilishi unchalik qat'iy emas, chunki biz hamma joyda ham to'liqlarning fazaviy tarqalish tezligi energiyaning harakat tezligi bilan mos tushadi deb faraz qildik. Biroq umuman olganda bu bunday emas. Shunga qaramay, unchalik

qat'iy bo'lmagan mulohazalar asosida chiqargan (5.8) ifoda barcha holatlar uchun o'rinlidir. Maksvell tenglamalariga asoslanib elektromagnit maydonda energiyaning harakatiga doir quyidagi muhim teoremani isbot qilish mumkin (**Poynting teoremasi**). Ixtiyoriy muhit ichida S sirt bilan chegaralangan biror τ hajmni ajratib olamiz (203-rasm). So'ngra τ hajm ichidagi to'liq energiyaning W orqali belgilaymiz. U holda:



203-rasm.

$$-\frac{dW}{dt} = \int P_n dS. \quad (5.9)$$

Bu yerda; P_n — (5.7) formula bilan ifodalangan Umov-Poynting vektorining sirtga normal tashkil etuvchisi, integrallash esa butun yopiq S sirt bo'ylab bajariladi. Bunda tashqi normal n ning yo'nalishi musbat deb hisoblanadi (203-rasm), ya'ni agar P vektor chiziqlari hajmning ichidan tashqariga chiqayotgan bo'lsa, $\int P_n dS$ oqim musbat hisoblanadi.

$-dW/dt$ kattalik τ hajm ichidagi to'liq energiyaning vaqt birligi ichidagi kamayishi. Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq, bu kamayish S sirt orqali vaqt birligi ichida tashqariga chiqayotgan energiyaga teng bo'lishi kerak. Bundan shu narsa kelib chiqadi: S sirt orqali vaqt birligida chiqayotgan energiya qaralayotgan hajmni chegaralab turuvchi S yopiq sirt orqali o'tayotgan P vektor oqimi bilan ifodalanadi. P_n kattalikni esa sirt birligi orqali vaqt birligi ichida o'tayotgan energiya deb ta'riflash mumkin.

Masalalar

1-masala. Radiopriyomnikni $\lambda_1=25$ metrdan, $\lambda_2=200$ metrgacha bo'lgan radioto'lqinlarni qabul qilishga sozlash mumkin. Radiopriyomnik uzunroq to'lqin uzunlikdagi radioto'lqinlarni qabul qilishi uchun tebranish konturidagi priyomnikka ulangan yassi kondensator plastinkalari orasidagi masofani qanchaga o'zgartirish kerak?

Berilgan.

$$\lambda_1 = 25 \text{ m},$$

$$\lambda_2 = 200 \text{ m},$$

$$\frac{d_1}{d_2} = ?$$

Masalaning yechilishi.

Kondensator plastinkalari orasidagi masofa va to'liqin uzunlik quyidagi munosabatda bog'langan:

$$\frac{d_1}{d_2} = (n_2 : n_1)^2.$$

Hisoblaymiz:

$$\frac{d_1}{d_2} = (\lambda_2 : \lambda_1)^2 = 200^2 : 25^2 = 64 \text{ marta}.$$

2-masala. Millimetrlı (1-10 mm) diapazondagi radioto'liqlarning chastota diapazonlari qanday bo'ladi?

Berilgan.

$$\lambda_1 = 1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m},$$

$$\lambda_2 = 10 \text{ mm} = 10^{-2} \text{ m}.$$

$$f_1 = ?$$

$$f_2 = ?$$

Masalaning yechilishi.

Diapazonning chegaraviy chastota qiymatlari quyidagicha:

$$f_1 = \frac{c}{\lambda_1}, \quad f_2 = \frac{c}{\lambda_2}.$$

bu yerda; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ga teng bo'lib, elektromagnit to'liqlarining tarqalish tezligidir.

Hisoblaymiz:

$$f_1 = \frac{c}{\lambda_1} = 3 \cdot 10^8 : 10^{-3} = 3 \cdot 10^{11} \text{ Gts},$$

$$f_2 = \frac{c}{\lambda_2} = 3 \cdot 10^8 : 10^{-2} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Gts.}$$

3-masala. Tebranish konturi $L=50 \text{ mGn}$ induktivlikda rezonans hodisasi elektromagnit tebranishlar to'liq in uzunligi $\lambda=300 \text{ m}$ bo'lganda ro'y bersa, tebranish konturidagi kondensatorning sig'imini toping.

Berilgan.

$$L=50 \text{ mGn,}$$

$$\lambda=300 \text{ m.}$$

$$C=?$$

Masalaning yechilishi.

Tomson formulasi $T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$ ekanligi va $\lambda = c \cdot T$ ni e'tiborga olsak, u holda

$$C = \frac{1}{L} \left(\frac{\lambda}{2\pi c} \right)^2$$

Hisoblaymiz:

$$C = \frac{1}{L} \left(\frac{\lambda}{2\pi c} \right)^2 = \frac{1}{0,05} \cdot (300 : 2 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 10^8)^2 = 507 \text{ pF.}$$

Fizik kattaliklarning SI va SGS sistemasidagi birliklari va ular orasidagi bog'lanish

Nomi	Birliklar		
	SI sistemasida	SGS sistemasida	Birliklar orasidagi bog'lanish
Tok kuchi	Amper	SGS birlik Milliamper Mikroamper Kiloamper	$333,564 \cdot 10^{-12} \text{ A}$ 10^{-3} A 10^{-6} A 10^3 A
Elektr zaryad	Kulon	SGS birlik Mikrokulon Nanokulon	$333,564 \cdot 10^{12} \text{ Kl}$ 10^{-6} Kl 10^{-9} Kl
Kuchlanish, potensial, E. Yu. K.	Volt	SGS birlik Millivolt Kilovolt	$299,8 \text{ V}$ 10^{-3} V 10^3 V
Elektr maydon kuchlanganligi	Volt/metr	SGS birlik Volt/santimetr	$29,98 \cdot 10^3 \text{ V/m}$ 10^{-2} V/m
Elektr sig'imi	Farada	SGS birlik Mikrofarada Nanofarada Pikofarada	$1,11265 \cdot 10^{12}$ $F10^{-6}$ $F10^{-9}$ $F10^{-12} \text{ F}$
Elektr qarshilik	Om	SGS birlik Milliom Kiloom Megaom	$898,755 \cdot 10^9 \text{ Om}$ 10^{-3} Om 10^3 Om 10^6 Om
Solishtirma elektr qarshilik	Om.metr	SGS birlik	$8,98 \cdot 10^9 \text{ Om} \cdot \text{m}$
Elektr o'tkazuvchanlik	Simens	SGS birlik	$1,11265 \cdot 10^{-12} \text{ Om} \cdot \text{m}$
Solishtirma elektr o'tkazuvchanlik	Simens ⁻¹	SGS birlik	$111,265 \cdot 10^{-12} \text{ sm}^{-1}$
Magnit oqim	Veber	Maksvell	10^{-8} Vb
Magnit induksiya	Tesla	Gauss	10^{-4} Tl
Magnit yurituvchi kuch	Amper/metr	Gilbert	$0,79 \text{ A/m}$
Magnit maydon kuchlanganligi	Amper/metr	Ersted	$79,6 \text{ A/m}$
Induktivlik	Genri	SGS birlik	10^{-9} Gn
Magnit qarshilik	Amper/Veber	SGS birlik	$79,6 \cdot 10^6 \text{ A/Vb}$
Magnit o'tkazuvchanlik	Veber/Amper	SGS birlik	$12,6 \cdot 10^{-9} \text{ Vb/A}$

Fizik doimiyliklar

Nomi	Belgilanishi	SI dagi son qiymati
Yorug'lik tezligi	C	3×10^8 m/s
Elektron zaryadi	e	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl
Plank doimiysi	h	$6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s
Avogadro doimiysi	N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$ l/mol
Massaning atom birligi	m.a.b.	$1,66 \cdot 10^{-27}$ kg
Elektron massasi	Me	$9,1 \cdot 10^{-31}$ kg
Proton massasi	Mp	$1,672610^{-27}$ kg
Neytron massasi	Mn	$1,6749 \cdot 10^{-27}$ kg
Faradey doimiysi	F	$9,64810^4$ Kl/mol
Ridberg doimiysi	R	$1,0973 \cdot 10^{-7}$ 1/m
Bor radiusi	o	$5,29 \cdot 10^{-11}$ m
Elektronning klassik radiusi	r_e	$2,8179 \cdot 10^{-15}$ m
Bor magnetoni	μ_B	$9,274 \cdot 10^{-24}$ J/Tl
Elektronning magnit momenti	μ_e	$9,2847 \cdot 10^{-24}$ J/Tl
Elektronning Kompton to'lqin uzunligi	λ_e	$2,42631 \cdot 10^{-12}$ m
Protonning Kompton to'lqin uzunligi	λ_p	$1,32141 \cdot 10^{-15}$ m
Neytronning Kompton to'lqin uzunligi	λ	$1,319591 \cdot 10^{-15}$ m
Gaz doimiysi	R	8,31 J/k·mol
Bolsman doimiysi	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/mol
Stefan-Bolsman doimiysi	G	$5,67 \cdot 10^{-8}$ Vt/m ² ·k ⁴
Vin siljish qonuni doimiysi	B^H	$2,9 \cdot 10^{-3}$ m·K
Loshmidt doimiysi	n_o	$2,68676 \cdot 10^{-25}$ 1/m ³
Normal erkin tushish tezlanishi	g_H	9,8 m/s ²
Normal atmosfera bosimi	P_{atm}	101325 Pa
Normal sharoitda bir mol ideal gaz hajmi	V_m	$22,41 \cdot 10^{-3}$ m ³
Magnit doimiylik	μ_o	$12,56 \cdot 10^{-7}$ Gn/m
Elektr doimiylik	ϵ_o	$8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m
Tovushning havodagi tezligi	C	331,6 m/s

Ayrim qattiq jismlarning zichligi
(Zichlik qiymatlari, 20°C da)

Jism	Zichligi, kg/m³
Olmos	3515
Asfalt	1100÷2800
Beton	1800÷2800
Yozuv qog'ozi	700÷1100
Granit	2500÷3000
Grafit	2265
Kvars	2500÷2800
Suyak	1700÷2000
Muz	880÷920
G'isht	1400÷1600
Bo'r	1800÷2600
Marmar	2600÷2800
Parafin	870÷920
Polietilen	920÷960
Po'lat	7600÷7900
Shisha	2600÷2900
Xrustal	2900÷3000
Alyuminiy	2699
Volfram	19350
Temir	7834
Oltin	19320
Kaliy	862
Magniy	1738
Mis	8960
Nikel	8900
Qalay	7298
Osmiy	22570
Platina	21450
Natriy	968
Simob	13546

Qo'rg'oshin	11350
Kumush	10500
Uran	18950
Xrom	7190
Rux	7140
Titan	4500
Sirkoniy	6510

Har xil moddalarning dielektrik singdiruvchanligi

Modda	E	Modda	E
Azot		Benzin	1,9-2,0
Argon		Vazelin	2,2
Atseton ($t=100\text{ }^{\circ}\text{Cda}$)		Suv	81
Vodorod		Suv ($t=0^{\circ}\text{Cda}$)	88
Suv bug'i ($t=110\text{ }^{\circ}\text{Cda}$)		Gletserin	43
Havo		Kerosin	2,1
Geliy		Skipidar	2,2-2,3
Kislород		Olmos	5,7
Kripton		Qog'oz	2-2,5
Ksenon ($t=25^{\circ}\text{Cda}$)		Kapron	3,6-5
Metan ($t=25^{\circ}\text{Cda}$)		Parafin	1,9-2,2
Neon		Polietilen	2,2-2,4
Ozon		Rezina	3,0-6,0
Metil spirt		Slyuda	5,7-7,2
Etil spirt		Shisha	6-10
Uglerod (IV) va (II) ($t=25^{\circ}\text{Cda}$) oksid		Tekstolit	6-8
Etilen ($t=25^{\circ}\text{Cda}$)		Farfor	4,4-6,8
Elektrokarton	2,5-4	Shifer	6-10

***Elektrotexnikada ishlatiladigan metallarning solishtirma
elektr qarshiligi***

Metall	ρ , mk, Om·m	Metall	mk, Om·m
Alyuminiy	0,028	Qalay	0,12
Vismut	1,065	Platina	0,105
Volfram	0,055	Reniy	0,21
Temir	0,098	Simob	0,958
Oltin	0,024	Qo'rg'oshin	0,205
Indiy	0,09	Kumush	0,016
Kadmiy	0,076	Tantal	0,135
Kobalt	0,062	Titan	0,42
Mis	0,0172	Xrom	0,14
Molibden	0,0572		0,059
Nikel	0,973	Sirkoniy	0,41
Niobiy	0,18		

O'ta o'tkazuvchan metallarning kritik temperaturasi

Metall	T,K	Metall	T,K
Niobiy	9,28	Alyuminiy	1,19
Texnitsiy	8,2	Galliy	1,09
Qo'rg'oshin	7,19	Molibden	0,95
Lantan	5,9	Rux	0,91
Vanadiy	5,3	Uran	0,8
Tantal	4,46	Osmiy	0,71
Simob	4,152	Sirkoniy	0,56
Qalay	3,72	Kadmiy	0,56
Indiy	3,37	Ruteniy	0,47
Talliy	3,38	Titan	0,4
Reniy	1,69	Gafniy	0,35
Toriy	1,39	Iridiy	0,14

1. Ahmedov A.A., Kamolov I.R. Fizikadan ma'lumotnoma. — Navoiy, 2005.
2. Volkenshteyn V.S. «Umumiy fizika» kursi bo'yicha masalalar to'plami. — T.: «O'qituvchi», 1981.
3. Gladkova R.A. Fizikadan savol va masalalar to'plami. — T.: «O'qituvchi», 1983.
4. Goldfarb N.I. Fizikadan savol va masalalar to'plami. — T.: «O'qituvchi», 1973.
5. «Yosh fizik» ensiklopedik lug'ati. — T.: «O'zbekiston milliy ensiklopediyasi», 1989.
6. Izbosarov B.F. Elektr kursidan uslubiy qo'llanma. — Navoiy, 2002.
7. Izbosarov B.F., Kamolov I.R. Magnetizm. — T.: «Aloqachi» nashriyoti.
8. Ismoilov M., Yunusov M.S. Elementar fizika kursi. — T.: «O'qituvchi», 1989.
9. Kalashnikov S.G. Elektr. — T.: «O'qituvchi», 1989.
10. Savcev I.V. Umumiy fizika kursi. II t. — T.: «O'qituvchi», 1973.
11. Frish S.E., Timoreva A.V. Umumiy fizika kursi. II t. — T.: «O'qituvchi». 1972.
12. «O'zbekiston milliy ensiklopediyasi», VII t. — T.: «O'zbekiston milliy ensiklopediyasi», 2004.
13. G'aniyev A.G., Avliyoqulov A.K., Almardonova G.A. Fizika. I qism. — T.: «O'qituvchi», 2002.
14. Болсин А.И., Галякевич В.К. Физика. — М.: «Ayrig Rolf», 1999.
15. Гольдфарб Н.И. Сборник вопросов и задач по физике. — М.: «Высшая школа», 1983.
16. Детлаф А., Яворский В. Курс физики. Электричество и магнетизм. — М.: «Высшая школа». 1977.
17. Детлаф А., Яворский В. Справочник по физике. — М.: «Наука», 1985.

18. Кабардин О.Ф. Физика. — М.: «Просвещение», 1981.
19. Кухлинг Х. Справочник по физике. — М.: «Мир», 1983.
20. Путилов К.А. Курс физики. II т. — М.: «Физико-математическая литература», 1963.
21. Сахаров Д.И. Сборник задач по физике. — М.: «Просвещение», 1965.
22. Сивухин Д.В. Общий курс физики. II т. Электричество. — М.: «Наука», 1977.
23. Телеснин Р.В., Яковлев В.Ф. Курс физики. Электричество. — М.: «Просвещение», 1970.

Soʻzboshi	3
-----------------	---

I bob. ELEKTR MAYDON

1. Elektr zaryadlar	4
2. Kulon qonuni	5
3. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi va uning chiziqlari	7
4. Elektrostatik induksiya vektori. Induksiya oqimi. Ostrogradskiy- Gauss teoremasi	11
5. Puasson tenglamasi	16
6. Dipol maydoni	17
7. Elektrostatik maydonda zaryadni koʻchirishda bajarilgan ish	19
8. Elektrostatik maydon potentsiali	20
9. Elektrostatikaning umumiy masalasi	23
10. Elektr maydonda oʻtkazgichlar va dielektriklar	24
11. Elektrostatik maydonni tajribada tekshirish	28
<i>Masalalar</i>	31

II bob. ELEKTR SIGʻIM

1. Elektr sigʻim	44
2. Kondensatorning elektr sigʻimi	45
3. Kondensatorlarni ulash	47
4. Elektr maydon energiyasi	50
<i>Masalalar</i>	51

III bob. OʻZGARMAS ELEKTR TOKI. METALLARDA ELEKTR TOKI

1. Elektr toki toʻgʻrisida tushuncha	61
2. Tok kuchi. Tok zichligi	62
3. Zanjirning bir qismidagi kuchlanish	64
4. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni	65
5. Oʻtkazgich qarshiligi	66
6. Oʻtkazgichlarni ketma-ket va parallel ulash	68
7. Oʻzgarmas tok ishi va quvvati. Joul-Lens qonuni	70

8. Berk zanjir uchun Om qonuni. Elektr yurituvchi kuch	72
9. Kirxgof qonunlari	73
10. Elektr yurituvchi kuch manbaining foydali ish koeffitsiyenti	76
11. Om va Joul-Lens qonunlarining differensial ko‘rinishi	78
12. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati	79
13. Metallarning klassik elektron nazariyasi	82
14. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi va harakatchanligi	85
<i>Masalalar</i>	87

IV bob. YARIMO‘TKAZGICHLARDA VA ELEKTROLITLARDA ELEKTR TOKI

1. Yarimo‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi	106
2. Yarimo‘tkazgichlarda aralashmali o‘tkazuvchanlik	109
3. Yarimo‘tkazgichli asboblari	110
4. Elektrolitik o‘tkazuvchanlik	114
5. Faradey qonunlari	116
6. Elektrolitik dissotsiatsiya	120
7. Elektrolitik o‘tkazuvchanlik nazariyasi	122
8. Elektrodning qutblanishi	128
9. Elektrolizning texnikada qo‘llanishi	132
10. Termoelektr hodisalar	133
<i>Masalalar</i>	139

V bob. GAZLARDA VA VAKUUMDA ELEKTR TOKI

1. Gazlarda elektr tokining o‘tishi	144
2. Gazlarning mustaqil bo‘lmagan o‘tkazuvchanligi nazariyasi	147
3. Gazda elektronlar erkin yo‘lining uzunligi	151
4. Gazlarning mustaqil o‘tkazuvchanligi	154
5. Elektron emissiya	161
6. Vakuumli diodning Volt-Amper tavsifi	162
7. To‘yinish tokining temperaturaga bog‘liqligi	164
8. Elektron lampa to‘g‘rilagich sifatida	165
9. Uch elektrodli elektron lampalar (triodlar)	166
10. Elektr signallarni kuchaytirish	170
11. Lampali kuchaytirgichlar	171
12. Ikkilamchi elektron emissiya	172
<i>Masalalar</i>	174

VI bob. TOKNING MAGNIT MAYDONI

1. Magnit maydon va uning tavsifi	180
---	-----

2. Aylanma tok va solenoidning magnit maydoni	187
3. Magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birliklari. Birliklarning absolyut elektromagnit sistemasi	190
4. Magnit maydonda tokka ta'sir etuvchi kuchlar. Elektr birliklarning Xalqaro sistemasi	192
5. Magnit maydonga kiritilgan tokli berk kontur	196
6. Magnit kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi	202
7. Magnit kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi ifodasining qo'llanilishi	205
8. Magnetiklar	208
9. Magnitlanish vektori	212
10. Ferromagnetizm	216
11. Ferromagnetizmning tabiati	221
12. Elektrostatik va magnit maydonlar orasidagi o'xshashlik	224
13. Magnit maydonda tokli konturni ko'chirishda bajarilgan ish ...	227
14. Magnit zanjirining qonunlari	230
15. Magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi kuch	233
16. Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni	236
17. Elektrostatik solishtirma zaryadni aniqlash	239
18. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi	242
19. Induksiya elektr yurituvchi kuchini aniqlash	244
20. O'zinduksiya hodisasi	246
21. O'zaroinduksiya	249
22. Fuko toklari. Sirtiy effekt	250
23. O'ta o'tkazuvchanlik	252
<i>Masalalar</i>	256

VII bob. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

1. Xususiy elektr tebranishlar	266
2. Tebranishlarning so'nishi	269
3. Xususiy elektr tebranishlar sistemasi. So'nish bo'lmagandagi tebranishlar	271
4. So'nish bo'ladigan tebranishlar	272
5. Tebranishlarni saqlash. Uchqunli kontur	275
6. Avtotebranish sistemalari	276
7. Manfiy qarshiliklardan foydalanish	277
8. Lampali generatorlar. Teskari bog'lanish	279
9. Relaksatsion tebranishlar	281
<i>Masalalar</i>	283

VIII bob. O'ZGARUVCHAN TOK QONUNLARI

1. O'zgaruvchan tok zanjirida qarshilik	287
2. O'zgaruvchan tok zanjirida sig'im	288
3. O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik	291
4. O'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni	292
5. O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati	295
6. O'zgaruvchan toklarning tarmoqlanishi	298
7. O'zinduksiya va sig'imga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiri ..	300
8. Transformatorlar	302
9. Uch fazali tok	306
<i>Masalalar</i>	309

IX bob. ELEKTROMAGNIT TO'LIQLAR

1. Erkin elektromagnit to'liqlarning hosil bo'lishi	316
2. To'liqin tenglama	317
3. Yassi elektromagnit to'liqlar	318
4. Elektromagnit to'liqlarni eksperimental tekshirish	319
5. Elektromagnit to'liqlar energiyasi	322
<i>Masalalar</i>	325
Ilovalar	328
Foydalanilgan adabiyotlar	334

**Bahritdin Faxritdinovich Izbosarov,
Ixtiyor Ramazonovich Kamolov**

ELEKTROMAGNETIZM

(Oliy o'quv yurtlari talabalari uchun darslik)

Toshkent — «Iqtisod-Moliya» — 2006

Kompyuterda sahifalovchi *F.S.Sherova*
Muqova dizayneri *A.Asrorov*

Bosishga ruxsat etildi 20.10.2006. Bichimi 60x90¹/₁₆. Ofset bosma.
Shartli bosma tabog'i 21,5. Hisob-nashriyot tabog'i 18,5. Adadi 2000 nusxa.
Buyurtma № 83. Bahosi shartnoma asosida.

Andoza nusxasi «Ezgulik manbai» nashriyotida tayyorlandi

«Iqtisod-Moliya» nashriyoti, Toshkent sh., X.Asamov ko'chasi, 7
«Ezgulik manbai» nashriyoti, Toshkent sh., A.Qodiriy ko'chasi, 7