

Ч. 83.

На правах рукопису
[53(02)]

Борис Лисянський

Доцент Української Господарської Академії в Чехословацькій Республіці

Курс лекцій по фізиці

Частина IV.

**Електростатика - Електрокінетика
Наука про магнетизм**



1924

Подєбради

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії в Ч. С. Р.“

На правах рукопису.

[53(02)]

Boris Lyssjansky.

Docent à l'Académie Ukrainienne
d'Economie rurale à Todebrady.

Cours de Physique.

Борис Лисянський.

Доцент Української Господарської Академії в Ч.С.Р.

Курс лекцій по фізиці.

І.ІІІ. Електросіаука.

Електрокинетика.

Наука про магнетизм.

1924.

Подсради.

Видання „Вид. М-ва при Ч.Т.А“.

126

Літографовано 150 прим.

Передмова.

Четверта та пята частини мого "Курсу лекцій по фізиці" мають бути присвячені огляду з'явищ електричності та магнетизма; до четвертої частини увійде електростатика, електрокінетика та наука про магнетизм, до пятої - електродинаміка.

Обидві книги сполучатимуть у собі два курси, читані мною в осінньому семестрі 1923-24 академічного року, а саме "курс Фізики", читаний студентам Агрономічно-Лісового Відділу, та "вступ до електротехніки", читаний студентам Сільсько-Господарсько-Інженерного Відділу.

З різних причин, зокрема по мотивах характеру-технічного, я не знайшов можливим видавати ці курси кождий зокрема.

Відділ про електричність та магнетизм уявляє собою ту частину загального курсу фізики, виклад якої з боку педагогічного ставить найбільші труднощі.

При великій кількості та різноманітності експериментального й теоретичного матеріалу, вміле розподілення та доцільне використання його творить собою нелегке завдання. В той час коли в інших відділах фізики порядок розподілення матеріалу визначається сам собою й легко вкладається в певні загально-прийняті шаблони /варіювати які звичайно можна, але в дуже обмежених границях/, для науки про електричність та магнетизм таких остаточних шаблонів ще не вироблено та навіряд чи в близькому часі й буде встановлено. Бо з одного боку відсувається тягла еволюція в поглядах на внутрішню природу з'явищ електричності та магнетизму, з другого боку кождий автор по своєму підходить до справи використання згаданого вище величезного матеріалу і по своєму цей матеріал комбінує. Що-до мене, то приступаючи до складання IV та V частин свого курсу, я поставив собі завданням з мінімальною затратою часу й енергії провести своїх слухачів через довгий й запутаний лабиринт науки про електричність, дати їм виразні й укінчені уяви про всі основні моменти цієї важливої галузі природознавства й зв'язати цілий виклад в одну нерозривну логічну нитку, що кождий послідовний факт лучила би з фактами попередніми і не давала місця різним несподіванкам у формі незрозумілих з'явищ та небазованих на попередньому викладі висновків. Нічого "зверхприродного" у науці про електричність не може бути, як і в усякій іншій науці; такі "зверхнатуральності" можуть повстати лише як вислід недоброї системи викладу, недоцільного розподілення матеріалу.

Я вже зазначив, що різні автори по різному підходять до справи схематизації своїх курсів; де-які з них починають, наприклад, виклад з магнетизму, інші з гальванізму, себ-то з електрокінетики, переходячи вже далі до електростатики. Я особисто вважаю можливим та доцільним єдиний шлях: від простішого до складнішого, від причин до вислідів, від статистики до кінетики і через неї далі до динаміки. Глибоко переконаний, що це той шлях, що з одного боку задовольняє основним вимогам педагогіки і з другого боку в найбільшій мірі відповідає Маховому *Ernst Mach* "принципу економії думки".

При ознайомленні з розподіленням матеріалу в цій книзі може найбільш здивовань викличе те, що відділ про електроліз висунуто наперед, тоді як відділ про гальванічні елементи навпаки переміщено вглиб курсу. Цей відступ од загально-прийнятого порядку зроблено мною цілком свідомо: я вважаю, що зрозуміння з'явища поляризації електродів та належне засвоєння основних положень теорії гальванічного елемента неможливі без попереднього ознайомлення з хімічними діями електричного

току.

Терміни, що їх я вживатиму в послідовному викладі, в більшості апробовані ухвалами Термінологічної Комісії при С.Г.Інженерному Відділі.

I. II. 1924.

Б.Д.

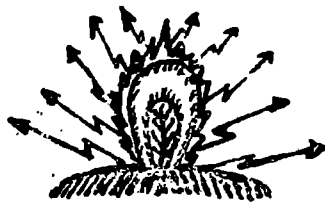


Вступ.

§ I. Взаємне тертя двох матеріальних тіл справляє цілу низку відповідних ефектів; у вислід такого тертя повстає тепло, при певних умовах витворюється також світло й т.д.

Але найбільш цікавим з'являється той ефект, з яким зв'язуються вияви особливих таємничих сил, що їхню акцією ставиться притягання потертим тілом різних легких предметів. Цей ефект був викритий ще на давніх часів; вже в античній Греції було відомо, що янтар, потертий о вовну, притягає до себе легенькі тіла. Але тогочасна наукова думка не уділила належної уваги цьому цікавому з'явищу й ближчим дослідженням його займався вперше лише ДЖИЛЬБЕРТ *W. Gilbert*, який року 1600 встановив той факт, що у вислід потирання об інші тіла притягальні властивості набуває, крім янтара, також ціла низка тіл: різні смоли, шкло, сірка, дорогоцінне каміння й инш.; далі Джильберт встановив, що метали такої властивості самі не виявляють, але їхня тирса підпадає притяганням інших тіл і що вохкість воздуха перешкоджає успішному переведенню досвідів. Виходячи з того факту, що згадана вище властивість вперше була спостережена на янтарі, грецькою назвою якого є *ηλεκτρον* "електрон", Джильберт цій нововідкритій властивості матерії дав назву ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

В наші часи наука про електричність творить собою ціну окрему галузь людського знання. На ній спирається широко-розвинена електротехніка, що з'являється одним з наймогутніших чинників сучасної матеріальної культури. Не дарма нашу добу кваліфікують, як ДОБУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. В послідуячому викладі ми маємо крок за кроком ознайомитися з головними електричними з'явищами, простежити розвиток поглядів на природу електричності і з'ясувати собі роль науки про електричність як у теоретичному знанні нашому про всесвіт, так і в практичному застосованні його до потреб культурного людства.



Електростатика.

§ 2. Досвід показує, що електричні сили повстають кожного разу при взаємному потиранні РІЗНОРОДНИХ предметів. Величина притягального ефекту в різних випадках є однаке неоднаковою, ПЕРЕБУВАЮЧИ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ КОЖДОГО З ТІЛ. Легко переконатися, що ПРОЦЕС ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ Є ПРОЦЕС ОБОПІЛЬНИЙ. Потерши скляним прутиком об амальгамовану шкіру, накручену на кінець другого такого ж прутика, бачимо, що здібність притягати легкі тіла набуло не лише скло, а також і амальгамована шкіра. Отже приходимо до висновку, що при взаємному потиранні ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ КОЖДЕ З ДВОХ ТІЛ. Дорогою спеціально поставлених досвідів, можемо переконатися в тому, що ОБИДВА ТІЛА ЕЛЕКТРИЗУЮТЬСЯ В ОДНАКОВІЙ МІРІ.



Рис. I.

Підвісимо на тоненькому дротик /рис. I/ ебонітовий прутик А, потертий перед тим об сукно. Наближимо до нього другий так само наелектризований прутик В. Тоді побачимо, що обидва прутики взаємно ВІДПІХАЮТЬСЯ. Як що повторимо цей досвід з двома скляними прутиками потертими об амальгамовану шкіру, то дістанемо попередній ефект. Змінимо тепер досвід так: до ебонітового прутика підносимемо скляний /або навпаки/; тоді побачимо, що прутики ПРИТЯГАЮТЬСЯ один до другого. Переводючи такий досвід з різноманітними тілами, ми побачимо, що вони поводять себе або як скло, або як ебоніт. Такі вислідні досвідних спостережень приводять нас до наступного логічного

висновку: Існує ДВА ВИДИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ: ОДИН З НИХ ВІДПОВІДАЄ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ СКЛЯНІЙ, ДРУГИЙ - ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЕБОНІТОВІЙ.

Через те, що, як показує досвід, електричність одного виду нищить при злучі електричність другого виду /подібно до того, як у математиці додатні та від'ємні величини/, перший вид ми умовляємося називати електричністю ДОДАТНЮЮ, другий - електричністю ВІД'ЄМНОЮ. Як ми допіру бачили ОДНОРОДНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВЗАЄМО-ВІДПІХАЮТЬСЯ, РІЗНОРОДНІ - ВЗАЄМНО ПРИТЯГАЮТЬСЯ. Цей факт вперше встановив року 1754 ДЮФЕЙ /Dufay/.

Досвід показує далі, що при взаємному потиранні двох тіл завжди ОДНЕ З НИХ ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ ДОДАТНО, ДРУГЕ ВІД'ЄМНО. Знак електричності + або - даного тіла залежить від того ОБ'ЄКТА-САМЕ ТІЛО ВОНО ПОТИРАЄТЬСЯ. Отже всі тіла можна розмістити в певний ряд таким чином, що кожен тіло при потиранні його послідовним тілом електризується додатно, а при потиранні попереднім тілом - електризується від'ємно. Цей ряд є: ХУТРО /Лисиче або котиче/, ГЛАДЕНЬКЕ ШКЛО, ВОВНА, ПАПІР, ШОВК, МАТОВЕ ШКЛО, КАВУНК, СМОЛКА, ЯНТАР, СІРКА, МЕТАЛІ. /-/

Чим більше в цьому ряді тіла віддалені одно від другого, тим значніший маємо електризаційний ефект.

Щоби розпізнати як-саме наелектризовано тіло, можна користатися т.зв. ЕЛЕКТРОСКОПОВОГО ПЕРСОНУ, що уявляє собою суміш потовченої сірки та сурику. При просіванні такої суміші через серпанок часточки сурику електризуються додатно, часточки сірки - від'ємно. Отже тіла наелектризовані додатно притягають до себе жовтий порошок сірки, наелектризовані від'ємно - притягають червоний порошок сурику.

х/ Ця різноманітність може бути всякою: різноманітність хемічного складу, фізичної структури, вигляду поверхні, температури і т.д.

6 3. Року 1729 ГРЕЙ /*St. Gray*/ спостеріг, що металевий дріт уміщений всередині скляної трубки і перепущений через корок, що закривав цю трубку, виявляв електричні властивості й притягував своїм вільним кінцем легенькі тіла, кожного разу, коли скляна трубка піддавалася потиранню. Згаданий досвід виявив, що МЕТАЛИЧНІ ТІЛА НЕ ЛИШЕ МОЖУТЬ НАБУВАТИ ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТАН, А ТАКОЖ І ВОЛОДІЮТЬ ЗДІБНОСТЮ ПЕРЕДАВАТИ ЦЕЙ СТАН ВІД ОДНИХ СВОЇХ ЧАСТИН ДО ДРУГИХ. Такої здібності не виявляє ціла низка інших тіл, як наприклад, скло, ебоніт, кавчук, янтар, смола й инш. Отже в пропозиції ДЕЗАГРЕ /*Desaguliers*, 1742/ було прийнято розподіл усіх тіл на категорії: на ПРОВІДНИКИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ та її НЕПРОВІДНИКИ. Тіла останньої категорії дістали також пізніше назву ІЗОЛЯТОРІВ або ДІЕЛЕКТРИКІВ. Досвід показує, що існує низка тіл, в яких електричний стан передається від одних місць до других, але в обмеженій мірі. Такі тіла дістають назву НАПІВПРОВІДНИКІВ або НАПІВДІЕЛЕКТРИКІВ. Нижче ми подаємо перелік найбільш важливих тіл трьох названих категорій.

ПРОВІДНИКИ	ПІВПРОВІДНИКИ	НЕПРОВІДНИКИ
Метали Ртуть Вугіль Графіт Вода натуральна і різні водянні розчини /со- лей, кислот й инш./ Сніг. Земля Організми рослин та тварин Льон Роспечені газ, з'ок- рема полум'я. Розвіджені газ.	Алкоголь /100%/ Етер Дерево Папір } -сухі Солома } Шіфер Мармур Лід при 0° Вохкий воздух	Порожнеча Янтар Сірка Ебоніт Гума. Кавчук. Смоли. Шелак. Парафін. Віск. Шкло. Порцелян. Шовк. Олії. Терпентинова олива /скипида/ чиста Вода дестильована. Лід при -25° Фосфор. Крейда. Пір'я. Волосся. Вовна. Кристали /більшість/. Сухий воздух і зага- лом газу та пара тіл в нормальних умовах

З по-між тіл, уміщених у 3-ій шпальті абсолютним ізолятором є'являється лише ПОРОЖНЕЧА; далі найліпшим ізолятором слід уважати ЯНТАР; після янтара першим тілом йде СІРКА.

Звичайно наведена вище класифікація є лише приблизною й точно-означених меж по-між трьома категоріями тіл провести неможливо.

До сказаного необхідно додати ще, що ЕЛЕКТРОПРОВІДНІ ТА ІЗОЛЯЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ТІЛ ПЕРЕМІНЮЮТЬ У ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ЇХЬОГО ФІЗИЧНОГО СТАНУ. Наприклад скло, ооріте, до температури при якій лозстає його розм'ягшення робиться провідником.

Значне піднесення температури перетворює в провідники також і

х/ Електропровідні властивості натуральної води пояснюють нам че-рез що-саме при значній вохкості воздуху не працюють електростатичні машини /водяна пара осідаючи на поверхні діелектричних тіл робить їх провідниками/.

гази, що при температурах звичайних з'являються добрими ізоляторами /всьяке подумай а через те провідником електричності/. Отже бачимо, що в той час, коли незначне опіття тіл, що справляє їхнє осушення, спричиняється до зменшення їх ізоляційної здатності, опіття значне викликає зріст їхньої електропровідності.

Різниманітні досвіди показують нам, що при дотикі наелектризованним тілом до тіл не наелектризованих електричність переходить до них з першого тіла. Коли названі тіла з'являються провідниками, то електричність розходитьсь по цілому провіднику. Через те, що земля є добрим провідником, в усьякого иншого провідника, адученого безпосередньо з нею, електричність переходить до земної кулі і, у вислід значних розмірів її, без сліду губиться. Щоби заборігти такому переходу провідники доводиться ізолювати, себ-то умішувати на ізоляційних підставках /в ебоніту, шкла, порцеляну, парафіну й инш./ . Так само при будь-яких електричних досвідах належить ізолювати всі металеві тіла, до яких доводиться дотикатися руками; в цією метю до них додається держальця зі шкла чи ебоніту. Коли цього не зробити електричність через наше тіло й далі підлогу та стіни будинку відходитиме до землі.

§ 4. Користаючи зі засобів, про які згадувалося в попередньому викладі, ми приходимо до встановлення того факту, що дане тіло може бути в ріжній мірі наелектризованим, инакше кажучи, може в неоднаковій мірі містити в собі електричність. А це логічно приводить нас до необхідности встановити поняття про кількість електричності. Виявши до розгляду нову фізичну величину, ми, по прийнятій нами традиції, маємо потурбуватися про встановлення одиниці кількості електричності. Для того нам належить звернутися до розгляду класичного досвіду Кулона /Coulomb, 1785/, що встановлює певну методу поміру кількостей електричності. Кулон, базуючись на механічному ефекті /притягання або відпихання/, що має місце для будь якої пари наелектризованих тіл, сконструював особливий пристрій - т. зв. **КРУТИЛЬНУ ВАГУ** - за поміччу якого можна ПЕРЕВОДИТИ ПОМІРИ МЕХАНІЧНОЇ СИЛИ, що діє по-між двома наелектризованими тілами. Крутильна вага /рис.2/ складається зі шкляної циліндричної посудини P до по-

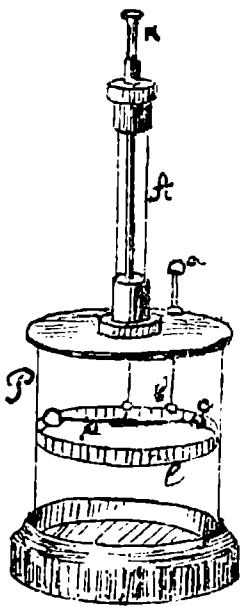


Рис.2.

кришки якої прироблено широку шкляну трубку A . На металевий штифт K начеплено тоненького дротика, що проходить через трубку A і нижнім своїм кінцем тримає шкляне коромисло P , яке з одного боку закінчується бувиною поволоченою кулькою C . Через покрішку пристрою перепущено металевий стрижень, що на двох своїх кінцях має металеві кульки a та b .

Встановимо пристрій таким чином, щоби кулька C знаходилася супроти певного поділку скалі e і наелектризуємо названу кульку. Діткнемось тепер наелектризованим тілом до кульки a ; тоді електричність перейде також до кульки b . В залежності від знаків електричності кульок b та C остання з них притягнеться першою або нею відпихнеться; щоби привести кульку C до її первісного положення металевий дротик, на якому тримається коромисло P , доведеться поміччу штифту K закрутити на певний кут φ . Пружина сила деформації рівноважатиме при цьому механічну силу притягання чи відпихання двох кульок; а деформаційна сила скручення є пропорціональною до кута скручення.

Отже випадає, що сила механічного діяння по-між наелектризованими кульками b та C є пропорціональною до кута скручення; величина останнього є таким чином **МІРИЛОМ НАЗВАНОЇ СИЛИ**.

Умовимося дану кількість електричності називати **ЕЛЕКТРИЧНОЮ МАСОЮ** або **ЕЛЕКТРИЧНИМ НАБОЄМ**. Тоді закон, до встановлення якого прийшов дорогою досвідів з крутильною вагою Кулон, ми зможемо сформулювати наступним чином: **СИЛА ВЗАЄМНОГО ДІЯННЯ ПО-МІЖ ДВОМА ЕЛЕКТРИЧНИМИ МАСАМИ**

ПРОСТЕ-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ДОБУТКУ ЦИХ МАС І ВІДВЕРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ ЇХНЬОГО ВЗАЄМНОГО ВІДДАЛЕННЯ. Математично це окреслюється наступним ввором:

$$F = c \cdot \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots /1/$$

де c означає певний коефіцієнт, пропорційності, вартість якого залежить від вибору одиниць величин, що увіходять до ввору /1/.

Закон Кулона дозволяє нам розв'язати проблему встановлення ОДИНИЦІ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ в системі /с. г. с./ . Для цього у вворі /1/ покладемо $c=1$; $q_1 = q_2$; $F=1$ дина; $z=1$ см. Тоді ми дістанемо $q_1 \cdot q_2 = 1$, що при умові $q_1 = q_2$ дає $q_1 = 1$; $q_2 = 1$; отже приходимо до наступного висновку: ЗА ОДИНИЦЮ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В СИСТЕМІ /с. г. с./ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКУ ЇЇ КІЛЬКІСТЬ, ЯКА, ДІЮЧИ НА ДРУГУ, РІВНУ ЇЇ, КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ УМІЩЕНУ ВІД НЕЇ НА ВІДДАЛЕННІ В 1 САНТИМЕТР, ПРИТЯГАЄ АБО ВІДПІХАЄ ЇЇ З СИЛОЮ В 1 ДИНУ. Така одиниця дістає назву АБСОЛЮТНОЇ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ОДИНИЦІ.

Після того як ми відповідним чином вибрали одиницю електричності, зв'язану безпосередньо з іншими одиницями системи /с. г. с./, потреба в коефіцієнті c ввору /1/ відпадає. Отже, покладаючи $c=1$, названий ввір дістанемо в такому вигляді:

$$F = \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots /2/$$

Вимірявши тут z у сантиметрах, а q_1 та q_2 в електростатичних одиницях, дістанемо F у динах.

Абсолютна електростатична одиниця уявляє собою одиницю досить незначну. Через те на практиці вживається одиниці більшої, а саме:

$$3 \cdot 10^9 \text{ електростат.один.} \quad /3/$$

яка дістає назву КУЛОНА.

Отже, як що кількість електричності ми мірятимемо кулонами, то ввір /2/ прибере такого вигляду:

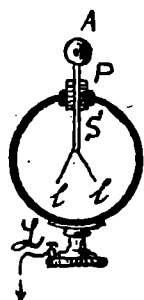
$$F = 3^2 \cdot 10^{18} \cdot \frac{q_1 q_2}{z^2} \dots \dots \dots /4/$$

Умовимося надалі кількість електричності, яко певну фізичну величину, зазначати літерою Q . Поцікавимося тепер питанням про вимір названої величини. Зі ввору /2/ маємо: $Q^2 = F \cdot z^2$, або $Q = z \sqrt{F}$; отже можемо написати:

$$Q = |L| |F|^{1/2} = |L| |MLT^{-2}|^{1/2} = |L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}| \dots \dots \dots /5/$$

§ 5. Для встановлення факту присутності в тілі електричного набою й в'ясовання степеня електризації тіла та визначення знаку останньої вживається на практиці особливих пристроїв, які дістають назву ЕЛЕКТРОСКОПІВ.

Найпростішим з електроскопичних уряджень є ЕЛЕКТРОСКОП З ДВОМА ЗОЛОТИМИ ЛИСТОЧКАМИ. /Рис. 3/. Пара таких легеньких листочків l, l підвішена на нижньому кінці металевого стрижня S ,



перепущеного через ізоляційну ебонітову корку P . При дотику наелектризованим тілом до кульки A , якою закінчується стрижень S , електричний набій через стрижень передається обом золотим листочкам, у вислід чого вони починають взаємно-відпихатися і розходяться на певний кут - тим більший, чим вищим є ступень електризації. Щоби забезпечити себе від випадкових набіїв самого електроскопа, металева його оболонка L сполучується з землею. Свого часу ми вже зазначали, що найліпшим

Рис. 3.

ізоляційним матеріалом є ЯНТАР. І в електроскопах він з'являється найнадійнішим ізолятором. Електроскоп /рис.4/ Ельстера й Гейтеля /*Elster, Geytel*/, в якому внутрішня ізоляція зроблена з янтарю, протягом 24 годин stráчує лише $1/5$ свого первісного набою.

Існує відміна описаних електроскопів, в якій з двох листочків РУХОМИМ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЛИШЕ ОДИН.

Тип такого пристрою в формі КОЛЬБЕ /*Kolbe*/ показаний на рис.5. В цьому електроскопі до стрижня, що має кульку також і на нижньому своєму кінці, підвішено вузький листочок, виготовлений з тонкої глинцевої бляхи й через те дуже легенький. Листочок ходить вздовж скали, що нанесена на лусняковому круговому квадранті. Скринька електроскопу виготовлена з металю, але має скляні стінки /дві/, які дозволяють вживати даний пристрій в ролі проєкційного електроскопу при демонстраціях. Для забезпечення ліпшої ізоляції скла його слід потягнути лаком. Скриньку електроскопа, як і в попередньому випадку, слід злучати з землею.

Ми згадували про те, що електроскоп справляє також можливість ВИЗНАЧАТИ ЗНАК ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Цього досягається наступним чином: надаємо електроскопові набій певного знаку й підносимо до нього дане тіло. КОЛИ при цьому РОСХОДЖЕННЯ ЛИСТОЧКІВ ЗРОСТАЄ, ТО ТІЛО МАЄ НАБІЙ ТОГО Ж ЗНАКУ, що й електроскоп, КОЛИ навпаки, РОСХОДЖЕННЯ ЛИСТОЧКІВ МАЛІЄ, ТО ТІЛО МАЄ НАБІЙ ЗНАКУ ПРОТИВНОГО.

До цього часу ми розглядали електроскопи, в яких так чи інакше було двоє листочків. Але існує ще тип таких електроскопів, які мають ЛИШЕ ОДИН ЛИСТОЧОК. Ця конструкція електроскопів має ті переваги перед попередніми, що дозволяє відразу РОЗПІЗНАВАТИ ЗНАК ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Схему такої конструкції подає рис.6. Листочку L , що знаходиться поміж двома металевими плитками P_1 та P_2 надається значний набій ПЕВНОГО ЗНАКУ, наприклад додатний. Одна з названих плиток / P_1 / лучиться в землю. Тоді при наближенні до кульки K_2 , якою закінчується отрижень L' , що тримає плитку P_2 , якогось тіла, наелектризованого додатно, листочок L ВІДХИЛЯТИМЕТЬСЯ від плитки P_2 , а при наближенні тіла, наелектризованого від'ємно, НАБЛИЖУВАТИМЕТЬСЯ до тєї ж плитки.

§ 6. Нам уже відомо, що в процесі електризації діелектричних тіл остання ЛОКАЛІЗУЄТЬСЯ, себ-то ОБМЕЖУЄТЬСЯ ПЕВНИМ МІСЦЕМ, тоді як у провідниках вона ПЕРЕДАЄТЬСЯ З ОДНОГО МІСЦЯ ДО ДРУГОГО. Кавалок скла, ебоніту і т. п. тіл можна в різних його частинах через потирання відповідними тілами наелектризувати одночасово як додатно, так і від'ємно. Набої протилежних знаків існуватимуть в ньому одночасово через те, що не будуть в стані перейти в одного місця до другого для взаємного сполучення. Цілковиті інакше стоїть справа в тілах металевими та іншими провідниками, де одночасове існування набоїв різних знаків

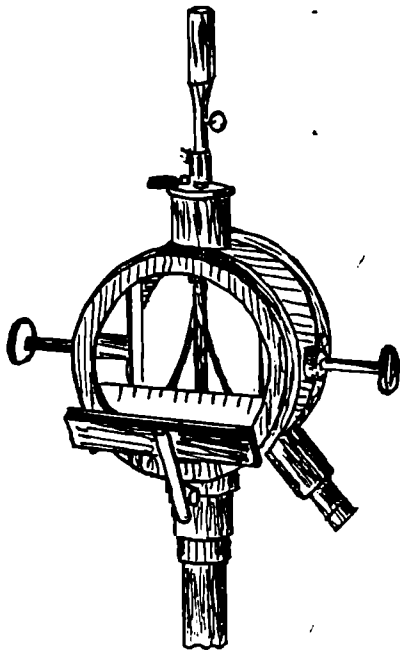


Рис. 4.

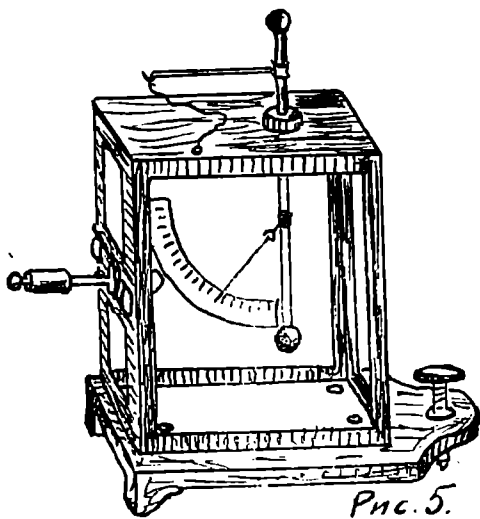


Рис. 5.

тризованого додатно, листочок L ВІДХИЛЯТИМЕТЬСЯ від плитки P_2 , а при наближенні тіла, наелектризованого від'ємно, НАБЛИЖУВАТИМЕТЬСЯ до тєї ж плитки.

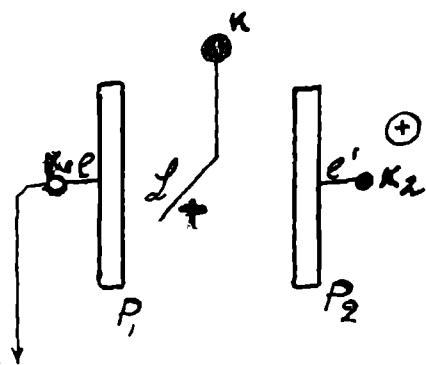


Рис. 6.

абсолютно неможливе. Отже, опираючись на ці властивості діелектриків та провідників, ми *а priori* маємо висловити таке твердження: РОСПРЕДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В ДІЕЛЕКТРИКАХ МОЖЕ БУТИ ДОВІЛЬНИМ, РОСПРЕДІЛЕННЯ ЇЇ В ПРОВІДНИКАХ МОЖЕ МАТИ ЛИШЕ ПЕВНИЙ, ОЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕР. Останній визначається тією умовою, що у вислід повної волі руху електричні набої протилежних знаків мають взаємно залучитися, а решта набоїв того або іншого знаку мають підпасти акції ВІДПІХАЛЬНИХ СИЛ. У вислід останньої набої намагатимуться ВЗАЄМНО-ВІДДАЛИТИСЯ й через те ПРОСТУВАТИМУТЬ ВІД ВНУТРІШНІХ ЧАСТИН ТІЛА ДО ЧАСТИН ЗОВНІШНІХ. Таким чином кінець-кінцем ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ МАЄ РОЗМІСТИТИСЯ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. Це в дійсності й стверджується на досвіді. Коли, наприклад, візьмемо наелектризовану металеву кулю, підвішену на ізоляційній нитці й накриємо її двома порож-

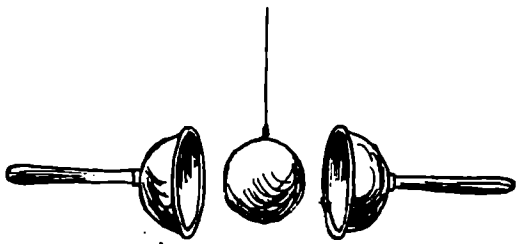


Рис. 7.

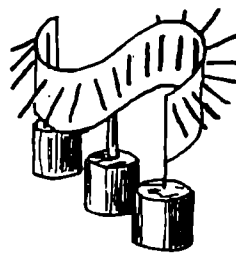


Рис. 8.

нявими півкулями /рис. 7/, так щоб останні діткнулися поверхні кулі, то, розвівши знову півкулі, на кожній з них вконтатуємо присутність електричного набою, в той час як на самій кулі не викриємо най-

меншої присутності електричності. /Досвід Кавендиша, 1773/

Взявши довгу металеву сітку на ізоляційних стояках /рис. 8/ в підвішених до неї в різних місцях папіровими стрічками і наелектризувавши її, побачимо, що стрічки відхиляються від прямої положення на ВИГНУТІЙ стороні сітки й не роблять цього на УГНУТІЙ її стороні. Згинаючи різноманітним способом сітку, кожного разу дістанемо відповідний ефект.

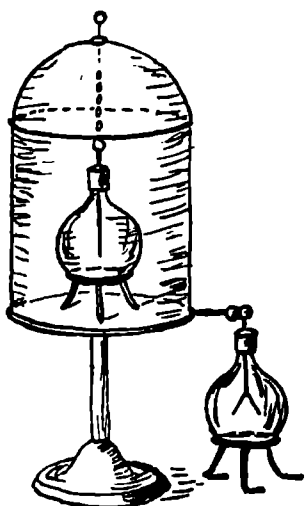


Рис. 9.

Можна перевести ще більш цікавий та наочний досвід. Візьмемо виготовану з металеві сітки клітку /рис. 9/ й поставимо її на ізоляційну підставку. Внутрі клітки вмістимо електроскоп; другий електроскоп поставимо побіч з нею. Злучимо клітку з обома електроскопами й наелектризуємо їх. Тоді побачимо, що розходяться лише листочки зовнішнього електроскопу, в той час коли листочки електроскопу внутрішнього найменшого розходження не виявляють. ФАРАДЕЙ перевірив описаний досвід на ширшій скалі. Побудувавши величезну металеву клітку, установлену на ізоляційних ніжках, він умістився сам всередині неї, маючи при собі чутливий електроскоп. При найсильніших електризаціях клітки, електроскоп не виявив найменшого розходження листочків.

§ 7. При попередніх наших досвідах /§ 5/ в електроскопах ми бачили, що для встановлення факту наелектризованості даного тіла цілком ВИСТАРЧАЄ ОДНОГО ЙОГО НАБЛИЖЕННЯ ДО ЕЛЕКТРОСКОПУ. Таким чином без передачі електричного набою через безпосередній дотик даного тіла

до кульки електроскопу є можливим справити електризацію його листочків. Таке в'являє дістає назву ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ. Щоби краще зрозуміти зміст цього в'являща, переведемо такий досвід: злучимо поміж собою провідником два електроскопи E_1 та E_2 /рис. 10/ і почнемо до одного з

них / $\mathcal{E}_1$ / наближувати шкляний прутик, потертий об амальгамовану шкіру. Тоді побачимо, що листочки обох електроскопів розходяться. Віддалятимемо тепер прутик, листочки в обох електроскопах почнуть спадати. Коли прутик усунемо цілковито, листочки вернуть до свого первісного стану. Наблизимо знову прутик до електроскопу і після розходження листочків в обох електроскопах припинимо сполучення останніх через провідник A . Усунемо тепер геть прутик; тоді побачимо, що на цей раз листочки обох електроскопів не спадають. Наблизимо наш прутик до електроскопу $\mathcal{E}_1$; листочки його спадають. Набли-

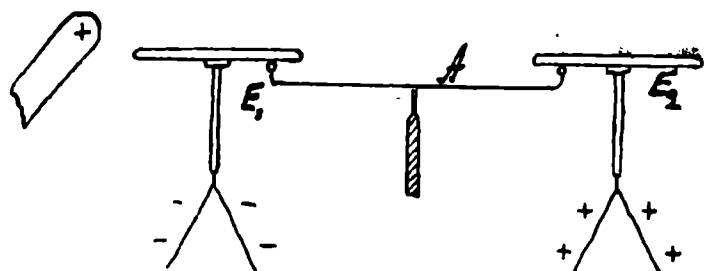


Рис. 10.

зимо той же прутик до електроскопу $\mathcal{E}_2$; листочки його розходяться сильніше. Як що до останнього електроскопу замість шкляного прутика наблизимо ебонітовий, потертий о хутро, то побачимо, що листочки його не розходяться, а спадають. Отже з аналізувати переведені нами досвіди приходимо до наступного висновку: в першому досвіді при наближенні до злучених по-між собою електроскопів наелектризованого тіла в обох з них повставали ІНДУКОВАНІ електричні набої РІВНИХ ЗНАКІВ. При усуненні тіла, що справляло індукцію, названі набої взаємно - нищилися й дана система провідників вертала до первісного НЕЙТРАЛЬНОГО СТАНУ; в другому досвіді коли після наближення до електроскопу $\mathcal{E}_1$ додатно-наелектризованого тіла взаємне сполучення по-між електроскопами припинялося, нейтралізація набоїв протилежних знаків після усунення тіла, що справляло індукцію, відбулася вже не могла й через те в названих умовах кождий електроскоп зберігав свій набій; при цьому набій електроскопу $\mathcal{E}_1$ мав знак /-/, набій електроскопу $\mathcal{E}_2$ мав знак /+/. Отже приходимо до такого загального висновку: ЯК ЩО ДО ІЗОЛЬОВАНОГО ПРОВІДНИКА НАБЛИЖУВАТИ НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО, ТО У ВИСЛІД ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ НА НАБЛИЖУЮЧІЙ ДО ТІЛА ЧАСТИНІ ПРОВІДНИКА ВИТВОРЮЄТЬСЯ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ЗНАКУ ЯКИЙ Є П Р О Т И В Н И М ЗНАКУ ДАНОГО ТІЛА, НА ЧАСТИНІ ПРОВІДНИКА НАЙДАЛЬШІЙ - ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ЗНАКУ, ЯКИЙ Є З Г І Д Н И М ЗІ ЗНАКОМ ЦЬОГО ТІЛА.

Замислюючись над з'явищем електростатичної індукції, ми приходимо до дуже важливого принципового висновку, а саме: ТОЙ ФАКТ, ЩО ДО ЕЛЕКТРИЧНОГО СТАНУ РІВНІ ТІЛА МОЖНА ПРИВЕСТИ ОДНИМ ЛЬШЕ НАБЛИЖЕННЯМ ДО НИХ ІНШОГО НАЕЛЕКТРИЗОВАНОГО ТІЛА, СВІДЧИТЬ, ЩО В НАЗВАНИХ ТІЛАХ СТАЛО ІСТНУЮТЬ У З В'ЯЗАНОМУ СТАНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРОТИВНИХ ЗНАКІВ, ЯКІ ПРИ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІЙ ІНДУКЦІЇ ОДНА ВІД ДРУГОЇ ВЗАЄМНО ВІДКОРЕМЛЮЮТЬСЯ І ПІСЛЯ ТОГО ВЖЕ ВІЯВЛЯЮТЬ СЕБЕ У С Т А Н І Р О З Д І Л Ї Н О М У.

На основі того, що після усунення наелектризованого тіла провідник вертає до первісного нейтрального стану, ми приходимо до висновку, що АЛГЕБРАІЧНА СУМА ІНДУКОВАНИХ НАБОЇВ ЗАВЖЕ ВІНОСИТЬ Н У Л Ї. ($\sum q = 0$)

Описаний вище досвід можна одначе повести й такою дорогою, яка дозволить зберігти електричний стан даного тіла і після того, як воно перестало підпадати індукції. Для цього названий досвід належить перевести наступним чином: беремо якийсь ізолюваний провідник, наприклад електроскоп /рис. II/ і наближуємо до нього наелектризоване тіло; тоді на провіднику витворюються набої: на ближчій до тіла частині /кулька електроскопу/ знаку протилежного, на дальшій знаку згідного; в цієй причини листочки електроскопу розійдуться. Діткнемося тепер до кульки рукою; тоді електричність згідного знаку відійде до землі і листочки електроскопу в цієй причини спадуть. Відіймемо руку і після цього усунемо наелектризоване тіло. Тоді побачимо, що листочки знову розійдуться, бо зв'язана до того набоем тіла електричність протилежного знаку, тепер стала вільною й розмістилася по цілій поверхні провідника. Таким чином помічну індукції ми наелектризували електроскоп.

До цього часу ми користали з електроскопу, як з КОНТРОЛЬНОГО ТІЛА, на якому ми спостерігали індукційні впливи даного наелектризованого тіла. Поведемо тепер досвід протилежним чином: наелектризуємо самий електроскоп і будемо наближувати до нього нейтральне тіло /рис.12/.

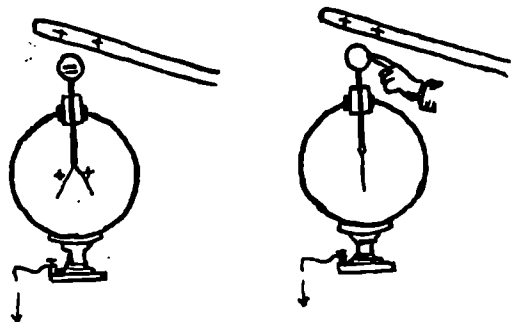


Рис. 11.

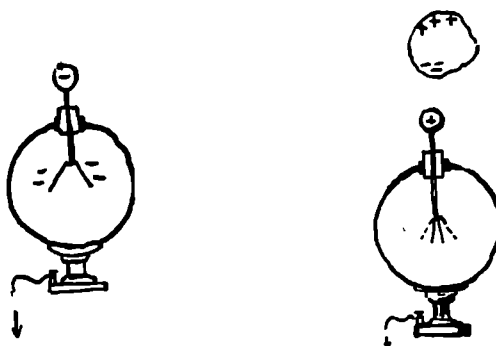


Рис. 12.

Тоді побачимо, що вислідом такого наближення є СПАД ЛИСТОЧКІВ електроскопу. Шукаючи пояснення такому з'явищу маємо сказати, що з'індукований кулькою електроскопу на наближеній до неї частині тіла набій протилежного знаку притягнув до себе набій електроскопу, який у певній мірі від його листочків перейшов до кульки. Таким чином НЕЙТРАЛЬНИЙ ПРОВІДНИК ВПЛИВАЄ НА ЕЛЕКТРОСКОП ПОДІБНО ДО ТОГО, ЯК ПРОВІДНИК, НАПРУДЖЕНИЙ ЕЛЕКТРИЧНІСТЮ ПРОТИВНОГО ЗНАКУ.

З'явище електростатичної індукції має місце і в діелектриках. Взявши сильно наелектризовану металеву кулю і наблизивши до неї кавалок парафіну призматичної форми, помічну електроскопового порошку /§ 2/ зможемо встановити присутність двох електричних набоїв різних знаків.

Ознайомлення зі з'явищем електростатичної індукції дозволяє нам зрозуміти механізм притягання наелектризованими тілами легких предметів. Коли до бузинової кульки, підвішеної на шовковій нитці ми наближуємо наелектризоване тіло, то спочатку кулька тілом притягується, а потім, діткнувшись його поверхні, від нього відскакує. Це пояснюється тим, що звернений до тіла половині кульки індукується електричність протилежного знаку, яка притягається електричністю тіла; після дотику кульки до тіла названа її електричність нейтралізується електричністю тіла і на ній лишається тільки електричність того знаку, який має тіло. Через те кулька відштовхується останнім.

Перша спроба пояснити механізм процесу електростатичної індукції була зроблена ФРАНКЛІНОМ /Franklin, 1747/, одним з перших дослідників електричних з'явищ. Побудована ним гіпотеза передбачає існування в матеріальних тілах /провідниках/ особливої субстанції, що в стані вільно переміщатися всередині цих тіл, а також від одних тіл переходити до других; цією субстанцією й з'являється електричність. При індукційних процесах всередині тіл відбуваються певні переміщення електричності, які й справляють відповідні ефекти. При припиненні індукції електричність вертає до стану первісної рівноваги. Основні Франклінові думки зберегли свою силу і в сучасній теорії електричних з'явищ, яка їх одначе відповідним чином модифікувала, і, зперши на дані ширшого досвіду, виразніше окреслила. Сучасна нам теорія вважає, що ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ ПЕРЕБУВАЮТЬ У ВІЛЬНОМУ СТАНІ НЕЗВ'ЯЗАНІ З МОЛЕКУЛАМИ ТА АТОМАМИ МАТЕРІЇ БЕЗТІЛІ, АМАТЕРІАЛЬНІ АТОМИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ - ЕЛЕКТРОНИ. Електрони мають можливість вільно пересуватися в тій ніччій не виповненій просторі, яку витворюють проміжки поміж молекулами тіла. При нормальних умовах електрони розподіляються в усіх частинах тіла рівномірно і через те вкупі з атомами, які несуть на собі ДОДАТНІ набой, вони не справляють назовні жадного електричного ефекту. Як що до даного тіла А /рис.13/ ми наближуємо ДОДАТНО - наелектризоване тіло В, то у вислід акції притягальних сил електрони переміщуються в напрямку до тіла, що справляє індукцію, і таким чином в

частині тіла *A*, наближеній до тіла *B*, повстає набій від'ємний, а в частині, віддаленій від нього - набій додатний. Як що частину провідника *A*, найбільш віддалену від тіла *B*, ми ЗЛУЧИМО З ЗЕМЛЮ, то у вислід акції відпихальних сил додатний набій провідника *A* ВІДІЙДЕ ДО ЗЕМЛІ; в світлі прийнятої нами теорії яка УЗНАЄ САМОСТІЙНЕ ІСНУВАННЯ ЛИШЕ ВІД'ЄМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ останній вираз ми маємо трактувати таким чином, що ДО ДОДАТНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ ЧАСТИНИ ПРОВІДНИКА ВІД ЗЕМЛІ НАДХОДЯТЬ У ВІДПОВІДНІЙ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРОНИ, які й нейтралізують додатний його набій.

Рис. 13.

Як що припинити сполучення провідника *A* з землею й усунути тіло *B*, що справляє індукцію, - провідник *A* виявляє ВІД'ЄМНИЙ набій. Це є вислідом того надмірного побільшення кількості електронів, що сталося через приплив їх до провідника *A* від землі.

§ 8. Ми узнали, що в кожному тілі існують одночасово електричності протилежних знаків, які, сумуючись, приводять тіло до нейтрального стану. В провідниках, де електричні набіи володіють свободою пересування, під впливом індукції названі дві електричності взаємно-розділяються. Таке розділення не може мати місця в діелектриках, де електричні набіи повбавлені можливості вільно нересуватися від одних місць тіла до других. Однак можна показати, що певній електризації підпадають у цьому разі також і тіла діелектричні. Щоби переконалися в цьому досвід, який ми свого часу переводили з провідником /§ 7/, тепер повторимо в діелектрику. Як що останній наближуватимемо до наелектризованого електроскопу, то помітимо, що його листочки трохи спадають /рис. 14/. А це показує, що на наближеному тілі витворилися індуктивні набіи. Перевіривши після усунення електроскопу це тіло на ненапруженому електроскопі, пересвідчуємося, що воно перебуває в нейтральному стані. Отже приходимо до наступного висновку: ПІД ВПЛИВОМ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ В ДІЕЛЕКТРИКАХ, ТАК САМО ЯК І В ПРОВІДНИКАХ ВИТВОРЮЮТЬСЯ В РІВНИХ КІЛЬКОСТЯХ ДВІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРОТИЛЕЖНИХ ЗНАКІВ.

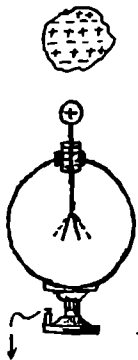


Рис. 14.

Ближче дослідження електричних процесів в діелектриках приводить нас до думки, що від провідників вони відрізняються тим, що НЕ МАЮТЬ У СОБІ ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНІВ. Молекули діелектричних тіл, що складаються з двох частин - додатної та від'ємної, - не в стані виділити з себе електрони і вплив на них індукції обмежується лише тим, що з хаотичного розміщення названих частин, яке має місце при нейтральному стані тіла /рис. 15/ вони при індукції переходять до стану упорядкованого, коли ВСІ НАБІІ ОДНОГО ЗНАКУ ЗСУВАЮТЬСЯ В ОДНОМУ НАПРЯМКУ, А НАБІІ ДРУГОГО ЗНАКУ - ЗСУВАЮТЬСЯ В НАПРЯМКУ ПРОТИВНОМУ. /Рис. 16/. Окреслене з'явище має назву ПОЛЯРИЗАЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКА.



Рис. 15.



Рис. 16.

§ 9. Свого часу ми зазначили, що величина c у взорі

$$F = c \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

уявляє собою ту суму, з якою взаємно притягають-

ся або відпихаються дві одиниці електричності, уміщені одна від другої на віддаленні в один сантиметр. Коли ми переводитимемо досвід в різних діелектричних оточеннях, то побачимо, що ДЛЯ КОЖДОГО ДІЕЛЕКТРИКА ВЕЛИЧИНА c МАЄ СВОЮ ОЗНАЧЕНУ ВАРТІСТЬ. Введемо зазначення,

$$\epsilon = \frac{1}{\epsilon} \dots \dots \dots 16/$$

тоді закон Кулона напишеться:

$$F = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \dots \dots \dots 17/$$

Величина ϵ визначена ввором 16/ дістає назву СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ даного оточення. ДІЕЛЕКТРИЧНА СТАЛА АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ ПРИЙМАЄТЬСЯ РІВНОЮ ОДИНИЦІ. Для всіх матеріальних діелектриків величина ϵ має вартість БІЛЬШУ ВІД ОДИНИЦІ. З цього бачимо, що сила взаємного діяння поміж двома даними електричними масами МАЄ В ПОРОЖНЕЧІ НАБІЛЬШУ ВАРТІСТЬ.

§ 10. Близький розгляд з'явища електростатичної індукції привів нас до витворення певної уяви про внутрішню природу електричності й окреслив характер процесу електризації тіл. Отже підсумовуючи наведене перед цим, приходимо до таких висновків:

1. САМОСТІЙНО ІСНУЄ ЛИШЕ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВІД'ЕМНА, ЯКА МАЄ ПЕРЕРИВЧАСТУ АТОМНУ СТРУКТУРУ; 2. АТОМИ НАЗВАНІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ АБО ЕЛЕКТРОНИ В ТІЛАХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЗВ'ЯЗАНІ З АТОМАМИ МАТЕРІЇ І НЕ МАЮТЬ СВОБОДИ РУХУ, А В ПРОВІДНИКАХ ПЕРЕБУВАЮТЬ У НЕЗВ'ЯЗАНОМУ СТАНІ І МОЖУТЬ ВІЛЬНО ПЕРЕСУВАТИСЯ; 3. ВІДІБРАННЯ ВІД НЕЙТРАЛЬНОЇ МАТЕРІЇ ЕЛЕКТРОНІВ МАЄ ВИСЛІДОМ ДОДАТНУ ЕЛЕКТРИЗАЦІЮ ТІЛ; НАДМІРНЕ ЗБІЛЬШЕННЯ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРОНІВ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ЇХ ВІД'ЕМНОЇ ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ; 4. ВСІ ПРОЦЕСИ ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ ПОЛЯГАЮТЬ У ВІДІЛЕННІ ВІД'ЕМНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ЕЛЕКТРОНІВ ОД ДОДАТНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ АТОМІВ МАТЕРІЇ; 5. ЕЛЕКТРИЧНА ПРОВІДИМІСТЬ ТІЛ Є ТИМ ЗНАЧІННЯМ, ЧИМ БІЛЬШОЮ Є КІЛЬКІСТЬ ПРИСУТНИХ У НИХ ВІЛЬНИХ /НЕЗВ'ЯЗАНИХ З МАТЕРІАЛЬНИМИ АТОМАМИ/ ЕЛЕКТРОНІВ.

До глибокого засвоєння й експериментального ствердження наведених вище тверджень ми підійдемо пізніше.

§ 11. На електричній індукції базується урядження ЕЛЕКТРОФОРУ - примитивного пристрою для витворення електричності. Перша конотрукція електрофору належить ВІЛЬКЕ /Wilcke, 1762/ та /незалежно від нього/ ВОЛЬТІ /Volta, 1775/. Загальний вигляд Вольтового електрофору подає рис. 17.

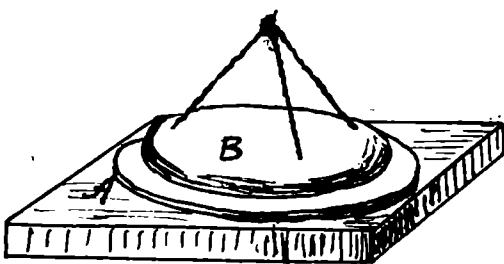


Рис. 17.

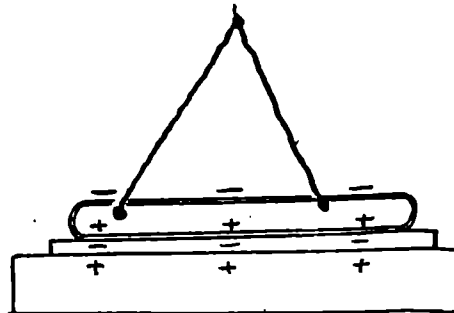


Рис. 18.

На деревляному кружалі міститься виготований з ізоляційного матеріалу /смоли/ диск А; на цей диск може накладатися трохи менший від нього металевий диск В, що ут-

римується на ізоляційних шовкових шнурах. Маніпуляції з електрофором полягають у наступному: Петраємо диск А хутом; тоді цей диск наелектризуюється ВІД'ЕМНО /рис. 18/. Кладемо тепер на нього металевий диск В; у вислід індукції на нижній його частині витворюється електричність ДОДАТНА, на верхній - електричність ВІД'ЕМНА. Діткнемся тепер до верхньої поверхні металевого диску рукою; тоді від'ємна електричність відійде до землі й лишиться тільки електричність додатна, що буде зв'язана від'ємним набоєм диску А. Піднесемо тепер диск В до гори; тоді додатна електричність розподілиться по всьому диску; останній таким чином буде наелектризований ДОДАТНО. В правдивості цього легко можна переконатися за помічку електрескопу: наблизивши його додатною електричністю, ми при наближенні до нього диску В, спостерігатимемо розходження листочків.

§ 12. Вище /§ 6/ нами було зазначено, що в той час, коли в діелектриках розподілення електричності може бути довільним, в провідниках його характер з'являється цілком означеним. Звернемося тепер до докладнішого ознайомлення з розподіленням електричності на поверхні провідників. Дослідження свої над різними тілами ми переводитимемо за поміччю т.зв. СПРОБНОЇ ПЛИТКИ, себ-то закріпленого на ізоляційному держачку маленького металевого диску. Умовимося надалі всякий провідник, уміщений на ізоляційній підставці, називати КОНДУКТОРОМ. Візьмемо кулястий кондуктор і наелектризуємо його. Почнемо тепер поміччю спробної плитки "вдіймати" з нього в різних місцях електричні набої, визначаючи кожного разу за допомогою електроскопу їхню величину. Тоді побачимо, що кількості електричності в усіх випадках з'являються однаковими. Отже приходимо до такого висновку: НА ПОВЕРХНІ КУЛЯСТОГО ПРОВІДНИКА ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ РОЗМІЩУЄТЬСЯ РІВНОМІРНО. Назовемо ту кількість електричності, яка припадає на одиницю поверхні провідника, ПОВЕРХНЕВОЮ ГУСТОТОЮ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Тоді попереднє твердження можна сформулювати наступним чином: ДЛЯ КУЛЯСТОГО ПРОВІДНИКА ПОВЕРХНЕВА ГУСТОТА ЕЛЕКТРИЧНОСТІ σ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ.

Коли ми перейдемо до тіл будь якої іншої форми, то побачимо, що величина σ для різних місць провідника має неоднакові вартості. Коли ми, наприклад, візьмемо провідник у формі циліндричного тіла з закругленими кінцями /рис.19/, то побачимо, що найменша густина електричності буде в середній частині провідника /де кривина поверхні є мінімальною/; найбільша густина буде на кінцях провідника /де кривина поверхні є максимальною/. Стосунок названих густот, як показав КУЛОН, є близьким до 1:2,5.

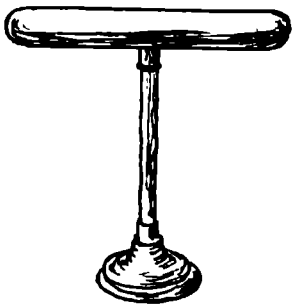


Рис. 19.

Простий і разом з тим дуже показний пристрій для демонстрації розподілення електричності на поверхні провідника сконструювали МАХ *E. Mach* та ВЕЙНГОЛЬД *Weinhold*. Чотири кавалки окрееного сталіолем картону рухомо з'єднані між собою /рис.20/. Двоє з них мають держачки з ізоляційного матеріалу, поміччю яких даному пристрою можна надавати різний вигляд /А та В на рисунку/. Пристрій має в нижній своїй частині підвішений на нитках бувинові кульки, що відіграють роль листочків електроскопу. Наелектризуємо наш пристрій; тоді кульки до певної міри розійдуться. Переведемо

тепер пристрій з положення А в положення В; тоді побачимо, що кульки значно спали. Отже

бачимо, що коли кут, витворений двома кавалками картону з гострого перетворився в тупий, електрична густина значно зменшилася.

Візьмемо нарешті т.зв. КОНДУКТОР КОЛЬЦЕ *Kolbe*, вигляд якого подає рис.21. За поміччю спробної плитки переконаємося в тому, що на його шпиль густота електричності в максимальною і що у вершку його заглибини вона є близькою до нуля.

Підсумовуючи висліди переведених нами спостережень, ми приходимо до наступного загального висновку: ПОВЕРХНЕВА ГУ-

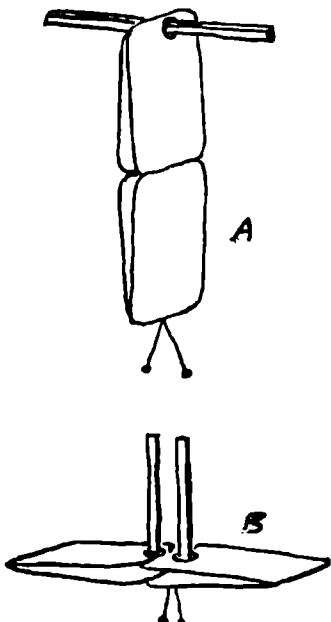


Рис. 20.

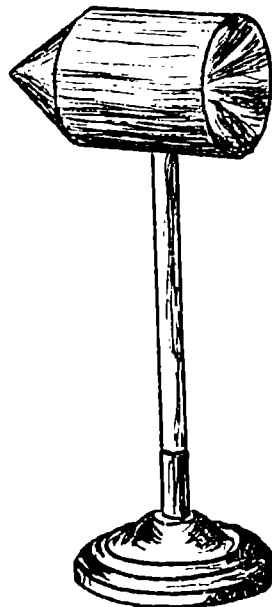


Рис. 21.

СТОТА ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ТВОРИТЬ СОБОЮ ПЕВНУ ФУНКЦІЮ КРИВИНИ ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА; ЗІ ЗРОСТОМ ОСТАННЬОЇ ВОНА ТАКОЖ ЗРОСТАЄ, З ЯКОЇ ПРИЧИНИ МАКСИМАЛЬНОЇ ВАРТОСТІ ВОНА НАБИРАЄ НА ВІСТРІАХ.

У вислід значного зросту густоти електричності на кінцях вістрів, акція відпихальних сил у цих місцях стає остільки значною, що електричність починає "збігати" з провідника до найближчого повітряного оточення. В цьому нас переконує низка досвідів; де-які з них ми тут розглянемо. Візьмемо два кулясті кондуктори *A* та *B* /рис.22/, з яких один *B* звичайним, а другий *A* має з одного боку добре загостре вістря.

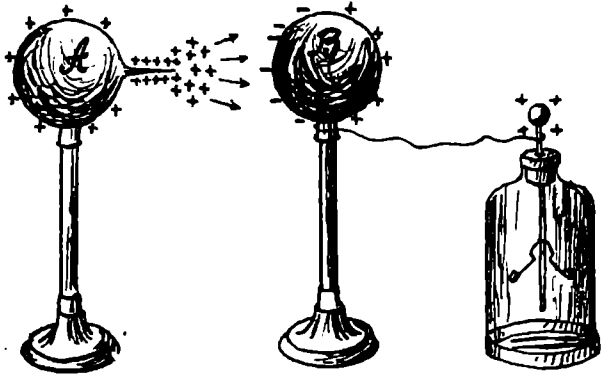


Рис. 22.

Злучимо кондуктор *B* з електрооскопом і наелектризуємо кондуктор *A*. Тоді у вислід індукції витворюються електричні набіи на кондукторі *B*, про що скаже нам розсходження листочків електрооскопу. Як що бм кондуктор *A* не має вістря, то після усунення наваненого кондуктора електричні набіи на кондукторі *B* взаємно-нейтралізувалися б і листочки електрооскопу цілковито спали. Проробивши це в даних умовах бачимо, що має місце лише ЧАСТИКОВИЙ спад листочків. А це каже про те, що крім індукованих набіів кондуктор *B* дістав певний набій якогось іншого походження. Такий набій до кондуктора *B* міг перейти лише

від кондуктора *A* через вістря останнього.

Умістивши вістря на кондукторі електричної машини й наблизивши до нього свічку /рис.23/ бачимо, що полум'я останньої відхиляється. Це в'являєше має назву ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІТРУ. На збіганні електричності з вістрів основується також і конструкція т.зв. ФРАНКЛІНОВОГО КОЛЕСА /рис.24/; уміщене на кондукторі електричної машини воно обертається подібно Сегнеровому колесу.

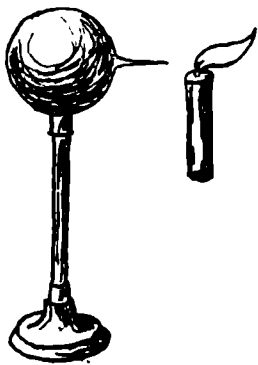


Рис.23.

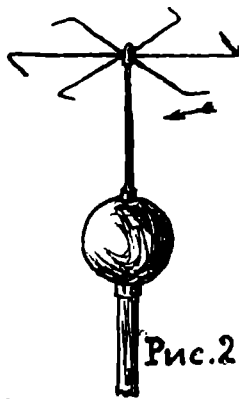


Рис.24

Коли описані вище досвіди ми переводитимемо в пітьмі, то довколо кожного вістря помітимо СЯЙВО; при електричності від'ємній воно має вигляд ЗІРКИ, при додатній - ВІНИЧКА.

Практичним застосуванням окресленої вище властивості вістрів в'являється ГРОМОЗВІД, винахід якого

належить ФРАНКЛІНОВІ.

Як відомо блискавка уявляє собою випруд атмосферної електричності. Остання, скупчуючись на хмарах, індукує електричність протилежного знаку на земній поверхні. Коли напруження витвореного таким чином електричного поля досягне відповідної вартості /сотні мільйонів і більше вольтів/, опір атмосферного оточення поборюється й відбувається випруд у формі блискавки; час тривання останнього не перевищує 0,0001 сек.

В Америці на фабриці Загальної Електричної Компанії /General Electric Company/ було переведено досвід: при якому одержано штучну блис-

к/ Цей факт уперше було встановлено Франкліном /року 1752/. Він під час великої грозовиці запустив змію, виготовлену з шовкової матерії. Коли шнурок, на якому трималася змія, намок і зробився провідником електричності, - при наблизенні до нього руки на останню перескакували значної сили електричні іскри. Це й переконало Франкліна, що блискавка в'являється нічим іншим, як могутнім випрудом атмосферної електричності.

кавку довжиною в 14 метр. /рис.25/, напруження поля виносило при цьому 1.500.000 вольтів.

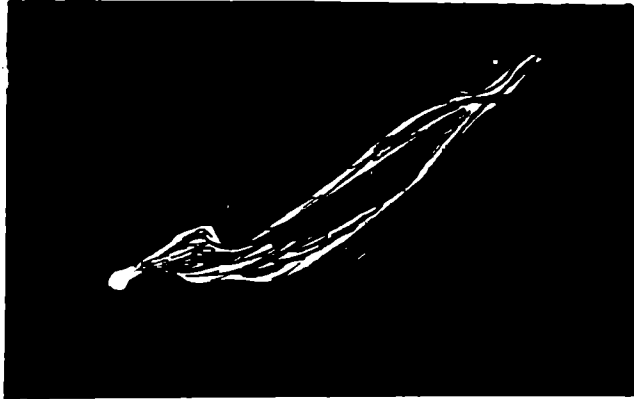


Рис. 25.

інших сусідніх предметів /дахи будинку, дерева, люде і т.инш./. Через громовід електричність відходить до землі і таким чином не справляє жадних ушкоджень.

§ 13. Коли наелектризований провідник A ми приводимо в контакт з ненаелектризованим провідником B , то на останній набій першого провідника **ПОВНІСТЮ НЕ ПЕРЕХОДИТЬ**; це пояснюється тим, що два названі тіла при взаємному контакті творять ніби то єдиний провідник зі спільною поверхнею. **ФАРАДЕЙ**, спираючись на з'явище електростатичної індукції, вказав методу **ЦІЛКОВИТОЇ** передачі електричного набою від одного тіла до другого. Щоби ознайомитися з цією методою, розглянемо досвід з т.зв. **ФАРАДЕЄВИМ ЦИЛІНДРОМ**.

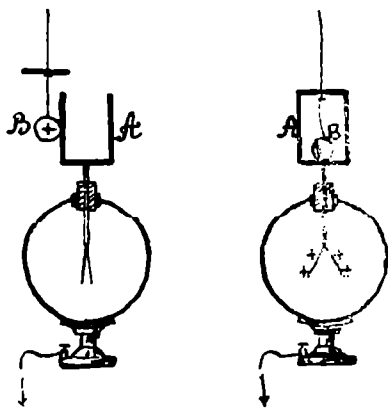


Рис.26.

Візьмемо /рис.26/ електроскоп, в якому кулька замінена порожнявим металевим циліндром A . Діткнемося до його **ЗОВНІШНЬОЇ** поверхні наелектризованою металевю кулькою B . Тоді, як було допіру в'ясовано з кульки до циліндру набій перейде лише **ЧАСТКОВО** і листочки електроскопу розійдуться незначно. Повторимо тепер попередній досвід, але з тією відмінню, що кулькою B діткнемося **ВНУТРІШНЬОЇ** поверхні циліндру. При таких умовах кулька B творитиме вже внутрішню частину цілої системи провідників і через те набій до зовнішньої поверхні циліндру перейде від неї **ПОВНІСТЮ**. Про це скаже нам електроскоп, листочки якого розійдуться в даному разі значно більше ніж у попередньому випадку. Для повного успіху нашого досвіду необхідно, щоби циліндр був **цілковито закритий**, через те до шнурка, на якому підвішено кульку B , додана ще шкляна кругла пилка, яка закриває відтулину циліндра, коли кулька B дотикається його днища.

§ 14. Як що ми до **ГЕОМЕТРИЧНОГО** простору внесемо якусь електричну масу, то цей простір набуває певних властивостей і перетворюється в простір **ФІЗИЧНИЙ**. Ту частину простору, в якій при цьому виявлятимуть себе електричні сили, ми назовемо **ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОЛЕМ**. Як і всяка сила, сила електрична уявляє собою **ВЕКТОР** і в кожній точці поля характеризується певною величиною та певним напрямком. Візьмемо якусь **ДОДАТНЮ** електричну масу і почнемо її містити в різних точках даного поля. Тоді під впливом електричних сил останнього вона кожного разу порушуватиметься в певному напрямку по певній траєкторії. Кожда з таких траєкторій дасть нам те, що має назву **ЛІНІЇ СИЛ** або **СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**; напрямок руху додатної електричної маси ми назовемо **НАПРЯМКОМ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**. Для всякої точки поля **НАПРЯМОК ЕЛЕКТРИЧНОЇ СИЛИ**, що в ній діє, **ВИЗНАЧАЄТЬСЯ** **ДОТІЧНОЮ** до **СИЛОВОЇ ЛІНІЇ**, яка проходить через цю точку.

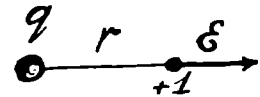
З наведеного вище слідує, що **ДВІ СИЛОВІ ЛІНІЇ** в **жодній** точці поля **НЕ МОЖУТЬ ПЕРЕТІНАТИ** **ОДНА ДРУГУ**; справді, коли би це сталося, ми в

тсчці перетину мали би дві різні дотичні, себ-то два різні напрямки поля; а цього, звичайно, бути не може. Отже бачимо, що силові лінії по-між собою не перетинаються і лише сходяться до купи в місцях, де з'осереджені додатний та від'ємний набої. Зі сказаного вище слідує, що СИЛОВІ ЛІНІЇ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ СЮТЬ ЛІНІЇ НЕЗАМКНЕНІ.

ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ, СИЛОВІ ЛІНІЇ ЯКОГО ОКРЕСЛЮЮТЬСЯ РІВНОБІЖНИМИ ПРОСТИМИ, МИ НАЗОВЕМО ПОЛЕМ ОДНОРІДНИМ.

ІУ СИЛУ, З ЯКОГО ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ ДІЄ НА УМІЩЕНУ В ПЕВНІЙ ЙОГО ТОЧЦІ ОДИНИЦЮ ДОДАТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, МИ НАЗОВЕМО **Н А П Р У Ж Е Н Н Я М** П О Л Я В ЦІЙ ТОЧЦІ. Як що поле справлено електричною масою q , то на основі закону Кулона напруження поля E в точці, що від названої маси віддалена на r см. /рис.27/ визначиться виразом:

$$E = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}; \quad /8/$$



Коли в тій же точці умістимо якусь відмінну від одиниці електричну масу q' , то сила F , з якою на неї діятиме поле, буде:

$$F = E \cdot q'; \quad /9/$$

Рис.27.

Підставивши до останнього взору замість величини E вираз для неї зі взору /8/, дістанемо закон Кулона.

В тому випадку, коли електричне поле витворюється не однією, а де-кількома масами, напруження поля E в точці його M визначається ГЕОМЕТРИЧНОЮ СУМОЮ ПАРЦІАЛЬНИХ НАПРУЖЕНЬ, себ-то: $(E) = (E_1) + (E_2) + \dots + (E_n)$

На рис. 28 це показано для випадку двох мас.

Взір /9/ дозволяє нам визначити ВІМІР величини E ; отже маємо:

$$|E| = \frac{|F|}{|q|} = \frac{|2 \text{ МТ}^2|}{|2^{\frac{1}{2}} \text{ М}^{\frac{1}{2}} \text{ Т}^{-1}|};$$

звідкіля дістаємо:

$$|E| = |2^{-\frac{1}{2}} \text{ М}^{\frac{1}{2}} \text{ Т}^{-1}|; \quad /10/$$

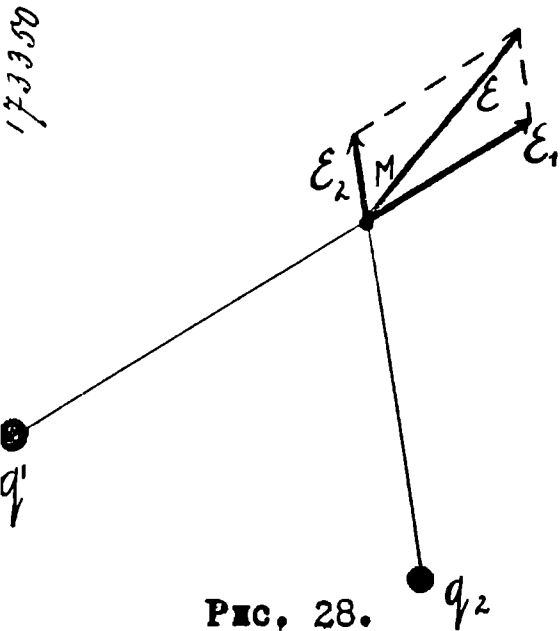


Рис. 28.

Више ми в'ясували, що СИЛОВІ ЛІНІЇ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ ТІ ТРАЕКТОРІЇ, ЗЛОВЖ ЯКИХ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ ВІДБУВАЄТЬСЯ РУХ Д О Д А Т Н И Х ЕЛЕКТРИЧНИХ МАС. Само собою розуміється, що рух ВІД'ЄМНИХ електричних мас має відбуватися в напрямку ПРОТИВНОМУ напрямку силових ліній.

В тому випадку, коли електричне поле вит. зростає двома електричними масами, в яких одна є ДОДАТНА, а друга ВІД'ЄМНА, СИЛОВІ ЛІНІЇ СВОЇМ ПОЧАТКОМ МАТИМУТЬ МАСУ ДОДАТНУ; А КІНЦЕМ - МАСУ ВІД'ЄМНУ. Отже приходимо до такого важливого висновку, ДОДАТНІ ЕЛЕКТРИЧНІ НАБОЇ ТВОРЯТЬ СОБОЮ Д Ж Е - Р Е Л О СИЛОВИХ ЛІНІЙ, ВІД'ЄМНІ НАБОЇ ОЗНАЧАЮТЬ ІХНЕ З А К І Н Ч Е Н Н Я.

Поняття про силові лінії було введено в науку ФАРАДЕЕМ. Його талановитий учень МАКСВЕЛ /James clark Maxwell, 1831-1879/ розвинув та поглибив це поняття. Нехай на поверхні провідника нами взято певну елементарну площинку p , /рис.29/. Силові лінії, що проходять через обвід цієї площинки, творять собою певне порожнєве тіло, що в полі однорідному має вигляд простого циліндра, а в полі неоднорідному вигляд якогось іншого тіла зі змінним перерізом. Таке тіло Максвелл називає СИЛОВОЮ ТРУБКОЮ. Згідно Фарадеевій уяві про природу силових ліній, кожна з них НАМАГАЄТЬСЯ ПО МОЖЛИВОСТІ ШКОРОТИТИСЯ; через те по-між кожною

х/ При цьому ми приймаємо, що названі маси НАЙМЕНШОЮ БЕЗВЛАД-НІСТЮ НЕ ВОЛОДІЮТЬ.

парою сусідніх силових ліній, що мають згідні напрямки, ДІЮТЬ ВІДПІХАЛЬНІ СИЛИ. Подібні нахили виявляють і силові трубки; вони в'являються мов-би якимись невидимими пружинними шнурами, що лучать додатні та від'ємні набої. При розтяганні такого шнура пружива сила в ньому зростає; разом з тим він тоншає. Отже ЧИМ БІЛЬШИМ є НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ, ТИМ ТОНШИМИ ТА ГУСТІШИМИ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ СИЛОВІ ТРУБКИ.

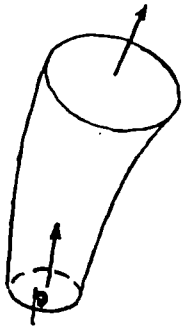


Рис. 29.

§ 15. Що силові лінії не творять собою лише певної абстрактної уяви, а мають під собою також і відповідний реальний ґрунт, можна переконатися експериментально. Для цього належить до посудини з плоским дном налити ізоляційної течі /наприклад розтопленого парафіну або безводної терпентинової олії/, зробити до неї домішку яких небудь дрібненьких видовженої форми тіл, /наприклад, хвинових кристалів/ і внутрі навантої течі вмістити наелектризовані тіла. Тоді згадані дрібненькі предмети виразно розмістяться вздовж певних ліній, які й окреслять собою ЛІНІЇ СИЛ.

Взявши дві металеві кульки й наелектризавши їх ПРОТИВНО /себ-то одну додатно, другу - від'ємно/, ми дістанемо картину, показану на рис. 30.

Вигляд силових ліній в цьому випадку подає рис. 31. Як бачимо лінії, що виходять з додатно-наелектризованого тіла, закінчуються на тілі

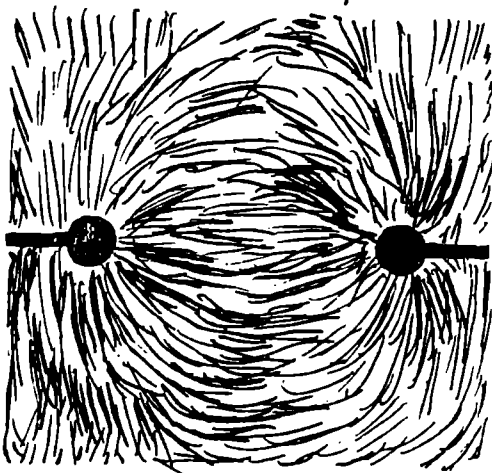


Рис. 30.

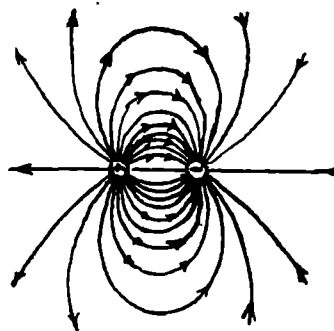


Рис. 31.

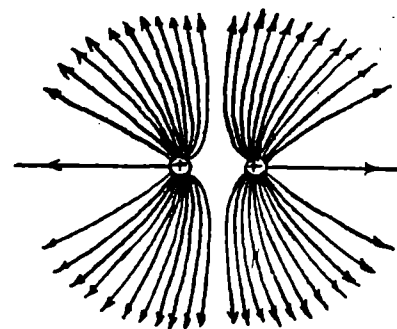


Рис. 32.

наелектризованому від'ємно. В тому випадку, коли обидві кульки наелектризовані ЗГІДНО /себ-то обидві додатно, або обидві від'ємно/ ми маємо розподілення силових ліній, показане на рис. 32. Цей рисунок виразно каже нам про те, що ПО-МІЖ СИЛОВИМИ ЛІНІЯМИ ІСТНУЄ ВІДПІХАЛЬНА АКЦІЯ. Дуже цікавим є той випадок, коли кожне з двох протилежно - наелектризованих тіл має вигляд плити значних розмірів; взявши дві такі металеві плити і перевіривши досвід при рівнобіжному їх положенні, дістанемо розподілення силових ліній, показане на рис. 33. З цього рисунку бачимо, що ПОЛЕ, ВІТВОРЕНЕ ДВОМА РІВНОБІЖНИМИ ПЛИТКАМИ, НА ЗНАЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ ВІД ЇХНІХ КРАЇВ, МАЄ ОДНІЙСЯ ХАРАКТЕР.

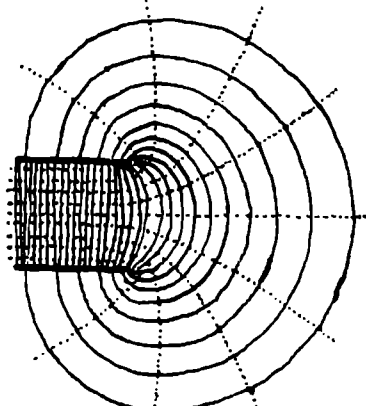


Рис. 33.

До цього часу ми розглядали електричне поле, витворене ПАРОЮ ТІЛ. У тому випадку, коли ми маємо лише ОДНЕ ТІЛО /друге від нього міститься на безконечно-великому віддаленні/, картина розподілення силових ліній стає простішою. Як що тіло має вигляд КУЛІ, то НАПРЯМКИ СИЛОВИХ ЛІНІЙ ВИЗНАЧАЮТЬСЯ ЇЇ ЛУЧАМИ /рисунки 34 та 35./

§ 16. Силові лінії уявляють собою певну МЕТОДУ ВІЯВЛЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ. При

цьому нам завше належить пам'ятати про те, що СИЛОВІ ЛІНІЇ МАЮТЬ СВОЇМИ ПОЧАТКАМИ ДОДАТНІ НАБОЇ І ЗАКІНЧЕННЯМИ - НАБОЇ ВІД'ЕМНІ. Візьмемо якийсь ізольований провідник, поблизу якого немає жадних інших провідників, наприклад металеву кулю. Тоді, як нам відомо, напрямки силових ліній збігатимуться з лучами кулі /рис.34/. Наблизимо тепер до нашої кулі A /додатно-наелектризованої/ другу кулю B - наелектризовану від'ємно; тоді дістанемо картину розподілення силових ліній, показану на рис.35. Уявимо тепер, що куля B , яку ми ввели в поле кулі A є нейтральною. Тоді на найближчій її частині в'індукується набій $-$, а на найдальшій набій $+$. При цьому ми матимемо розподілення

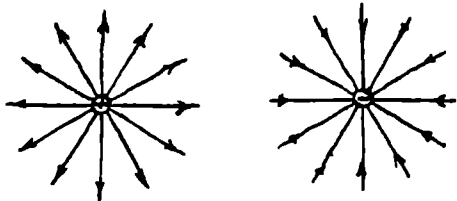


Рис. 34. Рис. 35.

ліній показане на рис.36. Як бачимо в цьому випадку частина силових ліній, що виходить з кулі A , НЕ ЗАМИКАЄТЬСЯ, себ-то не має закінчень на кулі B .

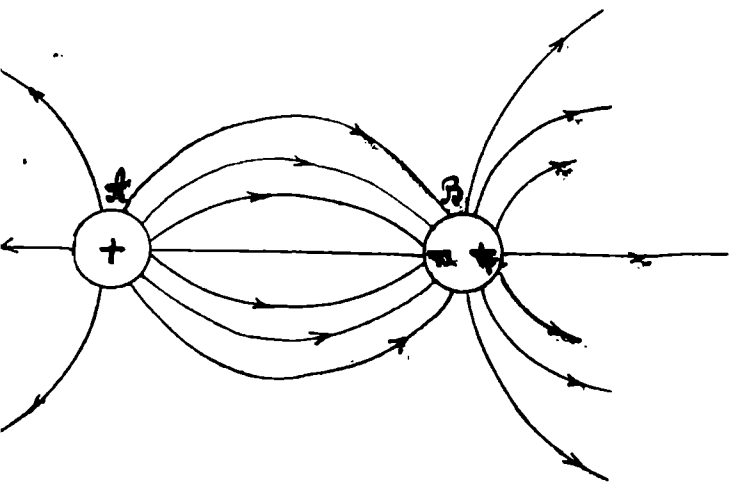


Рис. 36.

З другого боку з додатно-наелектризованої частини кулі B ВИХОДИТЬ певна кількість ліній, рівна тій їх кількості, що увиходять до від'ємно-наелектризованої частини назованої кулі.

На наведених прикладах бачимо оскільки вручну графічну методу уявляють собою силові лінії і як виразно за їхньою помічку окреслюються всі електростатичні з'явища, зокрема з'явища індукції.

§ 17. Свого часу ми відзначили той факт, що акції електричних сил можуть підпадати лише тіла НАЕЛЕКТРИЗОВАНІ. Це є твердження теоретичне. На практиці ми бачимо, що ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ПІДПАДАЄ БУДЬ

ЯКЕ НЕЙТРАЛЬНЕ ТІЛО, ВВЕДЕНЕ ДО ЦЬОГО ПОЛЯ. Але такий факт не порушує в найменшій мірі поданого вище теоретичного твердження, бо на основі попереднього нашого викладу ми маємо сказати, що на нейтральному тілі у вислід електростатичної індукції витворюються набой, присутність яких і справляє причину впливу на це тіло електричного поля. Подивимось як же саме впливатиме електричне поле на вміщене до нього нейтральне тіло.

Почнемо з поля ОДНОРІДНОГО.

Як що в такому полі положення тіла є СИММЕТРИЙНИМ відносно напрямку поля, то під впливом електричних сил тіло ПЕРЕБУВАТИМЕ В СТАНІ РІВНОВАГИ. Остання може бути СТАЛОЮ /рис.37/ або НЕСТАЛОЮ /рис.38/. Коли положення тіла є АСИМЕТРИЙНИМ, то вплив електричного поля



Рис. 37.

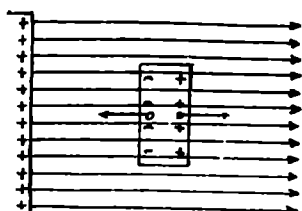


Рис. 38.

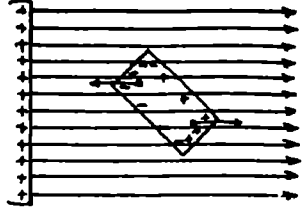


Рис. 39.

дає пару сил, яка й намагається привести тіло до стану сталої рівноваги /рис.39/.

В полі НЕОДНОРІДНОМУ ми в різних точках поля маємо різні напруження /рис.40/. В цьому випадку тіло ПОСУВАТИМЕТЬСЯ ВІД МІСЦЬ З МЕНШИМ НАПРУЖЕННЯМ ДО МІСЦЬ З НАПРУЖЕННЯМ БІЛЬШИМ.

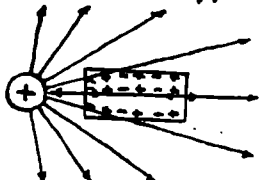


Рис. 40.

§ 18. Замислюючись над внутрішнім змістом з'явища електростатичної індукції, з яким ми мали нагоду ознайомитися в попередньому своєму викладі /§ 7/, і вишукуючи відповіді на запитання про дійсну природу цього з'явища, ми приходимо до одного з двох припущень: або електричні сили ЗДІЙНІ

ДІЯТИ НА ВІДДАЛЕННІ /припущення МОЖЛИВОСТІ „*actio in distans*“/, або назвами сил ДІЯТИ НА ВІДДАЛЕННЯ НЕЗДІБНІ /припущення НЕМОЖЛИВОСТІ „*actio in distans*“/ і в такому разі ПОШИРЕННЯ ЇХНЬОГО ДІЯННЯ ВІДЕУВАЄТЬСЯ ЗА ПОМІЧКУ ЯКОГОСЬ СТОРОННЬОГО ЧИННИКА, який відіграє роль ПЕРЕДАТОЧНОГО ОТОЧЕННЯ. Питання про можливість чи неможливість „*actio in distans*“ ми підносимо вже невперше. Свого часу нам довелося порушити це питання в першій частині нашого курсу /§ 138/ при розгляді механізму передачі в матеріальних тілах пружливих деформаційних сил. Ми зазначили там, що сучасна наука рішуче відкидає принцип *actio in distans* і пристає до того погляду, що ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ НАПРУЖЕННЯ, ЯК-ТО: ГРАВІТАЦІЙНІ, ЕЛЕКТРИЧНІ, МАГНЕТНІ ПЕРЕДАЮТЬСЯ ВИКЛЮЧНО ЧЕРЕЗ Е Т Е Р, СЕБ-ТО ТУ УНІВЕРСАЛЬНУ, АМАТЕРІАЛЬНУ СУБСТАНЦІЮ, що ВИПОВНЮЄ ЦІЛИЙ ВСЕСВІТ І ТВОРИТЬ СОБОЮ ЙОГО ПЕРВІСНУ ОСНОВУ. Ця таємнича субстанція, факт існування якої ми тим часом не маємо змоги експериментально довести, але без якої не в стані пояснити цілу низку з'явищ природи і узнання якої настирливо вимагає наша логіка, - ця гіпотетична субстанція є правдивою аренною всіх основних і найголовніших процесів, що мають місце в нашому всесвіті.

До зрозуміння смисленої вище думки в застосованні до з'явищ електричних та магнетних уперше прийшов славетний англійський фізик МИХАЙЛО ФАРАДЕЙ /*Michael Faraday*; 1791 - 1867/, в іменем якого зв'язується початок нової доби в розвитку поглядів на природу електро-магнетних процесів.

Фарадей не був фаховим ученим, навпаки це була людина не лише без найменшої спеціальної освіти, а навіть з дуже малою освітою загальною. Але він був один з тих самородків, які з'являються раз на протязі декількох віків і які могутністю інтелекту, силою своєї геніальної інтуїції осягають тих незбагнених верхівь, до яких не доходять звичайні наукові робітники, хоч би й увібрані в усі засоби сучасного знання. Фарадей глянув уперед на півстоліття. Він кинув ті думки, ті виключні по своїй оригінальності та глибині ідеї, над розробленням яких наука працює і по сей день. Він був великим пророком, що серцем відчував ту істину, до якої не в стані був наблизитися розум людський. Потрібно було десятки років, щоб відбувся процес такого наближення, щоб культурне людство на чолі з провідниками його науки зрозуміло Фарадея і пішло за ним. З огляду на таку виключну роль Михайла Фарадея в історії розвитку науки про природу, ознайомимося в коротких рисах з його життєписом. Народився Фарадей 22 вересня 1791 року поблизу Лондона в родині убогого кевала. На 14-му році Фарадея було віддано до науки одному добродієві, що мав палітурню та книгарню. Тут Фарадей пробув аж 8 років. Відчуваючи нестримний потяг до знання, молодий юнак використовував усі можливості, які давало йому його мізерне життя, і з захопленням читав одну за другою наукові книжки, що випадково потрапляли до його рук. Де кілька лекцій знаменитого хеміка ДЕВІ /*Davy*/, на яких Фарадеєві пошастило побувати піднесли остаточно його настрої і він звертається до Деві з проханням улаштувати його в хемічний лабораторії Королівського Інституту. Деві задовольнив це прохання і призначив Фарадея на посаду помічника лаборанта. Фарадеєві здібності і успішна праця звертають скоро на себе загальну увагу і вже в недовгому часі він осягає високого, цілком самостійного становища директора лабораторії. Викриття основних законів електролізу і блискучі дослідження в галузі електромагнетизму створюють Фарадеєві велику славу і десятки наукових закладів та товариств обирають його своїм членом. Але Фарадея те не вабить і до кінця своїх днів він продовжує бути ультра-скромною, безпретензійною людиною; і коли англійський уряд, бажаючи вшанувати довголітню працю великого робітника, призначив йому почесну пенсію, Фарадей /тоді вже старий/ від неї відмовився.

Ідеї та думки Фарадея є відбитком цілого його світогляду, його наукової релігії. Ця релігія може бути окреслена як непохитна ВІРА В ЄДНІСТЬ СИЛ ПРИРОДИ. На цілий всесвіт Фарадей дивився як на велику гармонію, в якій усе об'єднано однією волею, однією творчою думкою. Через те-то в своїй пророчій інтуїції він приходив до ідеї ІДЕНТИЧНОСТІ ВНУТРІШНЬОЇ ПРИРОДИ З'ЯВИЩ ЕЛЕКТРО-МАГНІТНИХ ТА З'ЯВИЩ СВІТЛЯНИХ, а пізніше висловлює також думку про безпосередній зв'язок по-між силами

електричними та силами земного тяжотіння. Помер Фарадей 25 серпня року 1867. Фарадееві ідеї знайшли собі блискучий послідувач у працях його славетного учня й наслідувача - МАКСВЕЛЯ.

Звернувши увагу на той факт, що перебіг електромагнетних процесів ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ /ВІД ЙОГО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ/, Фарадей перший насміявся висловити ту думку, що ОСНОВНУ РОЛЮ В ЕЛЕКТРО-МАГНЕТНИХ З'ЯВИЩАХ ВІДОГРАЮТЬ НЕ ПРОВІДНИКИ, А ДІЕЛЕКТРИКИ, ЯКІ Й СЛУЖАТЬ ПРАВДИВОЮ АРЕНОЮ ДЛЯ НАЗВАНИХ З'ЯВИЩ. ЛИШЕ В ДІЕЛЕКТРИКАХ, А НІЯК НЕ В ПРОВІДНИКАХ КУПЧИТЬСЯ ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ. Пізніше ми матимемо можливість перевірити наведене твердження експериментально.

Думки Фарадея в самій основі змінили погляди на природу електричних з'явищ і на ролі в них різних тіл. До Фарадея увесь центр тягару наукової думки припадав на провідники, які одні лише і вважалися за носіїв електричних сил; на ролі діелектриків не зверталось при цьому найменшої уваги. Фарадей навпаки центром уваги робить діелектричне оточення, вважаючи, що як-раз з ним є зв'язаний увесь внутрішній механізм електро-магнетних процесів. Згідно його поглядів УСЯКЕ НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО ЗМІНЮЄ ФІЗИЧНИЙ СТАН НАЙБЛИЖЧОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ, в якому повстають певні НАПРУЖЕННЯ та ТИСНЕННЯ, подібні до тих, що виникають при деформаціях пружинних матеріальних тіл. Візьмемо кавалок твердої гуми і втиснемо внутр її невеличку металеву кульку; така кулька спричиниться до певної локальної деформації гуми й викличе в найближчих її частинах певні напруження та тиснення. Цілковито аналогічний ефект справляє внесення до діелектричного оточення наелектризованого тіла. В ньому виникають подібні ж напруження та тиснення, образом яких з'являються розглянуті нами СИЛОВІ ЛІНІЇ. Вони окреслюють собою в одного боку НАПРЯМКИ дії електричних сил, а в другого - /як далі побачимо/ їх НАПРУЖЕННЯ. Ми вже зазначили, що поняття про силові лінії введено в науку Фарадеєм; це є безпосереднім вислідом його поглядів на природу електричних процесів. З силових ліній Фарадей користує не лише як зі зручного образу, що створює певну картину електростатичного поля; ні, він силовими лініями надає цілком реальний характер, зв'язуючи з ними ті деформаційні напруження, які виникають в діелектрику при внесенні до нього електричного набою. Той факт, що на практиці завжди витворюється електричність ДВОХ знаків і що будь-які електричні з'явища повстають лише тоді, коли відбувається злучення двох протилежних електричностей, мимоволі призвичає нас думати, що правдиву реальність творить собою лише сукупність двох протилежних електричностей. Такий погляд на справу і панував цілковито до часів Фарадея. Останній однак відійшов од цього погляду, і з повною рішучістю висловив ту думку, що ВСЯКИЙ ПОСОДИНОКИЙ, САМОСТІЙНО-ВЗЯТИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ НАБІЙ ВПЛИВАЄ ВІДПОВІДНИМ ЧИНОМ НА ДІЕЛЕКТРИЧНЕ ОТОЧЕННЯ Й СПРАВЛЯЄ В НЬОМУ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ ПОЛЕ; таким чином фізичну реальність має не лише пара електричних набоїв протилежних знаків, а і всякий окремих, самостійний набій. В цьому як-раз полягає один з основних пунктів Фарадеевих поглядів; у підставності й правдивості наведеного твердження ми мали нагоду пересвідчитися на цілій низці досвідів. У тому випадку, коли в нас є лише один набій певного знаку, ми маємо право вважати, що другий набій знаходиться на БЕЗКОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ. В цьому випадку силові лінії, вийшовши з даного тіла, нігде по-між собою не сходяться і в міру віддалення від тіла розходяться все більше і більше. Це ми бачили на прикладі поля додатного чи від'ємного наелектризованого кулі /§ 15/.

Що-саме відбувається в масі діелектрика, коли на нього впливає той або інший електричний набій? Згідно уяві Фарадея під впливом електричних сил відбувається відоме вже нам з'явище ПОЛЯРИЗАЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКА, себ-то З'ОРІЄНТОВАННЯ НАБОїв ЙОГО ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТОЧОК В НАПРЯМКАХ СИЛОВИХ ЛІНІЙ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ. При звичайному стані діелектрика набій, якими володіють його елементарні часточки, розміщуються ДОВІЛЬНИМ чином. Після того, як у діелектрику повстало електричне поле, відбувається певне ЗСУНЕННЯ названих набоїв: додатних - у напрямку поля, від'ємних - у протилежному напрямку.

Вислідом такого стану річей є витворення НАПРУЖЕНЬ здовж силових ліній поля і ТИСНЕНЬ в напрямках до них нормальних. Щось подібне ми

маємо в металевому дроті, що підпадає акції ростяжної сили; вздовж дроту діють при цьому сили ростягання, поперек дроту діють сили стиснення. Окреслений вище аномальний "деформаційний" стан діелектрика, стан, який ми окреслили назвою "діелектричної поларизації" і уможливорює якраз передачу акції електричних сил від одних місць фізичного простору до місць других. Щоби поміччу дроту можна було посунути по землі камінь, необхідно дріт "нап'яти" себ-то привести його до стану пруживого напруження; і він починає виконувати свої функції лише після того, як всередині його розпочалася акція пруживих сил деформації. Так само й діелектрик починає виконувати функції передатчика електричних сил лише тоді, як його приведено до стану діелектричної поларизації.

Пізніше нам доведеться ще не раз звертатися до порушень тут питань, послідовно окреслюючи їх усе ширше і ширше. А тим часом звернемо увагу на той факт, що в світлі ФАРАДЕСВИХ ІДЕЙ ЗНАХОДИТЬ СОБІ НАЛЕЖНЕ ПОЯСНЕННЯ ВНУТРІШНІЙ МЕХАНІЗМ З'ЯВИЩА ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ІНДУКЦІЇ, який без того лишався би не з'ясованим і цілковито не зрозумілим.

§ 19. Як що ми в різних місцях неоднорідного електричного поля /себ-то такого, силові лінії якого не мають правильного, рівнобіжного розподілення/, будемо містити певну електричну масу, то помітимо, що СИЛА ДІЯННЯ НА ЦЮ МАСУ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ПЕРЕБУВАЄ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ГУСТОТИ СИЛОВИХ ЛІНІЙ І ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЦЬОЇ ГУСТОТИ.

Хоч про якусь означену кількість силових ліній казати не доводиться /бо їх ми можемо розглядати більше й менше/, однак, взявши ту або иншу їх кількість, ми в різних місцях поля матимемо різні їх густоту /див. рис. 3/ та 32/. Щоби цю ГУСТоту СИЛОВИХ ЛІНІЙ можна було трактувати цілком докладно, ми умовимося розуміти під нею КІЛЬКІСТЬ СИЛОВИХ ЛІНІЙ, ЯКА В ДАНОМУ МІСЦІ ПОЛЯ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ПЛОЩИНКУ В І КВАДРАТОВИЙ САНТИМЕТР, ЗОРІЄНТОВАНУ ПРЯМО ВІД НАПРЯМКУ ПОЛЯ. Ми допіру зазначили, що густота силових ліній є мірилом електричного напруження; отже від неї залежить, таким чином, і ІНДУКЦІЙНИЙ ЕФЕКТ у різних з'явищах електростатичної індукції. Зазначимо його через $\mathcal{I}$. Тоді величина $\mathcal{I}$ буде пропорційною до густоти $\mathcal{D}$ силових ліній. Коефіцієнт пропорційності ми для простоти можемо прийняти рівним одиниці. Тоді ГУСТота СИЛОВИХ ЛІНІЙ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ОКРЕСЛЮВАТИМЕ ІНДУКЦІЙНИЙ ЕФЕКТ; ми дістанемо таким чином рівенство $\mathcal{I} = \mathcal{D}$.

Як ми сказали від густоти силових ліній залежить так само і НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ $\mathcal{E}$ в тій або иншій його точці. Але тут ми маємо пригадати, що на вартість величини $\mathcal{E}$ впливають також ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДАНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ; ця вартість залежить від вартості СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ даного оточення /див. § 14/.

Отже при даній густоті силових ліній $\mathcal{D}$ величина $\mathcal{E}$ в різних оточеннях буде різною. Для абсолютної порожнечі $\epsilon = 1$, а через те для неї ми матимемо $\mathcal{E} = \mathcal{D}$. Отже для порожнечі /етеру/ ми матимемо:

$$\mathcal{I} = \mathcal{D} = \mathcal{E}; \quad /11/$$

Як слідує зі сказаного нами вище, рівенство $\mathcal{I} = \mathcal{D} = \mathcal{E}$ матиме місце при тій умові, що площинка в 1 квадрат.сант. зорієнтована ПРЯМО ВІД НАПРЯМКУ ПОЛЯ /рис. 4I - I/ як що положення її буде рівнобіжним з напрямком поля, ми матимемо $\mathcal{I} = \mathcal{D}$ /рис. 4I - II/. В загальному випадку, коли нормаль до площинки з напрямком поля утворює кут, рівний α , ми матимемо:

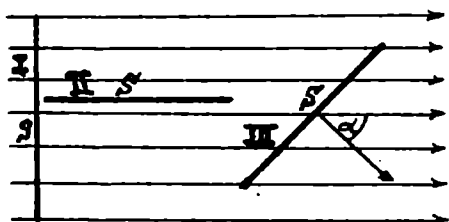


Рис. 4I.

$$\mathcal{I} = \mathcal{E} \cdot \cos \alpha; \quad /12/$$

Як що площинка замість 1 кв.сантиметру має поле в $\mathcal{S}$ кв.сан., то вираз /12/ перетворюється в такий:

$$\mathcal{I} = \mathcal{E} \cdot \mathcal{S} \cdot \cos \alpha; \quad /13/$$

Величину $\mathcal{I}$ назовемо ПОТОКОМ ІНДУКЦІЇ через площинку $\mathcal{S}$. Вартість

кута α залежить від того як ми виберемо напрямок нормалі до нашої площинки. Взявши той або інший напрямок на нормалі за додатний усунемо тим невизначеність вору /13/. Як що через N позначимо цей додатний напрямок нормалі, то зможемо написати $\cos \alpha = \cos(\mathbf{E}, N)$ де $\mathbf{E}$ так само означає напрямок поля.

Розглянемо в однородному полі якусь ЗАМКНЕНУ поверхню. Умовимося раз на завіше в подібних випадках рахувати ДОДАТНИМ той напрямок нормалі, який іде ЗНУТРИ ПОВЕРХНІ НА ЗОВНІ. Розбивши дану поверхню на безконечно-малі елементи dS , кождий з яких ми можемо без помітної помилки вважати ПЛОСКИМ, - для всіх цих елементів ми дістанемо

$$d\mathcal{I} = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \cdot \cos(\mathbf{E}, N) \quad /14/$$

де величина $d\mathcal{I}$ означає ЕЛЕМЕНТАРНИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК через поверхню dS . Для тих елементів поверхні, де потік УВІХОДИТЬ до останньої, величина $d\mathcal{I}$ матиме ВІД'ЄМНУ вартість, для тих елементів, де він ВИХОДИТЬ - в поверхні, матиме вартість ДОДАТНУ. Величина

$$\mathcal{I} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \cos(\mathbf{E}, N) \quad /15/$$

визначить собою ПОВНИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ S .

§ 20. Доведемо правдивість т.зв. ТЕОРЕМИ ГАУСА /Karl Gauss, 1777-1855, славний німецький математик, фізик та астроном/, що може бути сформульована наступним чином: ЯК ЩО МИ МАЄМО ЕЛЕКТРИЧНУ /чи якусь іншу/ МАСУ m ЗОСЕРЕДЖЕНУ В ОДНІЙ ТОЧЦІ, ТО ПОВНИЙ ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ S ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ДОБУТКОМ З ВЕЛИЧИНИ МАСИ m НА ПРОСТОРОВИЙ КУТ ω , ПІД ЯКИМ ВІДНО ПОВЕРХНЮ S З ТОЧКИ, ЩО В НІЙ ЗОСЕРЕДЖЕНА ДАНА МАСА, себ-то:

$$\mathcal{I} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \cos(\mathbf{E}, N) = m \cdot \omega. \quad /16/$$

Нехай маса m зосереджена в точці O ; візьмемо елемент dS поверхні і розглянемо елементарний індукційний ПОТОК $d\mathcal{I} = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \cos(\mathbf{E}, N)$; вираз

$dS \cos(\mathbf{E}, N) = dS'$ дає нам проекцію площинки dS на площу S' , прямоку до напрямку вектора $\mathbf{E}$. Позначимо відстань від елементу dS від точки O через r . Тоді названий елемент можемо розглядати як відповідну безконечно-малу частину сферичної поверхні, осередком якої є точка O . Отже для величини поверхні елементарного сферичного відрізка dS' ми дістанемо вираз:

$$dS' = r^2 d\omega. \quad /17/$$

З другого боку для напруження поля маємо вираз:

$$\mathbf{E} = \frac{m \cdot \mathbf{r}}{r^2} \quad /18/$$

А через те для елементарного ПОТОКА індукції дістанемо вираз

$$d\mathcal{I} = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \cos(\mathbf{E}, N) = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}' = m \cdot d\omega. \quad /19/$$

ВІВІДКИ

$$\mathcal{I} = \int m \cdot d\omega = m \int d\omega = m \cdot \omega. \quad /20/$$

Таким чином Гаусова теорема нами доведена.

В тому випадку коли з'явиться відбувається не в абсолютній порож-

х/ Під ПРОСТОРОВИМ КУТОМ належить розуміти необмежену в одного боку частину простору всередині конічної поверхні чи многостінного кута.

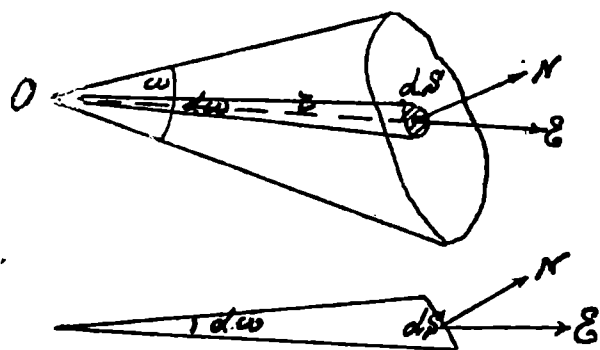


Рис. 42.

нечі, а в оточенні, з діелектричною сталою ϵ , ми маємо: $\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{m}{r^2}$, і через те:

$$\mathcal{I} = \frac{1}{\epsilon} m \cdot \omega. \quad /21/$$

§ 21. З теореми Гауса слідує, що:

І. КОЛИ ПОВЕРХНЯ S Є ЗАМКНЕНОЮ І МАСА m ЗГЛЯДНО НЕЇ ЗАЙМАЄ ЗОВНІШНЄ ПОЛОЖЕННЯ, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ЦЮ ПОВЕРХНЮ ВІНЕСИТЬ НУЛЬ.

ІІ. КОЛИ ПОВЕРХНЯ S Є ЗАМКНЕНОЮ І МАСА m МІСТИТЬСЯ В Н У Т Р И, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ ЦЮ ПОВЕРХНЮ ВІНЕСИТЬ $4\pi m$.

Правдивість першого твердження слідує з того, що поверхню S завжди можна поділити на дві такі частини S_1 та S_2 , які буде видко під усім тим же кутом ω /рис.43/; для однієї з них матимемо: $\mathcal{I}_1 = -m\omega$ для другої: $\mathcal{I}_2 = +m\omega$. Отже дістанемо

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 = 0; \quad /22/$$

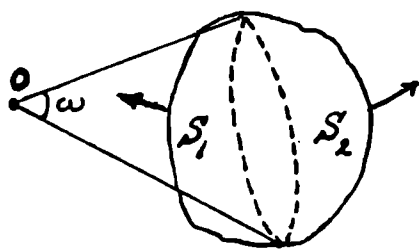


Рис. 43.

Правдивість цього твердження зберігає свою силу й тоді, коли ми маємо не одну, а ДЕ-КІЛЬКА МАС.

Візьмемо, наприклад, дві маси m_1 та m_2 . Тоді для кожної точки поля матимемо два відповідні напруження $\mathcal{E}_1$ та $\mathcal{E}_2$. Нехай геометрична сума цих векторів є $\mathcal{E}$, себ-то:

$$(\mathcal{E}) = (\mathcal{E}_1) + (\mathcal{E}_2);$$

Проекція на нормаль N вектора $\mathcal{E}$ є рівною сумі проекцій векторів $\mathcal{E}_1$ та $\mathcal{E}_2$, себ-то

$$\mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) = \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) + \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N) \quad /23/$$

Помноживши обидві частини цього виразу на dS і проінтегрувавши їх дістанемо:

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &= \int \mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) dS = \int \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) dS + \\ &+ \int \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N) dS = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 = 0 + 0 = 0; \end{aligned} \quad /24/$$

таким чином бачимо, що ПРИ ВСЯКІЙ КІЛЬКОСТІ МАС ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК ЧЕРЕЗ ЗАМКНЕНУ ПОВЕРХНЮ ВІНЕСИТЬ НУЛЬ.

Переходимо тепер до другого твердження. В тому випадку, коли маса m міститься всередині поверхні S мірилом просторового кута ω під яким з точки O видко цілу згадану поверхню, в'являється сфера з радіусом з одиницю. Отже маємо $\omega = 4\pi$ звідкиля:

$$\mathcal{I} = 4\pi m. \quad /25/$$

Розглянемо далі той випадок коли всередині замкненої поверхні міститься не одна, а де-кілька мас. Візьмемо наприклад дві маси m_1 та m_2 ; позначимо напруження відповідних полів через $\mathcal{E}_1$ та $\mathcal{E}_2$. Зазначимо відповідне напруження через $\mathcal{E}$, себ-то покладемо: $(\mathcal{E}_1) + (\mathcal{E}_2) = (\mathcal{E})$. Тоді матимемо:

$$\mathcal{E} \cos(\mathcal{E}, N) = \mathcal{E}_1 \cos(\mathcal{E}_1, N) + \mathcal{E}_2 \cos(\mathcal{E}_2, N); \quad /26/$$

Помноживши обидві частини цього виразу на dS і взявши від них інтеграл дістанемо:

$$\mathcal{I} = \int \mathcal{E} dS \cos(\mathcal{E}, N) = \int \mathcal{E}_1 dS \cos(\mathcal{E}_1, N) + \int \mathcal{E}_2 dS \cos(\mathcal{E}_2, N)$$

$$= J_1 + J_2 = 4\pi m_1 + 4\pi m_2 = 4\pi (m_1 + m_2); \quad |27/$$

Якщо би мали не дві, а n мас: $m_1, m_2, \dots, m_n$, то аналогічно дістали би:

$$J = 4\pi \sum m_i; \quad |27/$$

Сек-то коли ВНУТРИ ЗАМКНЕНОЇ ПОВЕРХНІ МІСТИТЬСЯ ДЕ-КІЛЬКА МАС, ТО ПОТОК ІНДУКЦІЇ ЧЕРЕЗ НАЗВАНУ ПОВЕРХНЮ Є РІВНИЙ СУМІ МАС, ПОМНОЖЕНІЙ НА 4π .

§ 22. Візьмемо /рис. 44/ КУЛИСТУ ПОВЕРХНЮ S' , НА ЯКІЙ РІВНОМІРНО РОСПРЕДІЛЕНИЙ ПЕВНИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ НАБІЙ q . Нехай при цьому в точці M поля напруження має вартість E . Розглянемо в нашому полі сферичну поверхню S , що є співосередною з поверхнею S' і має луч $R = OM$. Прикладемо до названої поверхні Гаусову теорему; тоді, взявши на увагу, що в усіх точках цієї поверхні напрямок вектора E збігатиметься з напрямком її луча і що таким чином $\cos(E, n) = 1$, напишемо:

$$J = \int E dS' \cos(E, n) = \int E \cdot dS' = E \cdot 4\pi R^2. \quad |28/$$

Але на основі ввору /25/ ми маємо:

$$J = 4\pi q.$$

звідки дістаємо: $E R^2 = q$, або

$$E = \frac{q}{R^2}; \quad |29/$$

Цей же /29/ вираз для напруження поля ми дістали би й тоді, коли б набій НЕ БУВ РОЗМІЩЕНИЙ НА ПОВЕРХНІ S' , А ЗОСЕРЕДЖЕНИЙ В ТОЧЦІ O . Отже приходимо до такого висновку: ПОЛЕ РІВНОМІРНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ СФЕРИЧНОЇ ПОВЕРХНІ Є ЦІЛКОМ ІДЕНТИЧНИМ З ТИМ ПОЛЕМ, ЯКЕ ВИТВОРИВ БИ НАБІЙ, РОСПРЕДІЛЕНИЙ НА НАЗВАНІЙ ПОВЕРХНІ, КОЛИ БИ ВІН БУВ ЗОСЕРЕДЖЕНИЙ В ЇЇ ЦЕНТРІ.

Візьмемо тепер точку M ВНУТРИ СФЕРИЧНОЇ ПОВЕРХНІ; тоді матимемо:

$$J_1 = E 4\pi R^2 = 4\pi q; \quad |30/$$

але всі електричні набіи, розміщені на поверхні S' , через що на поверхні S або всередині її набіів бути не може; отже маємо: $q = 0$, а через те

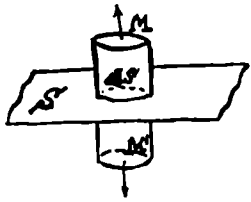
$$J = 0, \quad E = 0; \quad |31/$$

отже приходимо до наступного важливого висновку: ВНУТРИ НАЕЛЕКТРИЗОВАНОЇ КУЛИСТОЇ ПОВЕРХНІ ІНДУКЦІЯ, А ЧЕРЕЗ НЕЇ НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВІНОСЯТЬ НУЛЬ.

§ 23. Розглянемо тепер РІВНОМІРНО-НАЕЛЕКТРИЗОВАНУ ПЛОЩУ, /необмежених розмірів/. Як що ми в полі нашої площі візьмемо будь-яку точку M , то, у вислід необмеженості розмірів площі, така точка займатиме згідно неї симетричне положення. Отже приходимо до висновку, що НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ E В ТОЧЦІ M ПОВИННО МАТИ НАПРЯМОК, ПРЯМОВИЙ ДО ПЛОЩІ. Зазначимо стаду величину поверхневої густоти електричності через σ .

Розглянемо тепер який-небудь елемент нашої площі ΔS . /рис. 45/ Як що по обидва боки площі ми візьмемо точки M та M' , однаково віддалені від елемента ΔS , - напруження поля в цих точках / M та M' / матимуть однакові вартості. Розглянемо тепер простий циліндр, творча лінія якого є прямою до площі S , а основи проходять через точки M та M' .

і рівнобіжні з площею ΔS . Прикладемо до зазначеного циліндру Гаусову теорему. Поток індукції через бічну поверхню циліндра виноситиме нуль /бо вектор $\vec{E}$ має напрямок $\parallel$ до творчої лінії циліндру й через те $\cos(\vec{E}, \vec{n}) = 0$; потік індукції через кожен з основ циліндра виноситиме $\vec{E} \cdot \Delta S$ /бо $\vec{E}' = \vec{E}$ /. Отже, взявши на увагу, що величина набою виносить в даному разі $\Delta S \cdot \epsilon$, дістанемо:



$$2 \vec{E} \cdot \Delta S = 4\pi \cdot \Delta S \cdot \sigma; \quad /32/$$

звідкиля :

$$\vec{E} = 2\pi\sigma; \quad /33/$$

Рис. 45.

Останній вираз не містить у собі віддалення данної точки поля від площі.

Отже приходимо до такого висновку: НАПРУЖЕННЯ ОДНОРІДНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ, ВИТВОРЕНОГО ПЛОЩЕЮ НЕОБМЕЖЕНИХ РОЗМІРІВ, В УСІХ ТОЧКАХ ПОЛЯ МАЄ НЕЗМІННУ ВАРТІСТЬ, що для абсолютної порожнечі визначається добутком з величини 2π на поверхневу густоту електричності σ .

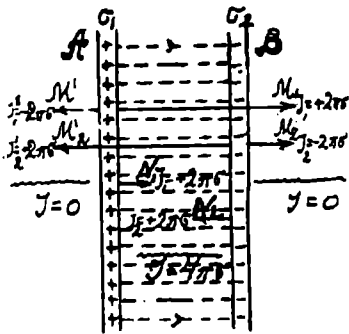
В тому випадку коли замість порожнечі ми маємо якесь инше оточення, стала діелектрична якого виносить ϵ , попередній виір прибирає вигляду:

$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \cdot 2\pi\sigma; \quad /34/$$

Величина індукції $\vec{J}$, як ми бачили від властивостей оточення не залежить, а через те для неї ми матимемо:

$$\vec{J} = 2\pi\sigma; \quad /34'/$$

§ 24. Розглянемо тепер ДВІ РІВНОБІЖНІ ПЛОЩІ A та B /рис. 46/, в яких одна має набій густоти $\sigma_1 = +\sigma$, а друга - густоти $\sigma_2 = -\sigma$. Два поля, витворені, названими площами, накладуться одне на друге й витворять певне вислідне поле. З'ясуємо характер останнього спочатку для зовнішньої частини простору /що лежить по обидва боки двох площ/, а пізніше для частини внутрішньої /що міститься по-між площами/. Як же в першій частині простору ми візьмемо якусь пару точок M_1 та M_1' по різні боки від площі A , то для них матимемо наступні вартості індукції: $J_1 = +2\pi\sigma$, $J_1' = -2\pi\sigma$ /вектори J_1 та J_1' будуть рівними по величині й протилежними по напрямках/.



Так само, як що ми візьмемо другу пару точок M_2 та M_2' по різні боки від площі B , то аналогічно дістанемо $J_2 = -2\pi\sigma$, $J_2' = +2\pi\sigma$. Об'єднавши по-між собою з одного боку точки M_1 та M_2 , з другого - точки M_1' та M_2' для точок зовнішньої частини дістаємо:

Рис. 46.

$$\vec{J} = 0; \quad /35/$$

Переходимс до внутрішньої частини поля. Для точки M_1 , що лежить вправо від площі A , матимемо: $J_1 = +2\pi\sigma$; для точки M_2 , що лежить вліво від площі B , матимемо $J_2 = +2\pi\sigma$. Отже дістаємо:

$$\vec{J} = 4\pi\sigma; \quad /36/$$

а звідциля

$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon} 4\pi\sigma; \quad /37/$$

§ 25. Нехай ми маємо низку електричних мас: $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$. Сила F , з якою електричне поле, витворене масами $q_1, q_2, \dots, q_n$ діє на масу q , скреслиться виразом:

$$F = E \cdot q$$

/38/

де E є напруження вислідного поля в точці q . Вертаючи до розглянутого нами в попередньому випадку двох рівнобіжних площ, ми скажемо для всіх точок поля, втвореного площею A , в'окремо для точок площі B вартість величини E визначиться виразом:

$$E = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon}$$

Як що на площі B ми виділимо елемент, поле якого виноситиме S кв.см., то набій цього елемента матиме вартість $q = \sigma S$. Тоді на основі ввору /38/ дістанемо:

Рис.47.

$$F = E \cdot q = \frac{2\pi}{\epsilon} \cdot \sigma^2 S$$

/39/

Отже бачимо, що сила взаємного діяння по-між двома рівнобіжними площами є просто-пропорційною до квадрату поверхневої густоти електричності σ і відвотро-пропорційна до сталої діелектричності ϵ того оточення, яке виповнює просторін по-між площами A та B .

Памятаючи, що $E\epsilon = J$, зможемо вираз /39/ переписати таким чином:

$$F = \frac{2\pi}{\epsilon} \sigma^2 S = \frac{4\pi\sigma}{2\epsilon} \sigma S = \frac{J}{2\epsilon} \sigma S = \frac{E\epsilon}{2\epsilon} \sigma S = \frac{E}{2} \sigma S$$

/40/

§ 26. З виразу: $E = \frac{1}{\epsilon} 4\pi q$ безпосередньо слідує, що ВНУТРИ ПРОВІДНИКА НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ВІНОСИТЬ НУЛЬ $E = 0$. А це промовляє за те, що всередині провідника лінії сил існувати не можуть, себ-то, інакше кажучи, що СИЛОВІ ЛІНІЇ МАЮТЬ ПОЧИНАТИСЯ І ЗАКІНЧУВАТИСЯ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. При цьому СИЛОВІ ЛІНІЇ ЗАВЖЕ ПОВИННІ МАТИ НАПРЯМНІСТЬ НОРМАЛЬНУ ДО ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА. Щоби довести правдивість такого твердження припустимо протизне, а саме, що вектор E /рис.48/ має напрямок, відмінний від нормального. Розкладемо вектор E на два складові: E_n та E_τ - перший в напрямку нормалі до поверхні провідника, другий - в напрямку дотичної до неї. Є видимою річчю, що з двох названих складових векторів ЛИШЕ ОСТАННІЙ може справляти рух електричних набоїв по поверхності. Отже СТАНУ РІВНОВАГИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ НА ПОВЕРХНІ ПРОВІДНИКА /а лише цей стан ми в електростатиці й розглядаємо/ ВІДПОВІДАТИМЕ УМОВА: $E_\tau = 0$. А при цій умові $E = E_n$, себ-то ЕЛЕКТРИЧНЕ НАПРУЖЕННЯ ДІЄ ЗДОВЖ НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ.

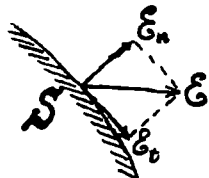


Рис.48.

В міру поширення наших відомостей про різні електричні з'явища все з більшою виразністю окреслюється різниця по-між провідниками та діелектриками. Отже на основі попереднього нашого викладу приходимо до таких висновків.

1. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНЕ ПОЛЕ МОЖЕ ІСНУВАТИ ЛИШЕ В ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ОТОЧЕННЯХ; ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ ПОЛЕ ІСНУВАТИ НЕ МОЖЕ І СИЛОВІ ЛІНІЇ ЙОГО УРІВНЯЮТЬСЯ НА МЕНІ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ТА ПРОВІДНИКА СЕБ-ТО НА ПОВЕРХНІ ОСТАННЬОГО.

2. ВІТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ ДОРОГОЮ ІНДУКЦІЇ МОЖЛИВО ЛИШЕ В ПРОВІДНИКАХ, ПРИРОДА ЯКИХ ДОЗВОЛЯЄ ВІЛЬНЕ ПЕРЕСУНЕННЯ ЕЛЕМЕНТАРНИХ НАБОЇВ І З'ОСЕРЕДЖЕННЯ ІХ У ПЕВНИХ МІСЦЯХ ПРОВІДНИКІВ.

В ДІЕЛЕКТРИКАХ ТАКИЙ ЕФЕКТ РОЗДІЛУ ЕЛЕКТРИЧНОСТЕЙ РІЗНИХ ЗНАКІВ І З'ОСЕРЕДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ В ПЕВНИХ ЧАСТИНАХ ТІЛА МІСЦЯ МАТИ НЕ МОЖЕ І ЦІЛИЙ ПРОЦЕС ІНДУКЦІЇ МАЄ СВОЇМ ВИСЛІДОМ ЛИШЕ ПОЛЯРИЗАЦІЮ ДІЕЛЕКТРИКА.

§ 27. Візьмемо два діелектричні оточення, сталі діелектричні для яких виносять ϵ_1 та ϵ_2 . Пристосуємо до них взір /7/; тоді дістанемо:

$$\mathcal{E}_1 = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{q}{r^2};$$

$$\mathcal{E}_2 = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{q}{r^2};$$

/41/

звідкиля дістаємо

$$\mathcal{E}_1 \cdot \varepsilon_1 = \mathcal{E}_2 \cdot \varepsilon_2 = \text{Const.}$$

/42/

що можна також переписати:

$$\mathcal{E}_1 : \mathcal{E}_2 = \varepsilon_1 : \varepsilon_2;$$

/43/

себ-то НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В ДВОХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ОТОЧЕННЯХ СЮТЬ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО СТАЛИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЦИХ ОТОЧЕНЬ.

Вираз /42/ можна також переписати наступним чином

$$\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2 = \text{Const.}$$

/44/

себ-то що ВЕЛИЧИНА ІНДУКЦІЇ НЕ ЗМІНЮЄТЬСЯ ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОДНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ДО ДРУГОГО.

§ 28. Вище /§ 26/ було показано, що в тому випадку коли ми маємо два оточення, з яких одне з'являється ПРОВІДНИКОМ, а друге ДІЕЛЕКТРИКОМ, для всіх точок поверхні їхнього розподілу ТАНГЕНЦІАЛЬНА СКЛАДОВА НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВІНЕСИТЬ НУЛЬ $\mathcal{E}_t = 0$. Розглянемо тепер той випадок, коли ОБИДВА ОТОЧЕННЯ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ДІЕЛЕКТРИКАМИ. В цьому випадку для всіх точок поверхні розподілу двох оточень тангенціальна складова $\mathcal{E}_t$ вектора $\mathcal{E}$ буде загалом ВІДМІННОЮ ВІД НУЛЯ. Вище /§ 27/ ми бачили що величина $\mathcal{E}$ в кожному з двох діелектричних оточень має свою вартість /залежну від вартості сталої діелектричної кожного з оточень/. Отже як що згадані вартості позначимо через ε_1 та ε_2 , то загалом матимемо $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$. На границях кожного з діелектричних оточень у вислід поляризації повстануть певні електричні набой, що в поверхні розподілу названих оточень витворять певне поле. Це поле матиме напрямом, НОРМАЛЬНИМ ДО ПОВЕРХНІ РОСПОДІЛУ, а через те з двох складових вектора $\mathcal{E}$, воно зможе впливати лише на величину $\mathcal{E}_n$; вектор же $\mathcal{E}_t$ збереже спільну вартість для обох оточень. Таким чином у вислід нерівності: $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ та рівності $\mathcal{E}_t = \mathcal{E}_{2t}$ ми приходимо до нерівності $\mathcal{E}_{1n} \neq \mathcal{E}_{2n}$. Докладнішу залежність поміж останніми величинами ми встановимо на основі виразу /42/, спираючись на якій напишемо:

$$\varepsilon_1 \mathcal{E}_{1n} = \varepsilon_2 \mathcal{E}_{2n};$$

/45/

звідкиля знову дістанемо:

$$\mathcal{I}_{1n} = \mathcal{I}_{2n};$$

/46/

Отже бачимо, що ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОДНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ ДО ДРУГОГО НОРМАЛЬНІ СКЛАДОВІ ІНДУКЦІЇ ЗБЕРІГАЮТЬ СВОЮ ВАРТІСТЬ, А НОРМАЛЬНІ СКЛАДОВІ НАПРУЖЕННЯ ЗМІНЮЮТЬСЯ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЗМІН СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ.

Той факт що при переході від одного діелектричного оточення до другого тангенціальна складова вектора $\mathcal{E}$ змін не зазнає, а нормальна складова підпадає таким змінам, факт цей промовляє за те, що при згаданому вище переході СИЛОВІ ЛІНІЇ ЗАЗНАЮТЬ ЛАМАННЯ. Як що ми звернемося до рис. 49, то побачимо, що для першого оточення

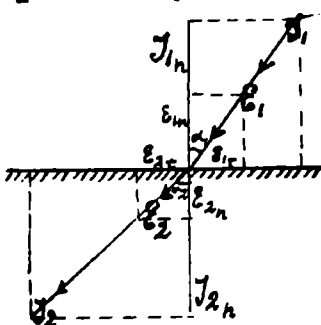


Рис. 49.

для другого:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mathcal{E}_{1t}}{\varepsilon_1} &= \text{tg} \alpha_1; \\ \frac{\mathcal{E}_{2t}}{\varepsilon_2} &= \text{tg} \alpha_2 \end{aligned} \right\} /47/$$

Отже, яко вислід умови:

$$\mathcal{E}_{1t} = \mathcal{E}_{2t}, \quad \varepsilon_1 \neq \varepsilon_2, \quad \text{дістаємо:}$$

$$\text{tg} \alpha_1 \neq \text{tg} \alpha_2; \quad /48/$$

що й стверджує факт ламання силових ліній.

Взявши на увагу, що $\epsilon_1 = \epsilon_2$ і що $\epsilon_1 \epsilon_2 = \epsilon_2 \epsilon_2$ зі вгорів /47/ дістанемо:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

/49/

дістаємо взір, який окреслює собою ЗАКОН ЛАМАННЯ СИЛОВИХ ЛІНІЙ. Як бачимо з нього ПРИ ПЕРЕХОДІ ВІД ОТОЧЕННЯ З МЕНШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ ДО ОТОЧЕННЯ З БІЛЬШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ СИЛОВІ ЛІНІЇ ВІДХИЛЯЮТЬСЯ ВІД НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ РОСПОДІЛУ ДВОХ НАЗВАНИХ ОТОЧЕНЬ.

Коли ми візьмемо однорідне поле, то дістанемо при цьому картину, показану на рис. 50. Як бачимо з цього рисунку В ОТОЧЕННІ З БІЛЬШОЮ СТАЛОЮ ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ /II/ СИЛОВІ ЛІНІЇ РОЗМІЩУЮТЬСЯ Г У С Т І Ш Е ніж в оточенні з меншою сталою діелектричною /I/. Таким чином уміщене до певного оточення тіло з діелектричною сталою, більшою від діелектричної сталої названого оточення, згущуватиме в собі силові лінії електричного поля. Приклад цього ми бачимо на рис. 51, де показано вплив на розподілення силових ліній однорідного поля, введення до нього діелектричного тіла кільцевої форми.

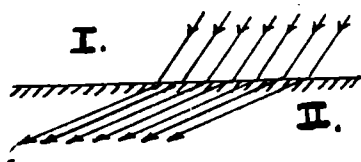


Рис. 50.

Як що би подібне кільце ми виготовили з провідника, то силові лінії уривалися б на його поверхні й у цьому випадку ми мали би картину, показану на рис. 51-А.

§ 29. Дорогою математичного аналізу можна показати, що ВІСЬКА СИСТЕМА НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ТІЛ ТВОРИТЬ СОБОЮ СИСТЕМУ КОНСЕРВАТИВНУ;

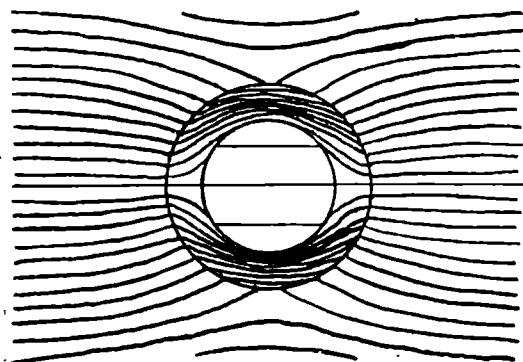


Рис. 51.

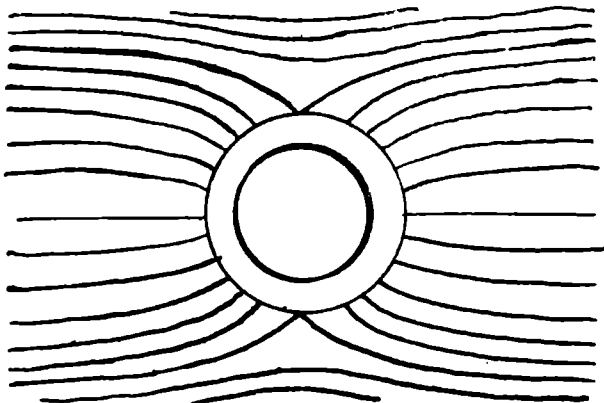


Рис. 51-А.

однією з властивостей, які характеризують таку систему, є те, що ПРИ ДОВЕРШЕННІ СИЛАМИ, ЩО ДІЮТЬ ВНУТРІ СИСТЕМИ, БУДЬ-ЯКОЇ ПРАЦІ, ВАРТІСТЬ ОСТАННЬОЇ ЗА-

ЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД ПОЧАТКОВОГО ТА КІНЦЕВОГО СТАНУ СИСТЕМИ, І НЕ ЗАЛЕЖИТЬ У НАЙМЕНШІЙ МІРІ ВІД ТИХ ПРОМІЖНИХ СТАНІВ, ЧЕРЕЗ ЯКІ ПРОЙШЛА СИСТЕМА.

Розглянемо систему наелектризованих тіл q_1, q_2, q_3, q_4 /рис. 52/.

Така система витворює електричне поле, що в кожній своїй точці характеризується певним напруженням E . Останнє визначає собою величину електричної сили, з якою поле діє на +1 електричності. Умістимо таку +1 електричності до точки M поля. Вважатимемо при цьому, що всі наші маси q_1, q_2, q_3, q_4 стало перебувають в супокі і що лише маса +1 може відбувати різні переміщення в полі.

Поставимо собі завдання обчислити працю, яку необхідно довершити при переміщенні названої маси від точки поля M до точки M_1 . Як нами було зазначено вище, величина такої праці залежить лише від початкової та кінцевої точки траекто-

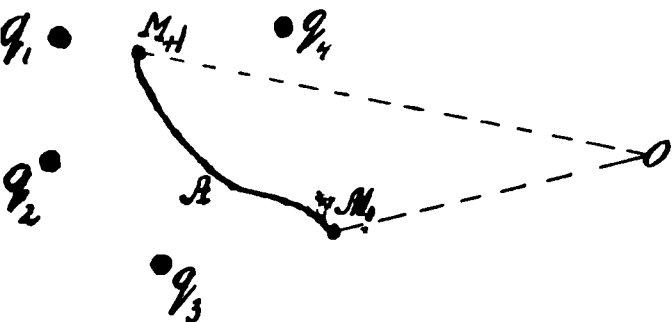


Рис. 52.

рії маси $+I$ і не залежить від вигляду цієї траєкторії. Отже праця A , довершена при переміщенні $+I$ від точки M до точки M_1 , вздовж лінії MM_1 , не змінила би своєї вартості і в тому випадку, коли би таке переміщення відбулося якоюсь іншою дорогою, наприклад $MO M_1$. Точку O ми взяли при цьому довільно; положення її може бути яким завгодно, зокрема БЕЗКОНЕЧНО-ВІДДАЛЕНИМ.

Умовимось ПРАЦЮ, ДОВЕРШЕНУ СИСТЕМОЮ НАЕЛЕКТРИЗОВАНИХ ТІЛ ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ З ДАНОЇ ТОЧКИ M НА БЕЗКОНЕЧНІСТЬ, АБО НАВПАКИ З БЕЗКОНЕЧНОСТІ ДО НАЗВАНОЇ ТОЧКИ $+I$ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, НАЗИВАТИ ЕЛЕКТРИЧНИМ ПОТЕНЦІАЛОМ В ТОЧЦІ M .

З того факту, що для переміщення з даної точки на безконе-
чність /чи навпаки/ $+I$ електричності ПРИ ВСЯКИХ УМОВАХ ПОТРІБУЄТЬСЯ ДОВЕРШЕННЯ ВСЕ ТІєї Ж ПРАЦІ слідує, що В ДАНІЙ ТОЧЦІ ПОЛЯ ПОТЕНЦІАЛ МАЄ НЕЗМІННУ ВАРТІСТЬ. Кождій точці поля /при незмінному положенні елект-
ричних мас/ відповідає таким чином ПЕВНА, СТАЛА ВАРТІСТЬ потенціалу.

Як що для взятого нами прикладу потенціал у точці M зазначи-
мо через v , а в точці M_1 через v_1 , то праця A , довершена при
переведенні $+I$ електричності від точки M до точки M_1 /дорогою $MO M_1$,
і всякою іншою/ визначиться виразом:

$$A = v - v_1; \quad /50/$$

/бо праця при переході від точки M до точки O виносить v , при пе-
реході від M_1 до O виносить v_1 , а при переході від O до M_1 -
 $-v_1$ /. Приходимо до наступного важливого висновку: ПРАЦЯ, ДОВЕРШЕНА
ЕЛЕКТРИЧНИМИ СИЛАМИ, ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ ВІД ОДНІєї ТОЧКИ ПОЛЯ ДО ДРУГОЇ
 $+I$ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ВИЗНАЧАЄТЬСЯ РІЗНИЦЕЮ ПОТЕНЦІАЛІВ У ЦИХ ТОЧКАХ.

Покладаючи у взорі /50/ $v - v_1 = 1$, дістаємо: $A = 1$. Отже приходи-
мо до такого висновку: ЗА ОДИНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛА В СИСТЕМІ /С.Г.С./ СЛІД
ПРИНЯТИ РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ У ДВОХ ТАКИХ ТОЧКАХ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ, ПРИ
ПЕРЕМІЩЕННІ ВІД ОДНІєї З ЯКИХ ДО ДРУГОЇ ОДНІєї ЕЛЕКТРАСТАТИЧНОЇ ОДИНИЦІ, ДО-
ВЕРШЕТЬСЯ ПРАЦЯ В ОДИН ЕРГ.

Таким чином маємо:

$$\left| \text{Одиниця різниці потенціалів} \right| \times \left| \text{Абсолютна елек-} \right| = \left| \text{Ерг.} \right| /51/$$

трична одиниця

Крім наведеної теоретичної одиниці, існує ще практична одиниця, що називається В О Л Ь Т О М /на честь славетнього італійського фізика ВОЛЬТІ /*Volta*, 1745-1827/ професора університету в Павії, відомого ві своїх історичних досліджень над з'явищами гальванізму/.

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ один. /С.Г.С./}$$

В О Л Ь Т / $\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}$ од. С.Г.С. / УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ,
ПРИ ЯКІЙ ПЕРЕМІЩЕННЯ ОДНОГО К У Л О Н А ВИМАГАЄ ДОВЕРШЕННЯ ПРАЦІ В
ОДИН Д Ж У Л Ь / 10^7 ергів/. Отже маємо:

$$\text{ВОЛЬТ} \cdot \text{КУЛОН} = \text{ЕРГ.} \quad /52/$$

Як що би ми взяли електричну масу не $+I$, а q , то при переміщенні
її від точки, що має потенціал v , до точки, що має потенціал v_1 , до-
велось би довершити працю:

$$A = q(v - v_1) = q v_1; \quad /53/$$

Останній загальний зв'язок дозволяє нам встановити ВИМІР потенціалу.
Отже дістаємо:

$$|V| = \frac{|R|}{|Q|} = \frac{|L^{\frac{1}{2}} M T^{-2}|}{|L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|} = |L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|; \quad /54/$$

§ 30. Нехай ми маємо /рис.53/ електричну масу q . Поставимо собі завдання обчислити вартість потенціала V в точці M поля, створеного названою масою. Потенціал V уявляє собою ту працю, яку необхідно довершити для переведення +1 електричності з точки M на безкінечне віддалення. Таке переведення можна здійснити будь якою дорогою /див. попередній §/, зокрема здовж простої, що лучить точку M в положенням маси q . Візьмемо на цій простій точку M_1 досить близьку до точки M . Безкінечно-малий відступ по між названими точками означимо

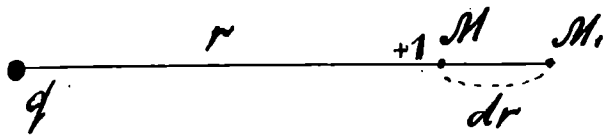


Рис. 53.

через dr . Вартість потенціалу в точці M_1 буде $V_1 = V + dV$. Різниця потенціалів $V - V_1 = -dV$ визначить собою працю, довершену при переміщенні +1 електричності з точки M до точки M_1 . Ця праця R окреслиться з другого боку виразом $R = \int F \cdot dr$, де F означає електричну силу. Вартість останньої в точці M виноситиме $F = q/z^2$; в точці M_1 ця вартість буде трохи відмінною, в зв'язку зі зміною віддалення z на величину dr , але з причини незначності останньої величини ми без особливої помилки можемо вважати, що на цілому інтервалі MM_1 , сила F зберігає сталу вартість q/z^2 . Отже для величини праці R дістанемо наступний вираз:

$$R = \frac{q}{z^2} \cdot dz \dots /55/$$

На основі рівенства $-dV = R$, звідцільа дістанемо:

$$-dV = \frac{q}{z^2} \cdot dz \dots /56/$$

А це дає:

$$V = \frac{q}{z} + C \dots /57/$$

Щоби визначити довільну сталу C покладемо у виразі /57/ $z = \infty$. При цій умові величина V має рівнятися нулю, бо потенціал точки, що знаходиться на безкінечному віддаленні, виносить нуль. Отже дістаємо $C = 0$. Таким чином остаточно маємо:

$$V = \frac{q}{z} \dots /58/$$

В тому випадку коли в нас є де-кілька електричних мас $q_1, q_2, \dots, q_n$ /рис. 54/ вислідний потенціал V в точці поля M уявляє собою суму парціальних потенціалів $V_1, V_2, \dots, V_n$. Отже дістаємо:

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^{i=n} V_i \dots /59/$$

або:

$$V = \frac{q_1}{z_1} + \frac{q_2}{z_2} + \dots + \frac{q_n}{z_n} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{q_i}{z_i} \dots /60/$$

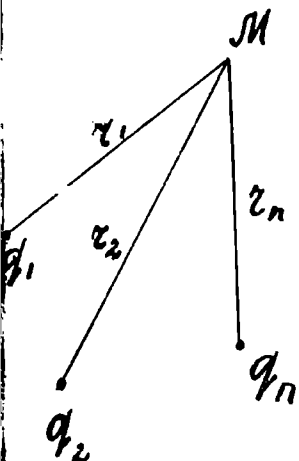


Рис.54.

§ 31. Розглянемо якесь електростатичне поле, вартости потенціалу в різних точках якого є нам відомі. Виберемо сукупність точок, в яких потенціал має все ту ж вартість V . Геометричне місце таких точок уявить собою поверхню, яку ми назовемо ПОВЕРХНЕЮ РІВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ або ЕКВІПОТЕНЦІАЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ. Взавши нову сукупність точок, якій відповідатиме все та ж вартість потенціалу V , ми дістанемо нову еквипотенціальну поверхню. Таких поверхней ми можемо, видимо, провести в полі необмежену кількість; кожній з них відповідатиме своя означена вартість потенціалу. З поданого вище визна-

чення. Взявши нову сукупність точок, якій відповідатиме все та ж вартість потенціалу V , ми дістанемо нову еквипотенціальну поверхню. Таких поверхней ми можемо, видимо, провести в полі необмежену кількість; кожній з них відповідатиме своя означена вартість потенціалу. З поданого вище визна-

чення безпосередньо слідую, що ДВІ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНІ ПОВЕРХНІ НЕ МОЖУТЬ ВЗАЄМНО ПЕРЕТІНАТИСЯ. Справді, коли б це сталося в місці зустрічі двох поверхней, ми мали б якусь одну вартість потенціалу; а це неможливо, бо кожній поверхні відповідає властива їй вартість потенціалу.

При переміщенні від точок поверхні одного потенціалу до точок поверхні другого потенціалу + і електричності довершується праця, що міряється різницею цих потенціалів. ПРИ ПЕРЕМІЩЕННІ + і ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЗДОВЖ ТІєї АБО ІНШОЇ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ ПРАЦЯ R ВІНОСИТЬ НУЛЬ. А в виразу $R = F \cdot l \cdot \cos(\angle F, l)$ ми бачимо, що величина R може оберта- тися в нуль лише в двох випадках: 1/ $\angle F = 0$; 2/ $\cos(\angle F, l) = 0$.

Перший випадок, коли сила поля вносить нуль, немає чого розгля- дати; другий випадок каже нам про те, що кут по-між напрямком діяння си- ли електричного поля та напрямком пересунення має вносити 90° . Отже приходимо до наступного важливого висновку: В КОЖНІЙ ТОЧЦІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧ- НОГО ПОЛЯ ЕЛЕКТРИЧНА СИЛА ЗБІГАЄТЬСЯ ПО НАПРЯМКУ З НОРМАЛЕЮ ДО ЕКВИПОТЕН- ЦІАЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ, ЩО ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ЦЮ ТОЧКУ.

Свого часу ми зазначили, що сила поля має напрямок дотичної до си- лової лінії в данній її точці. Отже бачимо що СИЛОВІ ЛІНІЇ ПЕРЕТІНАЮТЬ ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНІ ПОВЕРХНІ НОРМАЛЬНО. Це можна бачити з рисунків 55, 56, на я- шому тьглыми лініями зазначено силові лінії, а крапкованими - лінії зустрі- чі з площею рисунку ЕКВИПОТЕНЦІАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕЙ, НА ДРУГОМУ-НАВПАКИ.

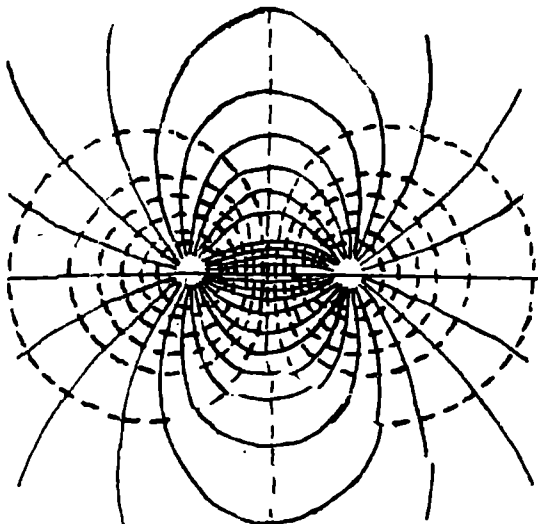


Рис. 55.

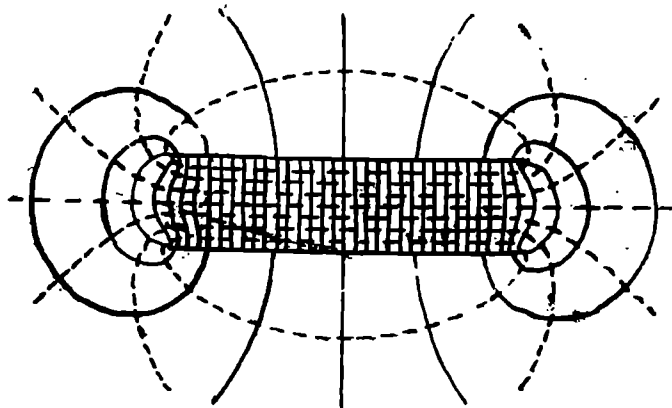


Рис. 56.

Нехай під впливом напруження електричного поля E + і електричності переміщується в цьому полі. Розглянемо перехід її від точки M (Рис. 57) поверхні потенціалу V до точки M' поверхні потенціалу $V' = V + dV$. Довершена при цьому праця R визначиться виразом: $R = E \cdot dr \cdot \cos \alpha$, де α означає кут по між напрямком пересунення + і електричності та напрямком нормалі N вздовж якої діє вектор E .

Але $dr = \frac{dn}{\cos \alpha}$, де dn означає від- ступ по між двома поверхнями, відрахований по нормалі. Отже дістанемо: $R = E \cdot dn$

х/ При переході від точки M' до точ- ки M , праця електричних сил вносить нуль. Отже бачимо, що праця при пересуненні + і електричності вздовж дороги MM' , є рівна праці при пересуненні вздовж дороги $M'M$, а це є показником того, що система наелектри- зованих тіл є система КОНСЕРВАТИВНА.

Рис. 57.

Праця R визначається різницею потенціалів, себ-то: $R = \varphi - \varphi_1$, звідки-
ля дістанемо: $E \cdot dn = \varphi - (\varphi + d\varphi)$; а це дає:
$$E = - \frac{d\varphi}{dn} \quad \dots \quad /61/$$

себ-то: НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ РІВНЯЄТЬСЯ ВЗЯТІЙ З ПРОТИВНИМ
ЗНАКОМ ПОХІДНИЙ ВІД ПОТЕНЦІАЛУ ПО НОРМАЛІ. Абсолютна вартість цієї по-
хідної подає нам величину потенціалового СПАДУ при переході від точок
першої поверхні до точок другої поверхні ЗДОВЖ НОРМАЛІ. Коли цей пере-
хід відбувається в якомусь іншому напрямку, наприклад у напрямку MM_1 ,
то величина потенціалового спаду окреслюється виразом $- d\varphi/dr$ при чо-

му $\left| \frac{d\varphi}{dr} \right| < \left| \frac{d\varphi}{dn} \right|$. Як що $\alpha = 90^\circ$, ми з виразу: $dr = dn \cdot \cos \alpha$ ді-
стаємо $dr = 0$, а через те $\frac{d\varphi}{dr} = 0$, що ще раз каже нам про те, що при
пересуванні здовж поверхні вартість потенціалу не змінюється. Отже бачи-
мо, що НАЙБІЛЬШИЙ СПАД ПОТЕНЦІАЛУ МАЄ МІСЦЕ ЗДОВЖ НОРМАЛІ ДО ПОВЕРХНІ ОД-
НАКОВОГО РІВНЯ. Цю найбільшу вартість потенціалового спаду, взяту з до-
датним знаком, ми назовемо потенціаловим ГРАДІЄНТОМ, зазначаю-
чи це символічно так:

$$E = - \text{grad. } \varphi \quad \dots \quad /62/$$

Потенціал є величина скалярна, але градієнт характеризується певним на-
прямком, а через те він уявляє собою ВЕКТОР.

Зі виразів $d\varphi = -E \cdot dn$, та $d\varphi = -E \cdot \cos \alpha \cdot dr$ дістаємо наступні вирази:

$$\varphi = - \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} E \cdot dn ; \quad \varphi = - \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} E \cdot \cos \alpha \cdot dr \quad \dots \quad /63/$$

що по вартостях напруження електричного поля E_1 та E_2 дозволяють обчи-
слити різницю потенціалів по між точками двох відповідних еквипотенці-
альних поверхней.

§ 32. Поняття потенціалу є в значній мірі універсальним. З нього
в великим успіхом можна користати при описі не лише електростатичного, а
і всякого іншого поля; відповідно до цього в науці вживається термінів:
магнетний потенціал, гравітаційний потенціал і т.д. Так саме широко вжи-
вається і поняття про градієнт.

З попереднього викладу ми бачимо, що рух електричних має від од-
них точок поля до других може відбуватися лише тоді, коли вартості по-
тенціалу в цих точках з'являються НЕОДНАКОВИМИ.

Таким чином РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ Є ПРИЧИНОЮ РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.
Коли ми тепер звернемося до гідродинамічних явищ, то побачимо, що там
рух води завжди має своєю причиною РІЗНИЦЮ РІВНІВ вільної водної по-
верхні. Таким чином названі рівні ми маємо розглядати, як ЕКВИПОТЕНЦІ-
АЛЬНІ ПОВЕРХНІ в гравітаційному земному полі. Праця електричних сил, як
ми вище показали, окреслюється виразом: $q(\varphi - \varphi_1)$; так само праця граві-
таційних сил при переході маси води m від рівня h до рівня h_1 визна-
чається виразом $mg(h - h_1) = \rho(h - h_1)$. Як бачимо один процес є
дуже подібним до другого. На цьому прикладі ми маємо певну механічну ана-
логію, яка полегшує нам засвоєння поняття потенціалу.

§ 33. Вище ми зазначили, що рух електричності відбувається там
де існує різниця потенціалів. В провідниках, зокрема металах, електрич-
ність володіє повною волею руху; і через те, коли в даному провіднику
електричність перебуває в стані рівноваги, ми маємо сказати, що В УСІХ
ТОЧКАХ ПРОВІДНИКА ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ МАЄ ВСЕ ТУ ж ВАРТІСТЬ. Отже зар-
тість потенціалу не змінюється не лише при переміщенні від одних точок
поверхні провідника до інших її точок, а також і при переході до точок
внутрішніх частин провідника. Правдивість наведеного легко ствердити на
досвіді. Для цього /рис.58/ прилучимо один кінець дроту до кувальки елек-

троскопу, а другим (ізолюваним) почнемо дотикатися до різних точок / як

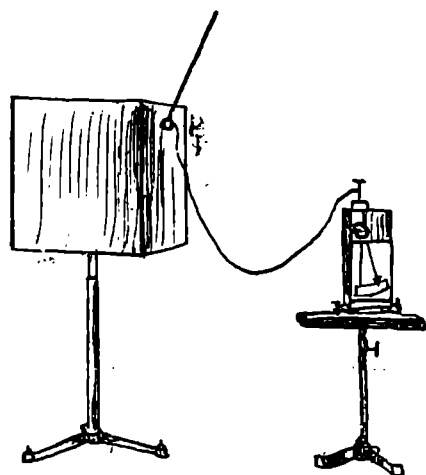


Рис.58.

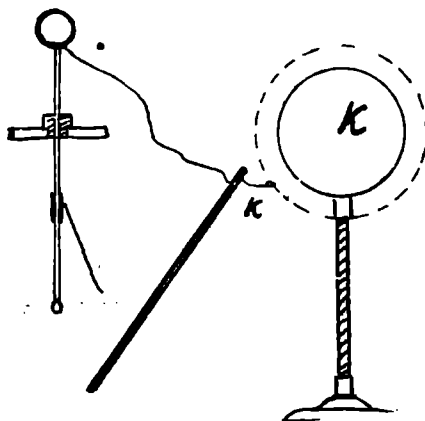


Рис.59.

зовнішніх, так і внутрішніх / наелектризованого провідника. Тоді побачимо, що весь час розходження листочків лішатиметься все тим же.

До висновку, що потенціал в усіх точках провідника має все ту ж вартість можна прийти ще й іншою дорогою. Ми бачили, що всередині провідника електричне напруження є рівним нулю. А через те й праця $\mathcal{E}$ електричних сил вино-

сить нуль. Як що через $\mathcal{V}$ зазначимо потенціал однієї з точок поверхні, а через $\mathcal{V}'$ - потенціал однієї з внутрішніх точок, то дістанемо $\mathcal{E} = \mathcal{V} - \mathcal{V}'$, звідки $\mathcal{V}' = \mathcal{V}$.

В діелектричному оточенні потенціал у різних його точках є рівним. Як що ми пересуватимемо вільний кінець дроту /рис.59/ в полі, витвореному кондуктором $\mathcal{K}$, то в залежності від наближення до останнього, діставатимемо різні відхилення електроскопу /система електроскоп-дріт матиме при цьому потенціал тієї точки поля, в якій міститься вільний кінець $\mathcal{K}$ дроту/.

З викладеного вище слідує, що ВСЯКА ПОВЕРХНЯ, ПОВЕДЕНА ВНУТРИ ПРОВІДНИКА, БУДЕ ПОВЕРХНЕЮ РІВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ. Також зокрема буде ПОВЕРХНЯ САМОГО ПРОВІДНИКА. Той факт, що всі точки провідника, в умовах рівноваги в ньому електричності, мають спільну вартість потенціалу, подає нам нове освітлення в явища електростатичної індукції. Розглянемо в електростатичному полі поверхні рівних потенціалів: $\mathcal{V}_1, \mathcal{V}_2$ /рис.60/.

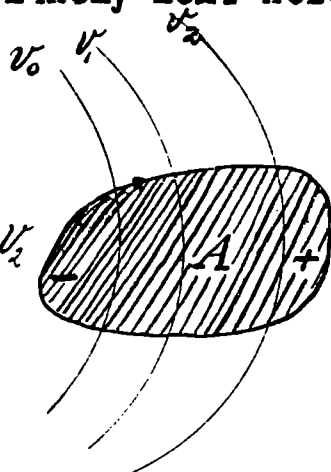


Рис.60.

Як що ми до цього поля вмістимо провідник $\mathcal{A}$, то з'являтиметься в ньому додатні набої /рис.61/ і посуватимуться в напрямку СПАДУ потенціалу /від $\mathcal{V}_1$ до $\mathcal{V}_2$ /, а набої від'ємні переміщуватимуться в протилежному напрямку, себто в напрямку ЗРОСТУ потенціалу /від $\mathcal{V}_2$ до $\mathcal{V}_1$ /, аж поки в усій частині поля, виповненій провідником $\mathcal{A}$ НЕ ВСТАНОВИТЬСЯ ОДНАКОВИЙ ПОТЕНЦІАЛ /в правій частині провідника додатні набої піднеситимуть вартість потенціалу, в лівій частині від'ємні набої її знижуватимуть/. Таким чином, не знаючи нічого про ті електричні маси, що справили поле, і маючи перед собою лише картину розподілення еквіпотенціальних поверхней, ми в стані визначити перебіг процесу електростатичної індукції, бо як допіру бачили, ПРОВІДНИК, УМІЩЕНИЙ ДО ЕЛЕКТРостатичного поля в частині своєї, що відповідає точкам поля з нижчим потенціалом, ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ ДОДАТНО, А В ЧАСТИНІ, що відповідає точкам поля з вищим потенціалом, ЕЛЕКТРИЗУЄТЬСЯ ВІД'ЕМНО.

§ 34. Зі звору $\mathcal{V} = q/r$ слідує, що для даної точки поля / $r = \text{const}$ / ВАРТІСТЬ ПОТЕНЦІАЛУ є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ВЕЛИЧИНИ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ q . Таким чином, узявши якийсь провідник $\mathcal{A}$ /рис.61/ і надавши йому спочатку набій q , а потім $Q = nq$, ми матимемо в точці $\mathcal{M}$ потенціали: спершу $\mathcal{V} = q/r$, а потім $\mathcal{V}' = \frac{Q}{r} = n \cdot \frac{q}{r} = n\mathcal{V}$. Величина

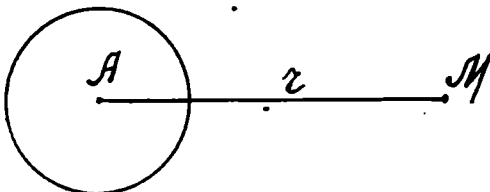
q завжди має КОНЕЧНУ вартість. Отже при $r = \infty$ ми дістаємо $\mathcal{V} = 0$, себто при всяких умовах ПОТЕНЦІАЛ БЕЗКОНЕЧНО-ВІДДАЛЕНОЇ ТОЧКИ є НУЛЬ.

Нехай ми маємо якийсь провідник, при чому набій q електризує цей провідник до потенціалу $\mathcal{V}$, а набій q' - до потенціалу $\mathcal{V}'$. Тоді

на основі того, що вартість потенціалу є пропорціональна до величини набою ми зможемо написати:

$$V = \alpha q; \quad V' = \alpha q' \dots \dots \dots /64/$$

де α означає відповідний множник пропорційності. Зі зворів /64/ дістаємо:



$$\frac{q}{r} = \frac{q'}{r'} = \frac{1}{\alpha} = C = \text{Const} \dots \dots \dots /65/$$

Рис. 61.

Як бачимо, ДЛЯ ВСЯКОГО ПРОВІДНИКА СТОСУНОК НАБОЮ ДО ПОТЕНЦІАЛУ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ. Цю величину ми назовемо ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЮ провідника. Таким чином дістаємо три наступні зворі:

ри:

$$\frac{q}{V} = C; \quad q = C \cdot V; \quad V = \frac{q}{C} \dots \dots \dots /66/$$

що зв'язують по між собою кількість електричності q , потенціал V та електрозабірність C .

Знайдемо вимір величини C . Перший зі зворів /66/ дає:

$$|C| = \frac{|Q|}{|V|} = \frac{|L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}|}{|L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}|} = |L| \dots \dots \dots /67/$$

Як бачимо, ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ МАЄ ВИМІРОМ ДОВЖИНУ. Таким чином у системі $1 c g s$ за одиницю електрозабірності належить прийняти САНТИМЕТР.

Щоби загалом прийти до встановлення ОДИНИЦІ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ маємо в першому зі зворів /66/ покласти: $q=1$; $V=1$; тоді дістанемо $C=1$, себ-то: ЗА ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ СЛІД ПРИНЯТИ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ТАКОГО ТІЛА, НАДАННЯ ЯКОМУ НАБОЮ В ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРИЗУ Є ЙОГО ПОТЕНЦІАЛУ В ОДИНИЦЮ. Для системи $1 c g s$ матимемо:

$$\begin{aligned} \text{ОДИНИЦЯ ЕЛЕКТРО-} &= \frac{\text{А Б С О Л Ю Т Н А}}{\text{ЕЛЕКТРОСТ. ОДИНИЦЯ}} = \\ \text{ЗАБИРНОСТІ } 1 c g s &= \frac{\text{О Д И Н И Ц Я}}{\text{ПОТЕНЦІАЛУ } 1 c g s} = \\ &= \text{С А Н Т И М Е Т Р}; \end{aligned} \quad /68/$$

Практичною одиницею електрозабірності є ФАРАД /таку назву взято на честь Михайла Фарадея/. Ця одиниця визначається виразом:

$$| \text{ФАРАД} | = \frac{| \text{КУЛОН} |}{| \text{ВОЛЬТ} |} = \frac{3 \cdot 10^9}{\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}} \text{ см.} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.} \dots \dots \dots /69/$$

Фарад є одиницею дуже великою; через те на практиці вживається одиниці меншої, а саме МІКРОФАДА

$$\text{МІКРОФАРАД} = 0,000\,001 \text{ ФАРАДА} = 9 \cdot 10^5 \text{ см.} = 9 \text{ килон.} \quad /70/$$

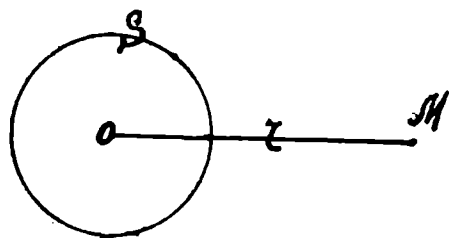
І мікрофарад є одиницею досить значною; так, наприклад, електрозабірність земної кулі виносить усього лише 708 мікроф.

§ 35. Звернемося до обчислення потенціалу в точках поля, витвореного СФЕРИЧНИМ ПРОВІДНИКОМ. Свого часу ми показали, що акція наелектризованої сфери є такою, як ніби то увесь розподілений на ній набій q був зосереджений в центрі сфери. Отже, як до віддалення даної

точки M від осередку сфери S /рис. 62/ ми позначимо через r , то дістанемо $r = R$.

Візьмемо точку M на самій поверхні сфери; тоді матимемо $r = R$, де R є дуч сфери, а через те

$$V = \frac{q}{R} \quad /71/$$



себ-то ПОТЕНЦІАЛ СФЕРИЧНОГО ПРОВІДНИКА ВИЗНАЧАЄТЬСЯ СТОСУНКОМ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ ДО ДУЧА СФЕРИ.

Порівнюючи виір /71/ зі ввором $V = \frac{q}{C}$ дістаємо:

$$C = R \quad /72/$$

Рис. 62.

себ то: ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ СФЕРИЧНОГО ПРОВІДНИКА Є РІВНА ЙОГО ДУЧУ.

Рівенство $C = R$ показує, що зі зростом дуча кулі R зростає і величина C . Отже приходимо до висновку, що ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ПРОВІДНИКА ЗРОСТАЄ ЗІ ЗБІЛЬШЕННЯМ ЙОГО ПОВЕРХНІ.

Є натуральним, що одночасово з цим МАЛІЄ ПОТЕНЦІАЛ ПРОВІДНИКА. В цьому легко пересвідчитися на досвіді; візьмемо, наприклад, два кондуктори й наелектризуємо один з них; ополучивши його з електроскопом, дістанемо певне розходження листочків; як до цього кондуктора прилучимо тепер другий - нейтральний, то побачимо, що листочки електроскопу спали. Виготуємо зі станіолу штору, яку навито на шкляний валець. Наелектризувавши цю штору, будемо її розкручувати; тоді побачимо, що розходження долучених до нижньої частини штори бузинових кульок зменшується. При накрученні штори воно навпаки зростає.

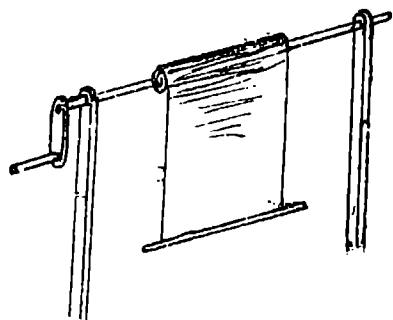


Рис. 63.

У вислід дуже значних розмірів земної кулі $R = 637,10^6$ см. /електрозабірність її з'являється надзвичайно великою. А через те, які набої ми їй не надавали б, потенціал її не знає в найменшій мірі помітних змін. З цих причин на практиці ми ПРИЙМАЄМО ПОТЕНЦІАЛ ЗЕМЛІ РІВНИМ НУЛЮ. Отже нульовий потенціал матиме і всякий "заземлений" /себ-то злучений з землею/ провідник.

§ 36. Електричний потенціал земної кулі ми умовилися вважати нульовим потенціалом. Отже потенціал V в даній точці електричного поля нам буде відомий, як що ми знайдемо різницю поміж цим потенціалом і потенціалом Землі V_0 . Пристрої, за поміччю яких переводяться поміри такої різниці потенціалів, дістають назву ЕЛЕКТРОМЕТРІВ.

Основа конструкції цих пристроїв полягає на тому, що тіло, потенціал якого ми хочемо знайти, приводиться в електричне сполучення /поміччю металевого дроту/ з відповідною частиною пристрою /ізолюваною від землі/, на яку таким чином переходить у певній мірі електричний набій. Електрозабірність пристрою є невзначною, а через те сполучення з ним даного тіла не впливає помітно на величину його набоїв. Система: дане тіло - металевий дріт - електрометр уявляє собою єдиний провідник, що у всіх точках своїх має все той же потенціал; отже знайшовши потенціал відповідної частини електрометра, ми тим самим знайдемо і потенціал даного тіла. А про величину першого з них ми міркуємо на основі того силового ефекту /притягального чи відштовхального/, який справляє наелектризована нерухома частина електрометра на відповідну рухома його частину.

Зазначимо через Q набій провідника, через V його потенціал, через C - електрозабірність. Електрозабірність пристрою нехай буде c . Тоді до злучення провідника з електрометром ми матимемо: $Q = V \cdot C$, а після злучення в них: $Q = (C + c) \cdot V'$, де $V' < V$. Для того, щоб потенціал V' невзначно відрізнявся від V , необхідно, щоб величина c була досить малою в порівнянні до величини C . Зі ввору $Q = C \cdot V + c \cdot V'$ бачимо, що на електрометр припадає частина цілого набою Q , рівна $c \cdot V'$.

Зазначимо її через q . Як що ця величина в порівнянні до Q є незначною, то ми без особливої помилки можемо прийняти: $v' = v$. А тоді вираз $q = c v'$ можемо замінити виразом $q = c v$, що нам дає:

$$v = \frac{1}{c} \cdot q = k \cdot q \dots \dots \dots /73/.$$

де $k = \frac{1}{c}$ є певна константа. Таким чином приходимо до наступного практично-важливого висновку: ВЕЛИЧИНА ПОТЕНЦІАЛУ, ВИМІРЯНОГО ЕЛЕКТРОМЕТРОМ, Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ВЕЛИЧИНИ НАБОЮ, ЩО ПЕРЕНЕСЕ НА ОСТАННІЙ.

Одні конструкції електрометрів дозволяють переводити лише ЗГЛЯДНІ поміри потенціалів, інші дають можливість переводити поміри АБСОЛЮТНІ, при яких величина потенціалу безпосередньо обчислюється у відповідних одиницях /вольтх/.

За електрометр першого типу ми можемо вважати всякий добре виготований ЧУТЛИВИЙ ЕЛЕКТРОСКОП; прикладами таких електрометрів можуть служити ЕЛЕКТРОМЕТРИ ЕКСНЕРА та КОЛЬБЕ /рис.64 та 65/. Перший з них уявляє

чувливий електроскоп з двома дегенськими листочками, виготовленими з глиня Al . Відхилення листочків од прямовісного положення є пропорціональним до величини набою, а через те, на основі зазначеного вище, пристрій може вживатися в ролі електрометра. Для обрахунку величини відхилень служить шкала SS' . Дві рухомі металеві плити P та P_1 служать для охорони листочків од ушкоджень; при перенесенні пристрою з місця на місце вони посуваються до середини, під час праці розсуваються в боки. Електрометр Кольбе уявляє собою тип чувливого електроскопу з ОДИНМ РУХОМИМ ЛИСТОЧКОМ.

Простішим абсолютним електрометром є електрометр Брауна /рис.66/. Головну його súčasтку складає легка глинява голка L , підвішена на

поземій воси таким чином, що осередок тягару голки лежить трохи нижче від названої воси. Голка тримається на двох металевих ізольованих стрижнях a та b . При алученні електрометра з далім тілом електряться відразу голка L і обидва стрижні. У вислід відпихальної акції голка відходить від свого прямовісного положення, причому її відхилення фіксуються за помічну шкалу SS' . Остання проступіньована на вольти й таким чином пристрій дає можливість безпосе-

редньо знаходити абсолютну вартість потенціалу. Найліпше пристрій дозволяє переводити поміри в межах од 100 до 10.000 вольтів. При потенціалах вищих виявляється недостатність ізоляції, при потенціалах нижчих пристрій не є в належній мірі чувливим.

Перейдемо до ознайомлення з АБСОЛЮТНИМ ЕЛЕКТРОМЕТРОМ ТОМОНА /William Thomson, пізніше Lord Kelvin, 1824-1907, видатний англійський фізик/.

Уявимо собі металевий значних розмірів диск A /рис.67/, алучений зі Землею; нехай над цим диском міститься другий диск B , підвішений до одного з плеч коромисла чувливої ваги. Як що диск B ополучимо з далім наелектризованим тілом M , потенціал v якого ми маємо на меті поміряти, то названий диск втворює поле, яке в середній своїй частині

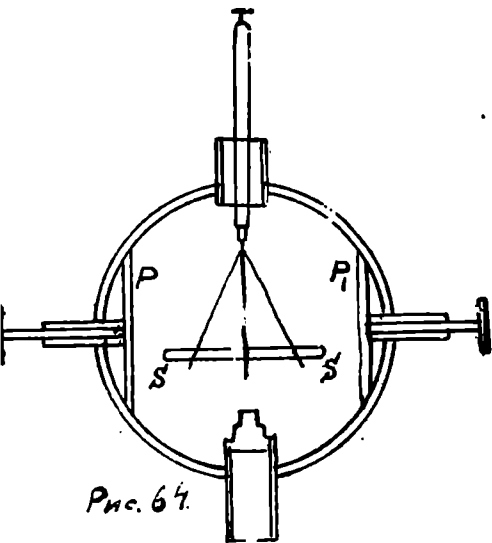


Рис. 64.

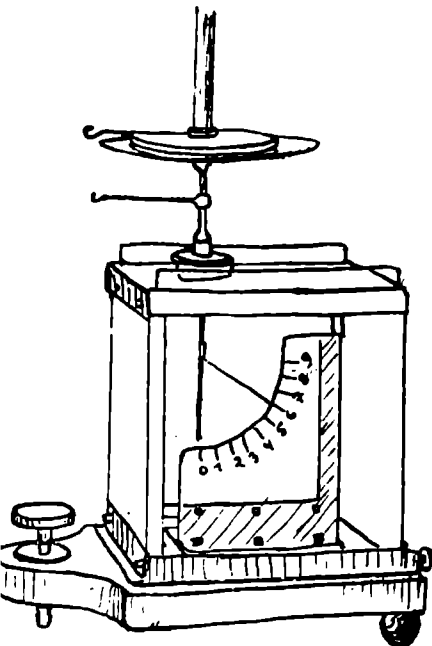


Рис. 65.

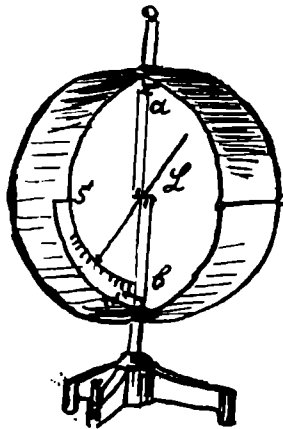


Рис. 66.

буде однорідним, але відступатиме від цієї однорідності в частинах крайніх; такий дефект у значній мірі можна усунути, отримавши диск "охоронним" кільцем C і злучивши його останнім провідником. У цих умовах поле не закінчується на краях диску B , а поширюватиметься далі, через що поверхнева густина електричності σ крайніх частин диску не буде більшою від густоти частини середньої. Отже поле по-між дисками B та A буде при такому стані ОДНОРІДНИМ, при чому його силові лінії будуть прямовисні до поверхней обох дисків. Пристосуємо до даного випадку Гаусову теорему. Тоді для бічної поверхні матимемо: $\cos(\epsilon, n) = 0$, $J_1 = \epsilon \cdot S \cdot \cos(\epsilon, n) = 0$. Потіки індукції J_2 та J_3 через верхню та нижні поверхні так само виноситимуть нуль бо всередині металевих дисків $\epsilon = 0$. Отже маємо: $J = J_1 + J_2 + J_3 = 0$. Але

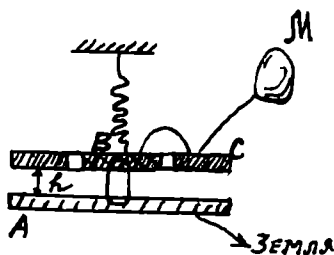


Рис. 67.

по теоремі Гауса $J = 4\pi q$, де q означає набій, зосереджений всередині даної поверхні, а через те маємо: $q = 0$. Чому ж рівняється в даному разі величина q ? Як що через S означимо поле диску B , через σ поверхневу густоту електричності на цьому диску, а через σ_1 ту ж густоту на диску A , то матимемо:

$$q = S\sigma + S\sigma_1 = 0 \quad /74/$$

А це дає:

$$\sigma_1 = -\sigma \quad /75/$$

Отже +І електричності, вміщена на диску B буде притягатися /§ 23/ диском A зі силою $F = 2\pi\sigma^2 S$. Ціла кількість електричності на диску B виносить $Q = S\sigma$; отже сила з якою диск A притягатиме диск B визначиться виразом:

$$F = 2\pi\sigma S\sigma = 2\pi\sigma^2 S \text{ дин} \quad /76/$$

Як що ми +І електричності помістимо ПО МІЖ дисками, то кождий з них діятиме на неї зі силою E , а через те вислідна сила виноситиме $4\pi\sigma$. При пересуванні +І електричності від поверхні одного диску до поверхні другого диску буде довершено праця $R = 4\pi\sigma \cdot h$, де h є віддалення по між дисками. Ця праця визначає різницю потенціалів дисків V . Отже маємо:

$$V = 4\pi\sigma \cdot h \quad /77/$$

Взявши з цього взору вираз для густоти σ і підставивши його до взору /76/, дістанемо:

$$F = \frac{V^2}{8\pi h^2} S \quad /78/$$

що для потенціалу V дає вираз:

$$V = h \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad /79/$$

Вимірявши h в сантиметрах, S в квадратних сантиметрах, а F у динах, дістанемо V в одиницях /сгс/. Помноживши цю величину на 300 дістанемо потенціал V , виражений у вольтях.

Нехай при потенціалі V і віддаленні по між дисками h для зрівноваження акції електричного поля нам довелось зужити силу F . Міряючи другий потенціал V_1 ми можемо підібрати віддалення по між дисками h_1 таким, що сила F збереже попередню вартість. Тоді матимемо два вирази:

$$V = h \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \text{ ТА } V_1 = h_1 \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad /80/$$

х/ Власне ми маємо вираз $E = \frac{1}{\epsilon} \cdot 2\pi\sigma$, але через те, що досвід переводиться у воздух, стала діелектрична для якого незначно різниться в одиниці, ми без особливої помилки можемо користати зі взору $E = 2\pi\sigma$.

звідкиля

$$V - V_1 = (h - h_1) \sqrt{\frac{8\pi F}{S}} \quad \dots \quad /81/$$

Отже, взявши раз на завжди сталі вартості S та F , зможемо різницю двох потенціалів V та V_1 обраховувати по величині пересунення $h - h_1$ рухомого диску A .

Загальний вигляд абсолютного електрометра Томсона показано на рис. 68.

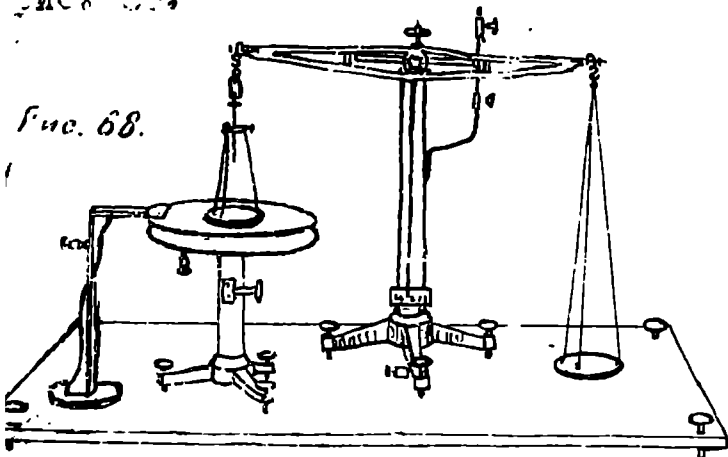


Рис. 68.

одним з розрізів по-між квадрантами.

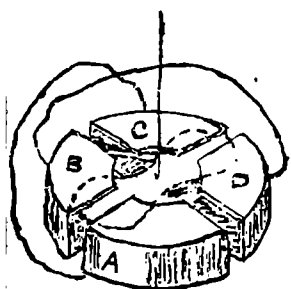


Рис. 69.

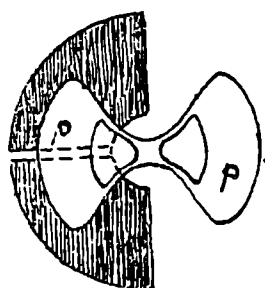


Рис. 70.

го нормального положення; це відхилення припиниться аж тоді, коли акція електричних сил буде зрівноважена акцією пружинних сил, що повстануть всередині дроту у вислід його скручення. Чим більшою буде різниця потенціалів $V - V_1$, тим на більший кут повернеться плітчка; цей кут міряється звичайно методом дзеркала та скалі. Як що другу пару квадрантів заземлити ($V_1 = 0$), то електрометр дає нам вартість потенціалу V . Загальний вигляд пристрою подає рис. 71.

ТОМСОН пізніше побудував ще два пристрої, які належать до типу абсолютних електрометрів, бо дають показання безпосередньо у вольтах. Конструкція обох їх ґрунтується на принципі квадрантового електрометра з певним однак упрощенням, а саме: з двох пар квадрантів лишається тільки одна; ця нерухома частина пристрою сполучається з місцем одного потенціалу, рухома його частина сполучається з місцем другого потенціалу; тоді індекс, залучений з цією рухомою частиною, дає безпосередньо вартість різниці потенціалів у вольтах. Першим зі згаданих пристроїв з'являється т. зв. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИЙ ТОМСОНІВ ВОЛЬТМЕТР (рис. 72), конструкцію якого легко зрозуміти з рисунку. Рухомою частиною в цьому пристрої являється глинцева плітчка ab , що має вигляд двох пелюстків. Цей пристрій працює в межах од 100 до 10.000 в.

Другим пристроєм є "МУЛЬТИЦЕЛЮСАРНИЙ" /многоклітинний/ ТОМСОНІВ ВОЛЬТМЕТР (рис. 73).

Тут ми маємо ніби то цілу низку квадрантів і відповідну їм по кількості низку рухомих плиток, закріплених на одній спільній осі. З останньою залучений індекс t , що ходить вздовж скалі ss . Мультіцелю-

Описаний вище пристрій не є в належній мірі чутливим при вимірі незначних потенціалів. Для таких вимірів ТОМСОН сконструював інший пристрій, що дістав назву КВАДРАНТОВОГО ЕЛЕКТРОМЕТРА. Ця назва походить од того, що основною частиною пристрою з'являється кругла металева скринька (рис. 69), розрізана на чотири квадранти. Всередині цієї скриньки міститься підвішена на тоненькому ізольованому дротик бисквитоподібна металева плітчка pp (рис. 70); більша вісь симетрії цієї плиточки збігається з одним з розрізів по-між квадрантами. Через дротик плітточка залучається з яким небудь значним /батарейою або джерелом електричності, наприклад A, C /з'єднуються з одним із двох тіл /потенціал V /, а друга пара B, D /з другим /потенціал V_1 / . Тоді, в залежності від знаків електризації, одна пара квадрантів притягуватиме до себе плітточку pp , а друга її відштовхуватиме; під впливом цих сил плітточка почне відхилятися від свого

лярний вольтметр є найручнішим і найчутливішим пристроєм, що добре працює в межах од 60 до 1000 вольт

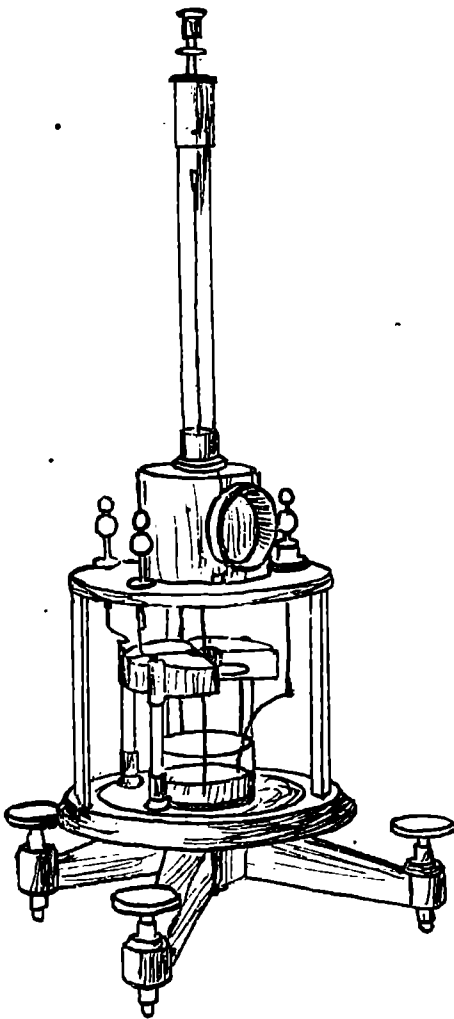


Рис. 71.

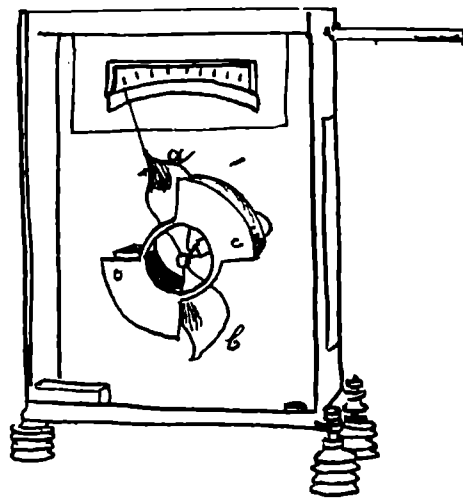


Рис. 72.

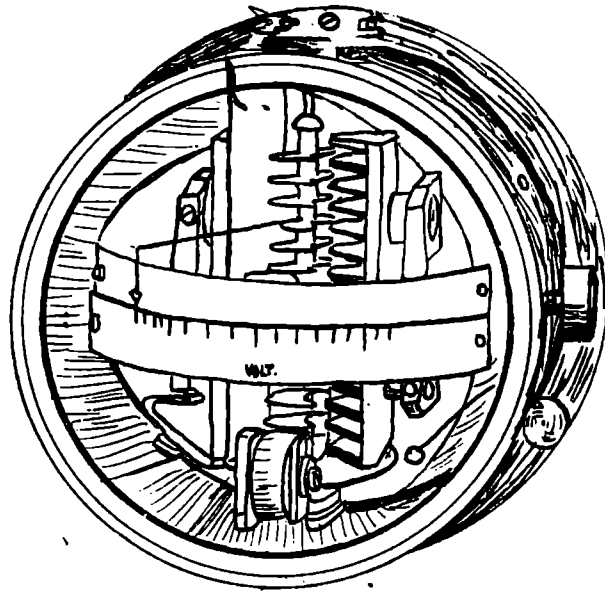


Рис. 73.

§ 37. Візьмемо кулястий провідник A (рис. 74), на якому рівномірно розподілений набій $+q$ і оточимо його другим порожнявим кулястим провідником B , співоросереднім з першим. Як що провідник B ми з'єднуємо з землею, то додатний зарядований набій відійде до землі і на згаданому провіднику лишиться набій $-q$. Знайдемо потенціали: зовнішнього провідника - v_e та внутрішнього провідника - v_i . Як що лучі куль зазначимо відносно через R та r , то, пригадавши, що кождий з набірів $+q$ та $-q$ ми можемо вважати зосередженими в осередку куль - точці O для величин v_e та v_i дістанемо наступні вирази:

$$v_e = \frac{q}{R} + \left(\frac{-q}{R} \right) = \frac{q}{R} - \frac{q}{R} = 0 \quad /82/$$

$$v_i = \frac{q}{r} + \left(\frac{-q}{R} \right) = q \left\{ \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right\} = q \frac{R-r}{Rr} \quad /83/$$

Другий складник останнього ввору ми взяли на тій основі, що всі точки, що знаходяться ВНУТРИ кулі B , мають той же потенціал, що й точки її поверхні; а потенціал цих точок виносить $-q/R$.

Як що би кулі B зовсім не було, то потенціал кулі A виносив би

$$v_i' = q/r \quad /84/$$

Зі вворів /83/ та /84/ дістаємо:

$$v_i : v_i' = q \frac{R-r}{Rr} : \frac{q}{r} \quad /85/$$

А це дає:

$$v_i = v_i' \frac{R-r}{R} \quad /86/$$

Дріб $\frac{R-z}{R}$ є завжди меншим од одиниці, а через те

$$v_i < v_i' \dots /87/$$

Отже приходимо до висновку, що ПРИСУТНІСТЬ ПРОВІДНИКА B ВПЛИНУЛА НА ВЕЛИЧИНУ ПОТЕНЦІАЛУ ПРОВІДНИКА A , ЗМЕНШИВШИ ЦЕЙ ПОТЕНЦІАЛ. Як зараз побачимо, такий факт має величезну практичну вартість. Справді, переводячи на практиці електризацію тіл, ми завжди здибуємося з фактом ОБМЕЖЕННЯ НАЗВАНОГО ПРОЦЕСУ ПЕВНИМИ НАТУРАЛЬНИМИ МЕЖАМИ. Маючи два ізолювані провідники A та B ми не можемо збільшувати різницю потенціалів по між названими тілами без кінця: при певній вартості цієї різниці напруження поля поборе опір діелектричного оточення /воздуху/ й приведе до т.зв. випруду, себ-то влучення й нейтралізації електричностей різних знаків $\times$). Таким чином на даний провідник ми можемо вмістити лише такий набій, величина якого відповідає максимальній граничній вартості потенціалу. Послідуюче збільшення набію спричиняється до переходу електричності від даного тіла до тіл сусідніх, що мають нижчий потенціал. Але, як ми допіру бачили, ПОТЕНЦІАЛ ДАНОГО ПРОВІДНИКА МОЖЕ БУТИ ЗНИЖЕНИЙ ДОРОВОЮ НАБЛИЖЕННЯ ДО НЬОГО ІНШОГО ПРОВІДНИКА. При цих умовах ми маємо можливість УМІСТИТИ НА ДАНИЙ ПРОВІДНИК БІЛЬШУ КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, НІЖ ТО БУЛО В УМОВАХ ЗВЧАЙНИХ, бо коли раніше до граничного потенціалу v провідник доводив набій q , тепер до того ж потенціалу доведе набій $q' > q$.

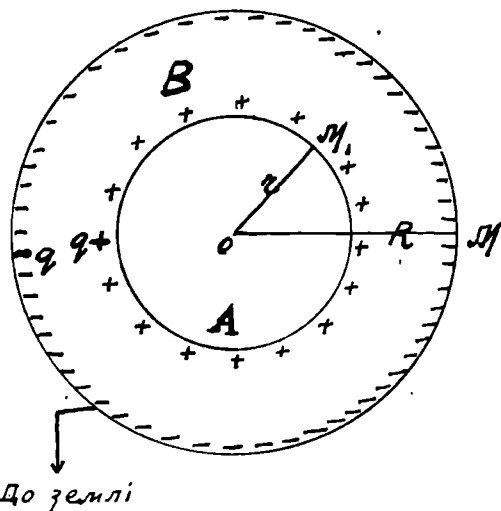


Рис. 74.

Звертаючись до взору $q = v \cdot C$, ми можемо факт зниження потенціалу провідника при даному набіі q ($q = \text{const}$) трактувати як факт ЗРОСТУ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ ПРОВІДНИКА C . Отже приходимо до такого висновку: НАБЛИЖЕННЯ ДО ДАНОГО НАЕЛЕКТРИЗОВАНОГО ПРОВІДНИКА ДРУГОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ПРОВІДНИКА, ЗЛУЧЕНОГО З ЗЕМЛЕЮ, ЗБІЛЬШУЄ ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ ПЕРШОГО ПРОВІДНИКА. Як показує взір /86/, такий ЕФЕКТ ЗРОСТУ ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ БУДЕ ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ МЕНШИМ Є ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ ОБОМА ПРОВІДНИКАМИ; справді в цього взору видно, що величина v_i є тим меншою, чим меншу вартість має різниця $R-z$, себ-то чим більше поверхня провідника B наближена до поверхні провідника.

Всяке урядження, що має своєю метою збільшення електрозабирності певного ізолюваного провідника ми називатимемо електричним КОНДЕНСАТОРОМ.

Розглянутий нами вище пристрій подає нам взірець конденсатору КУЛЯСТОГО. В тому випадку коли поверхні провідників творять собою площі /рівнобіжні/ ми дістаємо ПЛОСКИЙ конденсатор. Розглянемо теорію останнього. Вважатимемо поле по-між двома площами, що витворюють конденсатор. ОДНОРІДНИМ /це звичайно з'являється справедливим лише в певному наближенні, бо, як нам відомо, цілком однорідне поле витворюється рівнобіжними площами НЕОБМЕЖЕНИХ, а не кінцевих розмірів/.

Тоді для напруження такого поля ми матимемо /§ 24/ вираз:

$$E = 4\pi\sigma \dots /88/$$

де σ є поверхнева густина електричності на обох поверхнях конденсатору.

Як що віддалення по між названими поверхнями є d , то для різниці потенціалів по між ними v ми дістанемо вираз:

$$v = E \cdot d \dots /89/$$

х/ Величина різниці потенціалів по між двома провідниками, при якій повстає процес випруду електричності називається ВИПРУДНИМ ПОТЕНЦІАЛОМ. При віддаленні по між поверхнями двох кулястих провідників в 1 сантиметр, вартість випрудного потенціалу у водусі /при нормальному тисненні/ вносить близько 26.000 вольтів.

/бо добуток з напруження $\mathcal{E}$ на переміщення d окреслює собою працю, довершену при переведенні +1 електричності від однієї поверхні до другої/.

На основі взору /88/ для величини дістаємо остаточно такий вираз:

$$\mathcal{V} = 4\pi b \cdot d \dots \dots \dots /90/$$

А через те, що $\mathcal{G} = q/s$, де q є електричний набій, а s поле поверхні конденсатора, дістанемо:

$$\mathcal{V} = 4\pi \cdot q/s \cdot d,$$

звідкіля:

$$q = \frac{s}{4\pi d} \cdot \mathcal{V} \dots \dots \dots /91/$$

Порівнюючи цей взір зі взором $q = C\mathcal{V}$ дістаємо:

$$C = \frac{s}{4\pi d} \dots \dots \dots /92/$$

себ-то величина ЕЛЕКТРОЗАБИРНОСТІ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ПОЛЯ ЙОГО ПОВЕРХНЕЙ І ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ВІДДАЛЕННЯ ПО МІЖ НИМИ.

Що зменшення віддалення по між поверхнями конденсатора має своїм вислідом збільшення його електрозабирності, легко перевірити за поміччю 'воздушного конденсатора' /рис. 75/.

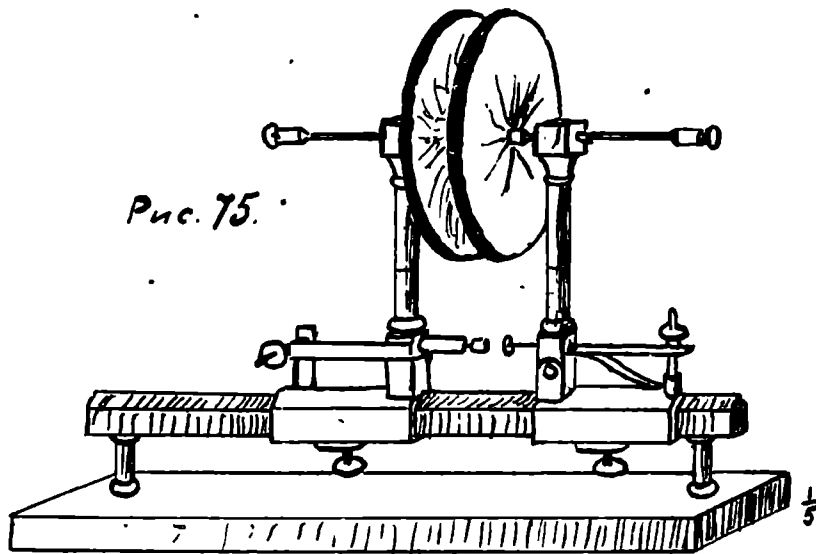


Рис. 75.

Останній складається з двох ізолюваних металевих дисків, розділених верствою воздуха; дорогою переміщень дисків товщину цієї верстви можна змінювати повільним чином. Як що один з дисків наелектризуємо, а другий злучимо з електроскопом, то листочки останнього виявлять певне розходження. Почнемо тепер зменшувати віддалення по-між дисками; тоді побачимо, що листочки електроскопу спадають. А це є показником зменшення різниці потенціалів по між дисками, инакше кажучи - збільшення електрозабирності конденсатора.

Свого часу розгляд виразу $\mathcal{E} =$

$$= \frac{1}{\mathcal{E}} \cdot \frac{q}{2\epsilon}$$

привів нас до того висновку, що напруження поля є відворотно-пропорціальним до сталої діелектричної й що в абсолютній порожнечі $|\mathcal{E}=1|$ напруження $\mathcal{E}$ має максимальну вартість, а в усіх інших матеріальних оточеннях $|\mathcal{E}>1|$ - вартість меншу $|\mathcal{E}'<\mathcal{E}|$.

Пристосуємо взір /89/ спочатку до порожнечі, а потім до якогось оточення зі сталою діелектричною $\mathcal{E}$. Тоді дістанемо

$$\mathcal{V} = \mathcal{E} \cdot d; \quad \mathcal{V}' = \mathcal{E}' \cdot d = \frac{1}{\mathcal{E}} \cdot \mathcal{E} \cdot d;$$

звідкіля дістаємо:

$$\mathcal{V}' = \frac{1}{\mathcal{E}} \cdot \mathcal{V} \dots \dots \dots /93/$$

себ-то, що ПРИ НЕЗМІННОМУ ВІДДАЛЕННІ ПО МІЖ ПОВЕРХНЯМИ КОНДЕНСАТОРА $d = \text{const.}$ РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗМІНЮЄТЬСЯ ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ОТОЧЕННЯ, що виповнює просторинь по між поверхнями конденсатора. Зі сказаного безпосередньо слідує, що ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ КОНДЕНСАТОРА ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО СТАЛОЇ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ОТОЧЕННЯ. Таким чином взір /92/ в остаточній формі перепишеться

так:

$$C = \epsilon \cdot \frac{S}{4\pi d}$$

/94/

Той факт, що різниця потенціалів по-між двома поверхнями конденсатора залежить від сталої діелектричної оточення, в якому міститься конденсатор, вперше було викрито ФАРАДЕЕМ. Це був той історичний досвід, що привів геніального дослідника електростатичних з'явищ до думки про ОСНОВНУ ПЕРШОРЯДНУ РОЛЮ В ЕЛЕКТРИЧНИХ ПРОЦЕСАХ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ОТОЧЕННЯ.

Викладене вище дозволяє нам встановити просту й дуже зручну методу поміру сталої діелектричної різних оточень. Уміщаючи по-між дисками плоского конденсатора, віддалення по-між якими лишається невмінним, плити з різних ізоляційних матеріалів /або відповідні верстви течей та газів/ і спостерігаючи при цьому /рис.76/ відхилення електроскопу, по вартості останніх можемо міркувати про величину різниці потенціалів, а через те й про вартість сталої діелектричної.

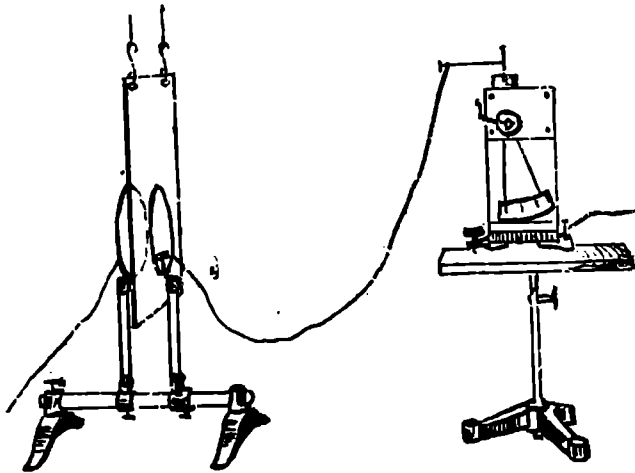


Рис. 76.

Його кульку почнемо наближувати до колектора. Тоді по між наваномо кулькою та колектором проскочить значних розмірів іскра й при цьому буде чути енергійний тріск.



Рис. 77.

всі поверхні В окремо.

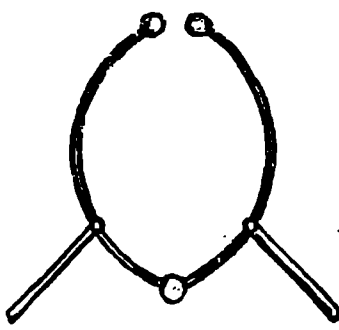


Рис. 78.

§ 38. Де-кілька конденсаторів можна злучити до купи так, щоб вони втворювали собою один спільний конденсатор. Назване сполучення може мати подвійний характер, а саме: воно може бути РІВНОБІЖНИМ або ПОСЛІДОВНИМ. Завнаємо дві поверхні кожного з конденсаторів літерами А та В. При РІВНОБІЖНОМУ сполученні злучаються по-між собою: всі поверхні А окремо /рис.79/.

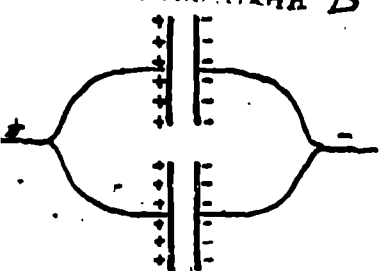


Рис. 79.

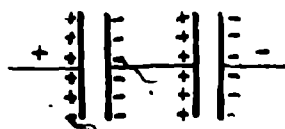


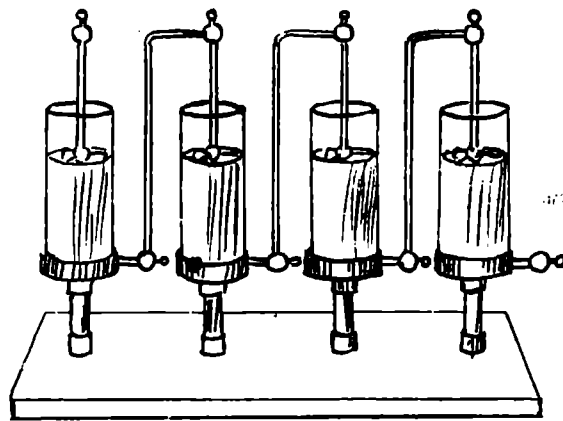
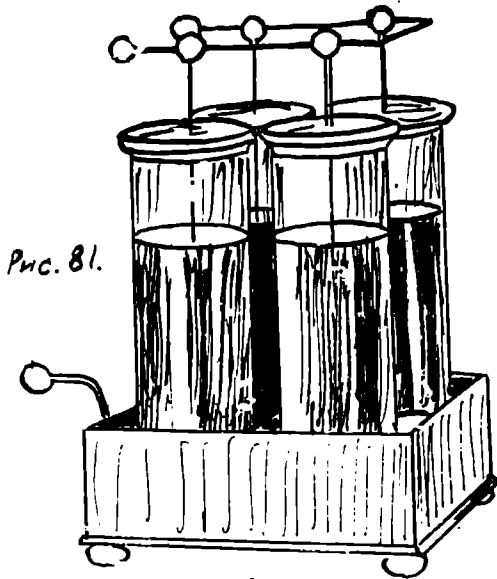
Рис. 80.

При ПОСЛІДОВНОМУ сполученні поверхня В першого конденсатора злучається з поверхнею А другого конденсатора злучається з поверхнею А третього конденсатора. Лишаються таким чином вільними: поверхня А першого конденсатора й поверхня В останнього конденсатора /рис. 80/. На рисунках 81 та 82 показано рівнобіжне та послідовне сполучення батарей лейденських шклянок.

Схеми цих сполучень маємо на рис.83 та 84.

При рівнобіжному сполученні /рис.83/ поверхні де-кількох конденсаторів втворюють одну спільну поверхню; а через те, на основі звору

'92/ маємо сказати, що в цьому рядку електрозабірність батареї кон-



денсаторів є рівною сумі поодиноких електрозабірностей, себ-то

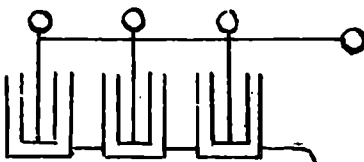
$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \dots \dots \dots /95/$$

Як що всі складові конденсатори з'являються однаковими $C_1 = C_2, \dots, \dots, = C_n$, то

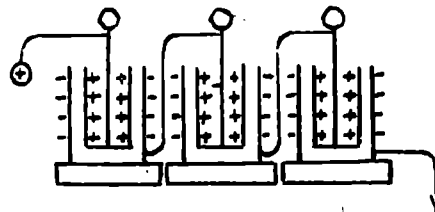
$$C = n \cdot C_i \dots \dots \dots /96/,$$

себ-то ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ БАТАРЕЇ В n РАЗІВ Є БІЛЬШОЮ ВІД ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ КОЖДОГО СКЛАДОВОГО КОНДЕНСАТОРА.

ПОВЕРХНЯ А



до землі



При послідовному сполученні першого конденсатора, що має набій $+q$ індукуює на поверхні В того ж конденсатора на-

бій $-q$, а на поверхні А другого конденсатора - набій $+q$. Цей останній у свою чергу індукуює набій $-q$ на поверхні В того ж конденсатора й набій $+q$ на поверхні А ТРЕТЬОГО конденсатора. Продовжуючи цей ряд у довільній мірі відстанемо, (завше відставатимемо) на поверхні А набій $+q$ а на поверхні В - набій $-q$ /рис. 84/. Отже різниця потенціалів по між поверхнею А першого конденсатора та поверхнею В n -ого конденсатора буде тією ж, що й була по між поверхнями А та В першого конденсатора. Нехай ця різниця потенціалів виноситься V . Як що різниці потенціалів окремих конденсаторів позначимо через $V_1, V_2, \dots, V_n$, то матимемо

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i \dots \dots \dots /97/$$

Цей вираз можна переписати так:

$$q/C = q/C_1 + q/C_2 + \dots + q/C_n$$

або
$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

Як що всі складові конденсатори з'являються однаковими $(C_1 = C_2 = \dots = C_n)$

то
$$\frac{1}{C} = \frac{n}{C_i}$$

або
$$C = \frac{C_i}{n} \dots \dots \dots /98/ ,$$

себ-то ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТЬ БАТАРЕЇ Є В n РАЗІВ МЕНШОЮ ВІД ЕЛЕКТРОЗАБИРНІСТІ КОЖДОГО ЗІ СКЛАДОВИХ КОНДЕНСАТОРІВ.

§ 39. Батарей конденсаторів значної електрозабірності найпростіше сконструювати наступним чином: беремо аркуші парафінового паперу певного формату й перекладаємо їх трохи вужчими аркушами станіолу

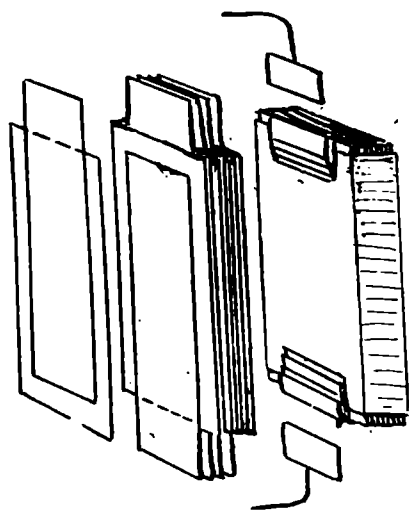


Рис. 85.

/рис.85/. Нумеруємо останні й кінці паристих аркушів виводимо в один бік, а кінці непаристих - у другий бік; як ті так і другі злучаємо по між собою. Така батарея має компактний, портативний вигляд і через те з'являється дуже зручною. По цій схемі виготовляються різними фірмами т.зв. ШТЕПСЕЛЬНІ КОНДЕНСАТОРИ; загальний вигляд такого конденсатора подає рис.86, а схему -рис. 87. Штепселя містяться загалом у відтулинах ряду I. Коли нам треба взяти якусь електрозабірність, то штепселя переносяться до відповідних відтулин ряду II /на рисунку взято 0,3 мікроф./.

Маючи еталони електрозабірності в формі штепсельного конденсатора, ми можемо переводити поміри невідомих електрозабірностей дорогою порівняння їх з названими еталонами. Нехай електрозабірність еталону є C_1 , невідома електрозабірність конденсатора C_2 . Наелектризуємо еталон до потенціалу V_1 , а конденсатор - до потенціалу V_2 /вартості

потенціалів міряємо помічку того або іншого електрометра/.

Сполучимо тепер рівнобіжно еталон та конденсатор, тоді спільна їх електрозабірність C виноситиме суму електрозабірностей $C_1 + C_2$, а спільний набій q - суму набіїв $q_1 + q_2$. Рівенство $q_1 + q_2 = q$ ми можемо переписати:

$$C_1 V_1 + C_2 V_2 = C V = (C_1 + C_2) V; \dots /99/$$

де V є вислідний потенціал, так само поміряний електрометром: Зі взору /99/ маємо:

$$C_2 = -C_1 \cdot \frac{V_1 - V}{V_2 - V} \dots /100/$$

При різних діелектричних оточеннях вартість електрозабірності даного конденсатора буде різною; а через те, що ця вартість, як нам відомо, є просто пропорційною до величини сталої діелектричної, стосунок електрозабірностей даватиме нам стосунок сталих діелектричних.

Переведені такою дорогою поміри сталих діелектричних різних ізоляторів дають наступні висліди:

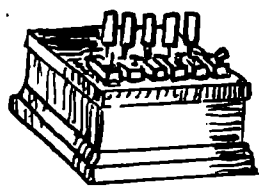


Рис.86.

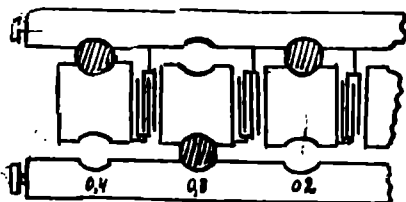


Рис.87.

Назва тіла	ϵ	Назва тіла	ϵ
Світовий етер /абсолютна порожнеча/	1	Лід	3,2
Воздух	1,0006	Сірка	3,6 - 4,3
Парафін	1,8 - 2,3	Етиловий етер	4,4
Нафта	2,0	Кремій I	4,4
Бензол	2,3	" II	4,7
Терпентинова олія	2,3	Парцелян	5 - 6
Папір сух.	2,5	Шкло звич.	5 - 7
Сірковуглець	2,6	" опт.	10
Кавчук	2,2 - 3,0	Лусняк	5 - 8
Гутаперча	2,5	Селен	6,13
Шлак	3,0 - 3,7	Валпець I	8
		" II	8,5

Мармур	8,3	Метилловий алкоголь	33
Ацетон	21	Нітробензол	36
Етилов. алкоголь	26	Вода	81

Року 1900 КЕПСЕЛЕМ /Koeysel/ для потреб бездротової телеграфії було сконструйовано особливий конденсатор, що дозволяє ТЯГЛУ зміну електрозабирності; цей конденсатор дістав назву **ОБОРОТОВОГО** /Drehkondensator/ або КРИЛЬЧАСТОГО. Це є плоский воздушний конденсатор, складений з металевих плиток, що мають півкругову форму /рис. 88/. Одна частина цих плиток /в/ монтована на нерухомій стійці, друга /с/ на рухомому вальцю, довкола осі якого ціла остання система

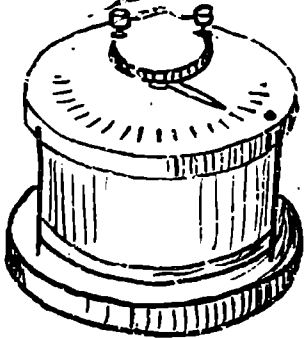


Рис. 88.

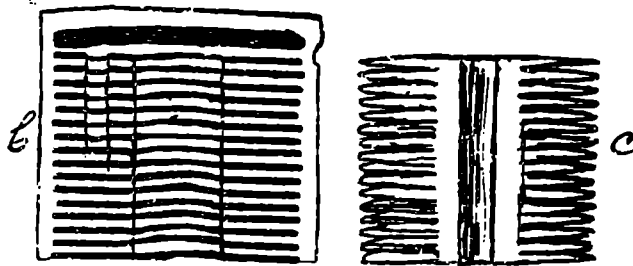


Рис. 89.

плиток може повертатися. В залежності від того, в якій мірі плитки рухомої системи заходять в проміжки поміж плитками системи нерухомої, перебуває величина електрозабирності цілого пристрою; загалом він дозволяє змінювати електрозабирність в межах од 200 до 2000 см. Найкращими в

крильчастих конденсаторів /як і всяких інших/ є ті, в яких воздушне оточення замінено відповідними ізоляційними течами /парафінова олія/.

§ 40. Праця R , яку довершує електрична маса q , при переході від вищого потенціалу V до нижчого потенціалу V_1 , визначається виразом: $R = (V - V_1) q$. Як бачимо, величина цієї праці /при $q = \text{const}$ / є пропорційна до різниці потенціалів $V - V_1$. Найбільшу вартість ця різниця матиме при умові $V_1 = 0$; отже приходимо до такого висновку: **НАЕЛЕКТРИЗОВАНЕ ТІЛО В НАЙБІЛЬШІЙ МІРІ ВІЯВЛЯЄ ЗДІБНІСТЬ ДО ДОВЕРШЕННЯ ПРАЦІ ТОДІ, КОЛИ ВОНО СПОЛУЧУЄТЬСЯ ЗІ ЗЕМЛЕЮ.** Цю максимальну величину праці електричних сил ми назовемо **ЕЛЕКТРИЧНОЮ ЕНЕРГІЄЮ** даного провідника. Звернемося до обчислення величини електричної енергії. Надамо нашому тілу набій $q = CV$. Розіберемо тепер цілий процес відведення цього набю від тіла до землі на відповідну кількість елементарних процесів, що при кожному з них од тіла відбиратиметься елементарний набій dq ; вислідом такого процесу буде певне зменшення потенціалу тіла. Таке зменшення потенціалу творитиме собою безконечномалу величину другого порядку і через те ми без особливої помилки можемо прийняти величину потенціалу V незмінною. Отже елементарна праця dR , довершена при переміщенні до землі набю dq , виразиться взором:

$$dR = V dq = \frac{q}{C} \cdot dq \dots \dots \dots /101/$$

звідкиля.

$$R = \frac{1}{C} \cdot \frac{q^2}{2} + K \dots \dots \dots /102/$$

де K є довільна стала. Щоби її знайти покладемо $q = 0$; тоді й $R = 0$. Отже бачимо, що $K = 0$. Таким чином для величини електричної енергії W тіла, що має набій Q , електрозабирність C й потенціал V ми дістаємо вираз:

$$W = \frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2} QV \dots \dots \dots /103/$$

З того, що всяка система електричних мас творить собою систему консервативну слідує, що величина енергії наелектризованого тіла не залежить від способу, яким була зражена його електризація.

§ 41. Закінчуючи електростатику скажемо де-кілька слів про ЕЛЕКТРИЧНІ МАШИНИ. Такі машини можна поділити на дві категорії: 1/ на машини з ТЕРТЯМ та 2/ на машини ІНДУКЦІЙНІ. В машинах першого типу електричність витворюється через потирання одним тілом /що творить рухому частину машини/, другого, яке творить нерухому її частину/. Перша така машина була побудована в XVII стол. ОТТО ФОН ГЕРІКЕ /*Otto von Guericke*/; рухомою частиною в ній була куля зі сірки, нерухомою - руки експериментатора. Через низку удосконалень введених різночасово й різними особами, ми приходимо до сучасної форми машини з тертям /рис. 90/, авторами якої з'являються ВІНТЕР /*Winter*/ та ДЕ-РУА /*de Ruy*/. Основну частину цієї машини складає шкляний диск, що при обертанні довкола своєї осі потирається с подушку з амальгамованої шкіри; остання електризується від'ємно й передає свій набій кондукторові K , /з якого тси відводиться до землі/. Шкляний диск електризується додатно; його набій збирається вістрями, розміщеними на внутрішніх боках колець H , від яких він переходить до кондуктора C .

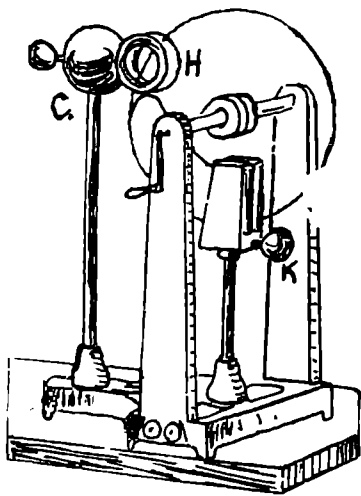


Рис. 90.

Не до порівняння доскональними з'являються машини ІНДУКЦІЙНІ, що в сучасний мент цілковито витиснили з ужитку машини з тертям. Вже сама назва цих машин показує, що їхнє функціонування спирається на з'явищі електростатичної індукції. Простішою індукційною машиною з'являється електротор, з яким ми вже ознайомились вище /§ 3/. Основними типами індукційних машин з'являються машини ТЕПЛЕР-ГОЛЬЦА та ВІМШЕРСТА /*Wimshurst*/. Загальний вигляд останньої показує рис. 91. Основними частинами машини з'являються два диски /шкляні, або ліпше ебонітові/, що одночасово обертаються довкола поєомої осі у взаємно-протилежних напрямностях. Зовнішні поверхні кожного з дисків мають станіолеві наліпки; при обертанні до них русі дисків ці наліпки приходять послідовно в дотик з дратяними щіточками, якими закінчуються металеві стрижні L_1 та L_2 /на рисунку видко перший з них/, що один з другим витворюють прямий кут. Диски охоплюють з двох боків гребінчасті провідники h_1 та h_2 , які збирають електричність з дисків і переносять її до конденсаторів K_1 та K_2 і далі до кондукторів A та B , по між якими в разі потреби й справляється випрід у формі іскри. Для зрозуміння принципу конотрукції машини Вимшерста звернемося до схематичного рис. 92. Щоби можна було розрізнити по між собою диски D_1 та D_2 останні на рисунку показані в неоднакових розмірах / D_2 - з меншим

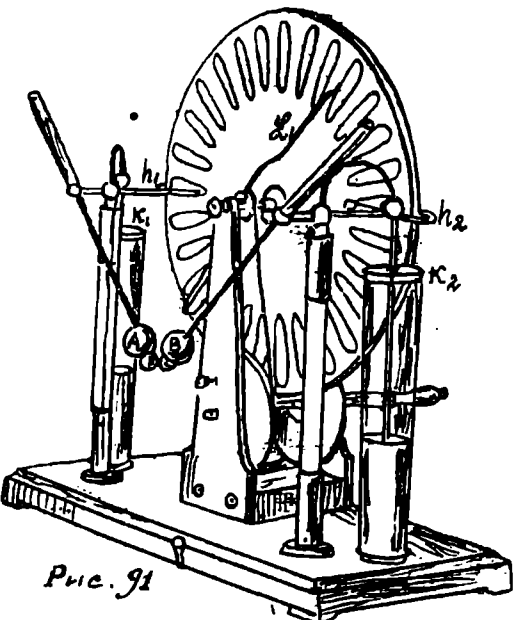


Рис. 91

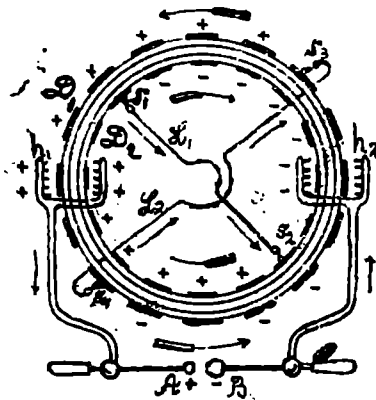


Рис. 92.

проміром, D_1 - з більшим/. Уявимо собі, що де-кілька наліпок диску D_1 мають додатні набіи. Тоді останні зіндукують відповідні набіи на наліпках диску D_2 ; як що цей диск ми

почнемо, обертати в додатній напрямності /себ то згідно зі стрілкою годинника/, то наліпки, доходячи по черзі до щіточки S_1 , що міститься на стрижні L_1 , алученому в землю, губитимуть набій знаку $+$ і в послідувчій стадії процесу матимуть набій знаку $-$. Ці від'ємні набіи вони віддадуть гребінчастому кондукторові n_2 , звідкіля електричність піде до кондуктора B . Названі від'ємні набіи в свою чергу індукватимуть відповідні набіи на наліпках диску D' . Як що в цей же час ми обертатимемо диск D , у напрямності від'ємній, то його наліпки, доходячи по черзі до щіточки S_2 , стрижня L_2 губитимуть набій знаку $-$, а набіи знаку $+$ переноситимуть до гребінчастого кондуктора n_1 ; звідкіля електричність переходитиме до кондуктора A . Подібне же перенесення електричності - від'ємної до кондуктора n_1 , додатної до кондуктора n_2 відбуватиметься і в нижніх частинах дисків; таким чином ми матимемо тягло нагромадження додатної електричності на кондукторі A і від'ємної на кондукторі B . Як вислід такого нагромадження електричності в певний момент повстане ВИПРУД. При відсутності конденсаторів іскри слідуватимуть швидко одна за другою, але будуть незначні; при сполученні кондукторів з конденсаторами іскри проскакують значно рідше, але за те стають і значно інтенсивнішими про що свідчить, як їхній вигляд так і характер витвореного ними звуку.

Ми бачили, що для того, щоби машина Вимшерста почала функціонувати, необхідно їй надати певний первісний набій, що потім через індукцію має послідовно зростати.

Однак на практиці такий процес попереднього наелектризовання машини відпадає; для витворення набію вистарчає тієї найменшої ВИПАДКОВОЇ різниці потенціалів, яку мають різні наліпки машини. Після приведення останньої в рух ця різниця потенціалів починає тягло зростати й за певний протяг часу набуває помітної вартости; від цього моменту машина починає функціонувати й дає по-між кульками кондукторів іскру.

Всяка електростатична машина подає приклад тяглового перетворення енергії механічної в енергію електричну.



Електрокінетика.

§ 42. В попередньому викладі ми ознайомилися з основами ЕЛЕКТРОСТАТИКИ, себ-то того відділу науки про електричність, який розглядає збутання в умовах її рівноваги й досліджує ці умови. Тепер ми маємо звернутися до ознайомлення зі з'явищами РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ; відділ нашої дисципліни, присвячений дослідженню цього з'явища, має назву ЕЛЕКТРОКІНЕТИКИ.

Свого часу ми показали, що ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ ВНУТРИ ПРОВІДНИКА ІСНУВАТИ НЕ МОЖЕ, БО ПІСЛЯ СВОГО ВИТВОРЕННЯ ВМИТЬ ЗНИКАЄ: додатні набої пересуваються від поверхней вищого потенціалу до поверхней нижчого потенціалу, набої від'ємні - в напрямку протилежному і за найкоротший протяг часу в провіднику встановлюється стан електричної рівноваги, при якому силові лінії всередині провідника зникають і потенціал в усіх точках останнього приймає однакову вартість.

З окресленого вище безпосередньо слідує, що ПРОЦЕС РУХУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВНУТРИ ПРОВІДНИКІВ МОЖЕ ТРИВАТИ КОНЕЧНИЙ /а не безкінечно-малий/ ПРОТЯГ ЧАСУ ЛИШЕ ТОДІ, КОЛИ ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ, ЩО САМО СОБОЮ ЗНИКАЄ, ТИМ АБО ІНШИМ ЧИНОМ ТЯГЛО ВІДНОВЛЮЄТЬСЯ. Тоді існування в масі провідника силових ліній спричиняється до тяглого, невпинного переміщення в ній електричних набоїв: додатних - у напрямку поля, від'ємних - у напрямку протилежному. Такий тяглий процес переміщення електричності всередині провідника ми назовемо ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКОМ.

Ми знаємо, що рух електричності відбувається лише там, де існує різниця потенціалів. Отже як що ми візьмемо будь-яке наелектризоване тіло й влучимо його провідником /чи півпровідником/ в землю, то в останньому завжди матиме місце рух електричності. Переведемо тепер такий досвід: протягнемо по-між провідником L , влученим в землю /рис. 93/, та одним з кондукторів A електростатичної машини бавовняний шнурок, по всій довжині якого розвішено вузькі папірові стрічки, що виконують функції електроскопів. Приведемо в рух машину. Тоді побачимо, що електроскоп e_1 , найбільш наближений до кондуктора A , дасть максимальне відхилення, електроскоп e_2 - відхилення менше, e_3 - ще менше, а останній електроскоп, що міститься безпосередньо біля кондуктора L , не дасть жодного відхилення. Змістимо рух машини; тоді побачимо, що розходження папірових стрічок всюди збільшилося й тільки останній електроскоп, як і перед тим, перебуває в повному супокій.

Аналізуючи вислід нашого досвіду, приходимо до двох наступних висновків: 1/ В ПРОВІДНИКУ, В ЯКОМУ ПРОХОДИТЬ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК, МАЄ МІСЦЕ

ТЯГЛИЙ І РІВНОМІРНИЙ СПАД ПОТЕНЦІАЛУ; 2/ РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ПОМІЖ ДВОМА ДАНИМИ ТОЧКАМИ ПРОВІДНИКА /наприклад e_1 та e_5 / ЗРОСТАЄ РАЗОМ ЗІ ЗБІЛЬШЕННЯМ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЩО ЗА ПЕВНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ПРОВІДНИК. Умовимося кількістю електричності, що проходить через поперечний переріз даного провідника в одиницю часу, себ-то одну секунду, називати СИЛОЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ. Згідно таких умов

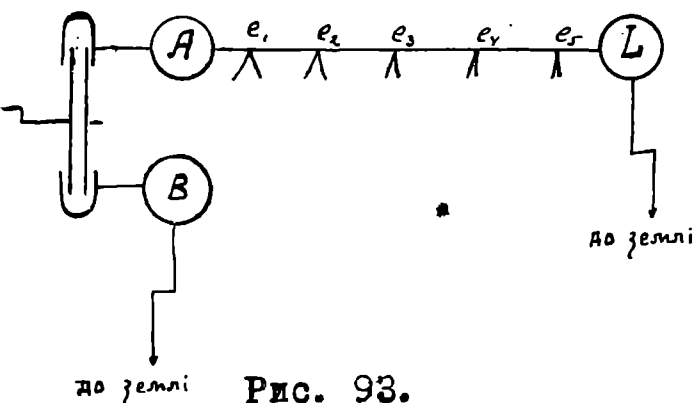


Рис. 93.

для величини i сили електричного току ми дістаємо вираз:

$$i = \frac{q}{t} \dots \dots \dots /104/$$

Покладаючи в цьому виразі $t=1, q=1$ дістаємо: $i=1$, себ-то: За одиницю сили електричного тока слід прийняти силу такого тока, при якій через поперечний переріз провідника в одиницю часу проходить одиниця електричності.

В системі $1 cgs$ / одиницю сили току буде:

$$\text{одиниця сили току } 1 cgs / = \frac{\text{абсолютна електростатична одиниця}}{\text{секунда}} \dots \dots \dots /105/$$

Практичною одиницею сили току буде: "КУЛОН НА СЕКУНДУ". Цю одиницю на честь славного французького фізика АМПЕРА / *André Ampère, 1775-1836* / названо АМПЕРОМ. Отже маємо:

$$\text{АМПЕР} = \frac{\text{КУЛОН}}{\text{СЕКУНДА}} = 3 \cdot 10^9 / cgs / \dots \dots \dots /106/$$

Знайдемо вимір величини $\mathcal{I}$:

$$|\mathcal{I}| = \frac{|Q|}{|T|} = \frac{|L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}|}{|T|} = |L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}| \dots \dots \dots /107/$$

§ 43. У багатьох випадках в'являється дуже важливим мати електричний ток сталої сили. Електростатичні машини з різних причин не можуть уважатися за зручні генератори сталого току. Через те вже за давніх часів стали винаходити засоби до створення електричних потоків незмінної сили. До розв'язання цієї проблеми вперше підійшов /року 1799/ італійський фізик Олександр ВОЛЬТА / *Volta, 1745 - 1827*, професор Папійського університету /, який сконструював перший ГАЛЬВАНИЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ. Базою для праці Вольта послужило відкриття, зроблене незадовго перед тим /1789 р. / другим італійським ученим ГАЛЬВАНІ / *Alcides Galvani, 1737-1798*, професор анатомії Болонського університету / . Одного разу Гальвані, відпрепарувавши жабу, повісив її на ґратці свого балкону, настромивши перед тим її на мідяний гак. За де-який час Гальвані випадково помітив рух жаб'ячих лап, при чому, придившись ближче до цієї справи, прийшов до висновку, що скорочення м'язів відбувалося у виступ

дотику лап до залізної ґрати. Будучи знайомим з тим фізіологічним ефектом, який справляє на м'язи значної сили електричний набій, Гальвані пояснив спостережене ним з'явище тим, що всередині жабоного тіла з невідомих причин витворюється електричність двох знаків, взаємне сполучення яких відбувається при дотику препарату до металу й справляє викритий ним ефект.

Перевіряючи висновки Гальвані, Вольта прийшов до переконання, що вони ховали в собі певну хибу. Своїми досвідами Вольта встановив той дуже важливий факт, що ЕФЕКТ СКОРОЧЕННЯ М'ЯЗІВ МАВ МІСЦЕ ЛИШЕ В ТОМУ ВІПАДКУ, КОЛИ ПІДВІСКА, НА ЯКІЙ ТРИМАВСЯ ПРЕПАРАТ, БУЛА ВИГОТОВЛЕНА З ДВОХ РІЗНИХ МЕТАЛІВ; ефект, спостережений Гальвані, мав таким чином місце лише через те, що гак на якому висів препарат, був мідяним, а ґратки балкону - залізними. Отже, логічно міркуючи, Вольта прийшов до правдивого висновку.

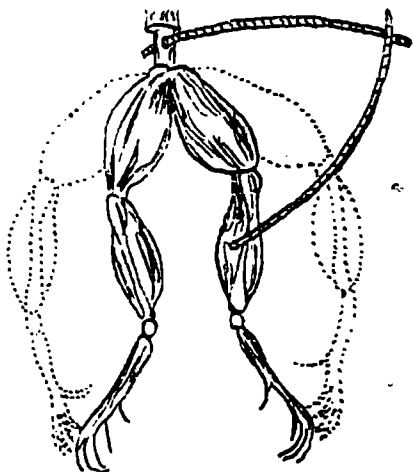


Рис. 94.

ку, що ЕФЕКТ ГАЛЬВАНІ СПРАВЛЯЄТЬСЯ ПРИЧИНАМИ ПОРЯДКУ ФІЗИЧНОГО, А НЕ ФІЗІОЛОГІЧНОГО. Цей важливий принциповий висновок спонукав Вольта до переведення дальших досліджень. Щоби остаточно переконатися, що в досвіді Гальвані електричний ефект справлявся не певними фізіологічними процесами, а фактом уживання двох різних металів, Вольта поставив спеціальний досвід; ознайомимось з ідеєю останнього. Візьмемо /рис. 95/ два закріплені на ізоляційних держачках металеві диски: один цинковий, другий - мідяний. Один з цих дисків сполучимо з чулим електроскопом. Як що при взаємному контакті дисків справді витворюється певна різниця потенціалів, то, збільшивши віддалення по між дисками й спричинившись таким чином до зменшення електроємності повітряного конденсатора, витвореного дисками, ми тим самим у великій мірі збільшимо первісну незначну різницю потенціалів. Отже, як що така різниця справді існувала, то в умовах описаного досвіду електроскоп повинен виявити розходження листочків. Цей ефект і одержав у дійсності Вольта, прийшовши такою дорогою до встановлення факту існування т.зв. КОНТАКТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Отже, спираючись на висліди експериментальних досліджень Вольти, маємо сказати наступне: ЯК ПО ДВА МЕТАЛИ ПЕРЕБУВАЮТЬ У ВЗАЄМНОМУ КОНТАКТІ, ТО ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ, ЩО В МЕЖАХ КОЖДОГО З МЕТАЛІВ МАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ, ЗМІНЮЄ ОСТАННЮ ПРИ ПЕРЕХОДІ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ КОНТАКТУ.

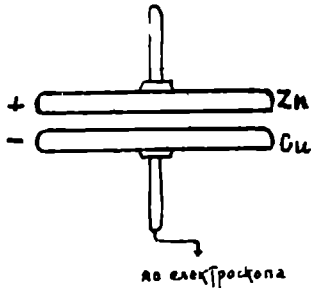


Рис. 95.

Візьмемо два метали A та B й витворимо з них замкнений контур /рис.96/. Завначимо різницю потенціалів при переході від A до B через V . Тоді різниця потенціалів при переході від B до A буде $-V$. Отже бачимо, що вислідна різниця потенціалів V виводить нуль: $V = V + (-V) = 0$.

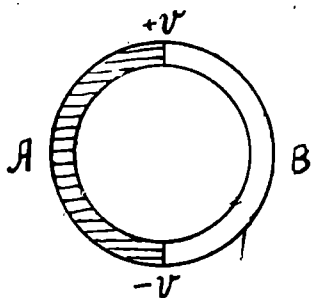


Рис.96.

Символічно це ми можемо написати так

$$A/B + B/A = 0 \quad \dots \dots \dots /108/$$

Різницю потенціалів V по між точками металів A та B ми назовемо КОНТАКТНОЮ РІЗНИЦЕЮ ПОТЕНЦІАЛІВ.

Нам слід звернути увагу на ту обставину /важливу для послідуного викладу/, що КОНТАКТНА РІЗНИЦЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ВИТВОРЮЄТЬСЯ ПО-МІЖ ДВОМА ТІЛАМИ ПРИ ПОВНІЙ ВІДСУТНОСТІ ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ ЦИХ ТІЛ. Факт існування контактної різниці потенціалів у місці взаємного дотику двох металів приводить до висновку, що в наваномому місці виявляє себе певна причина, яка тягло підтримує згадану різницю потенціалів. Цю причину ми назовемо ЕЛЕКТРОМОТОРНОЮ СИЛОЮ. Величина контактної електромоторної сили залежить від природи тіл, що витворюють контакт.

Як показав ВОЛЬТ метали /й де-які інші провідники/ можна розмістити в такий ряд, що кожде попереднє тіло в контакті з послідугочим електризуватиметься додатно, а це останнє - від'ємно. Таким рядом буде наприклад:

(+) Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Pt (-)

/109/

Як що вартість електромоторної сили по-між Zn та Pt ми примемо за одиницю, то вартості електромоторної сили при контакті інших металів визначить табулиця, подана на стор. 52.

Знаком /- / зазначено тут від'ємну електризацію, знаком /+ / - додатну. Ця табулиця показує, що ВАРТІСТЬ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ ПО-МІЖ ДВОМА МЕТАЛАМИ РЯДУ Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Pt є ТИМ ЗНАЧНІШОЮ, ЧИМ ДАЛІ СТОЯТЬ ВОНИ ОДИН ВІД ДРУГОГО.

Названкою зазначено користуємося наступним чином: беремо якийсь метал /наприклад Cu / в ПЕРШОМУ ряду, а другий /наприклад Fe / - в ПОСЛЕДНЬОМУ ряду. В місці зустрічі двох відповідних шпальт

знаходимо вартість контактної різниці потенціалів $/- 0,2/$. Знак який стоїть перед останньою $/$ в даному разі $-$ визначає знак потенціалу першого металу $/Cu/$.

	Zn	Pb	Sn	Fe	Cu	Pt
Zn	0	- 0,2	- 0,3	- 0,6	- 0,8	- 1,0
Pb	+ 0,2	0	- 0,1	- 0,4	- 0,6	- 0,8
Sn	+ 0,3	+ 0,1	0	- 0,3	- 0,5	- 0,7
Fe	+ 0,6	+ 0,4	+ 0,3	0	- 0,2	- 0,4
Cu	+ 0,8	+ 0,6	+ 0,5	+ 0,2	0	- 0,2
Pt	+ 1,0	+ 0,8	+ 0,7	+ 0,4	+ 0,2	0

Витворимо ряд з де-кількох металів, наприклад $Cu/Fe/$, $Zn/Pt/$. Тоді матимемо: $Cu/Fe/ = - 0,2$, $Fe/Zn/ = - 0,6$, $Zn/Pt/ = + 1$. Як що складемо ці три числа, то дістанемо: $/- 0,2/ + /- 0,6/ + / 1,0/ = + 0,2$. Коли тепер звернемося до нашої таблиці, то для пари Cu/Pt дістанемо цю ж вартість $+ 0,2$.

Отже приходимо до наступного висновку: ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА, ВИТВОРЕНА ПРИ КОНТАКТІ ДЕ КІЛЬКОХ МЕТАЛІВ $M_1, M_2, \dots, M_n$, РІВНА ТІЙ ЕЛЕКТРОМОТОРНІЙ СИЛІ, ЯКА МАЛА БИ МІСЦЕ ПРИ КОНТАКТІ КРАЙНІХ МЕТАЛІВ M_1 ТА M_n . Ця закономірність була також встановлена ВОЛЬТОЮ й має назву ЗАКОНА ПОСЛІДОВНИХ КОНТАКТІВ; символічно вона виражається так:

$$M_1/M_2 + M_2/M_3 + \dots + M_{n-1}/M_n = M_1/M_n \quad |II|$$

Як що останній метал є ідентичним з першим $/M_n = M_1/$, то в такому разі

$$M_1/M_2 + M_2/M_3 + \dots + M_{n-2}/M_{n-1} + M_{n-1}/M_1 = M_1/M_1 = 0 \quad |III|$$

Отже, як що зробимо замкнений контур з де-кількох металів A, B, C, D й розріжемо цей контур здовж однієї з поверхней розподілу $/e_1, e_2, \dots, e_4, e_1/$, то в місцях розрізу матимемо певну різницю потенціалів. Як що ж ми переведемо розріз у якомусь іншому місці $/напр. ee/$, то різниця потенціалів виноситиме нуль, бо в усіх точках даного металу потенціал має все ту ж вартість. Коли би в різних точках ця вартість була різною, всередині металу відбувався би рух електричності, себ-то електричними силами довершувалася б певна праця без жадної затрати енергії в якійсь іншій формі, наприклад, у формі тепла $/температура всіх металів є однаковою і рух тепла від одних з них до других місця не має./$

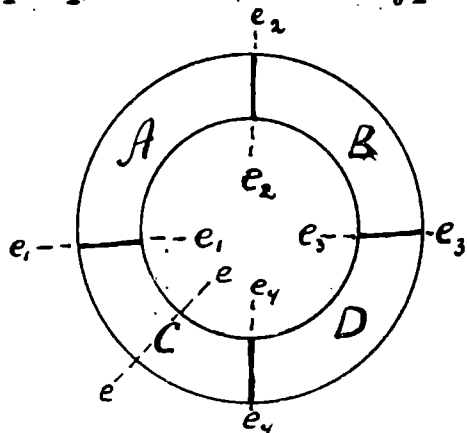


Рис. 97.

§ 44. Вольта встановив, що з'явище контактної електричності має місце і в тому

винадку, коли частина тіл, які витворюють контактний ряд, уявляє собою рідкі провідники. Однак в цьому випадку, як то показує досвід, ЗАКОН ПОСЛІДОВНИХ КОНТАКТІВ СТРАЧУЄ СВОЮ СИЛУ. Коли ми, наприклад, до посудини з H_2SO_4 /рис.98/ умістимо плитку Cu , до якої приєднано мідяний дріт, і таким чином витворимо ряд: Cu, H_2SO_4, Zn, Cu то, помірявши різницю потенціалів по-між мідяною плиткою та дротом, побачимо, що вона є відмінною від нуля. Як що ми поміряємо різницю потенціалів по-між кислотою та металом, то дістанемо: $H_2SO_4/Cu = -0,25$; $H_2SO_4/Zn = 1,20$. Отже для нашого ряду дістаємо:

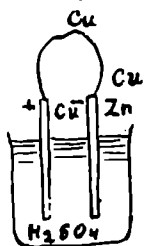


Рис.98.

Але порушення в цьому випадку закону збереження енергії ми не маємо; ближче ознайомлення зі справою показує, що контакт по-між металами та кислотою істотно відрізняється від контакту по-між двома металами: МІЖ МОЛЕКУЛАМИ МЕТАЛІВ ТА МОЛЕКУЛАМИ КИСЛОТИ МАЄ МІСЦЕ ПЕВНЕ ХІМІЧНЕ ДІЯННЯ; КОШТОМ ЦЬОГО ХІМІЧНОГО ПРОЦЕСУ І ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЕ НАГРОМАДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯКЕ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ВИТВОРЕННЯ ПЕВНОЇ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ даного ряду. При сполученні мідяної плитки з таким же дротиком в цілому контурі матиме місце тягле переміщення електричності в формі електричного тока, проходження якого через кислоту зв'язуватиметься з процесом ХІМІЧНОГО РОСКЛАДУ її МОЛЕКУЛ на певні складники. Уосякий подібний до взятого нами комплекс твердих та рідких тіл, що при однакових крайніх членах дає відмінну від нуля електромоторну силу, дістає назву ГАЛЬВАНИЧНОГО ЕЛЕМЕНТА. Те тіло, яке в елементі має найвищий потенціал /знак +/, називається АНОДОМ, те тіло, що має найнижчий потенціал /знак -/, називається КАТОДОМ. Анод та катод витворюють собою ПОЛІ ГАЛЬВАНИЧНОГО ЕЛЕМЕНТУ.

Описаний нами ЕЛЕМЕНТ ВОЛЬТИ з'являється найпростішим типом гальванічного елементу. Електромоторна сила його фактично є БЛИЗЬКОЮ ДО ОДНОГО ВОЛЬТА. Пізніше ми ознайомимось з більш досконалими типами гальванічних елементів.

§ 45. Всякий рух електричності, спрямований до витворення потенціалів. Отже маємо сказати, що ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТЯГЛИЙ РУХ ДОДАТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ В НАПРЯМКУ ВІД ПОТЕНЦІАЛУ ВИЩОГО ДО ПОТЕНЦІАЛУ НИЖЧОГО. Ві чого залежатиме загалом сила електричного току? Щоби в'ясувати собі це, звернемося до гідрокінетичної моделі рисунка 99. Виповнені водою А та В лучаться по між собою ширшою трубою LL та вузкою U; внутрішній першої в них уміщено водяне колесо М, яке приводиться в рух сторонньою силою. Трубка U може закриватися чоликом К. Опустимо останній і приведемо колесо М у рух у додатній напрямності; тоді вислідом такого процесу буде переміщення якоїсь кількості води в посудини В до посудини А і витворення певної РІВНИЦІ РІВНІВ у названих посудинах. По аналогії в принятих нами вище термінах для в'являх електричних, ми можемо казати про ГІДРОМОТОРНУ СИЛУ, вважаючи причиною витворення її рух колеса.

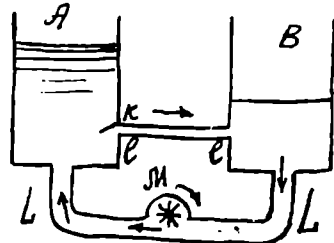


Рис.99.

РЕЗЕРВУАРИ. Як що ми піднесемо чолик К і тим творимо для водянних мас можливість переміщення по трубці LL, рівень води в посудині А відразу спаде на якусь величину, яка однак потім усталиється і лишатиметься незмінною, поки не змінюватиметься швидкість обертання колеса М /така різниця рівнів відновитиметься стану рівноваги по-між припливом течі від В до А по трубці LL і відпливом її від А до В по трубці U/. Трубка U відіграє в даному разі роль "провідника",

який врівнює різницю гідростатичних напружень в посудинах *A* та *B*. Від чого ж залежатиме сила водного току всередині труби? Ясна річ, що в першу чергу від РІЗНИЦІ РІВНІВ у посудинах *A* та *B*; коли ця різниця внісатиме нуль, не буде й руху течії; в міру ж її збільшення зростатиме й сила водного току; отже СИЛА ВОДЯНОГО ТОКУ ЗРОСТИТИМЕ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО РІЗНИЦІ РІВНІВ. Але на тому не кінець, при даній різниці рівнів сила току в трубці *ll* залежатиме як від її геометричних розмірів, так і від матеріалу, з якого вона виготовлена; справді "перепускальна здібність" трубки буде тим значнішою, чим більшими будуть довжина та поперечний переріз трубки й чим меншим з'являтиметься коефіцієнт тертя по-між течією та стінками трубки. Як що обидва згадані чинники ми об'єднаємо до купи, то можемо загалом казати про певний "ОПІР", який ставить трубка перепливу течії /величина цього опору буде, таким чином, пропорційною до коефіцієнту тертя, до довжини трубки й відворотно-пропорційною до поля перерізу трубки/. Ясна річ, що СИЛА ВОДЯНОГО ТОКУ БУДЕ ТИМ БІЛЬШОЮ ЧИМ МЕНШИМ БУДЕ ОПІР з боку трубки *ll*.

Переходячи від нашої гідрокінетичної моделі до з'явища руху електричності, маємо висловити наступне твердження:

СИЛА ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ВНУТРИ ЛІНІЙНОГО ПРОВІДНИКА *AB* Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ У МІСЦЯХ *A* ТА *B* І ВІДВОРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ОПОРУ ПРОВІДНИКА *AB*. Це ми можемо написати так:

$I = \kappa \cdot \frac{\mathcal{E}}{R}$. При належному виборі одиниць: сила ток потенціалу та опору множник κ обертається в одиницю й тоді ми дістаємо:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \quad /113/$$

себ-то СИЛА ТОКА I Є РІВНА ЕЛЕКТРОМОТОРНІЙ СИЛІ $\mathcal{E}$, ПОДІЛЕНІЙ НА ОПІР ПРОВІДНИКА R . Ця основна закономірність електрокінетики, вивчена року 1827 ОМОМ /*Georg Simon Ohm*, 1787-1854, німецький фізик відома під назвою ЗАКОНА ОМА.

Як що ми братимемо різні відтинки дроту, по якому проходить електричний ток, то діставатимемо й різні вартості опорів. Однак кожного разу стосунок різниці потенціалів на кінцях відтинку до опору останнього творитиме собою величину сталу, що уявляє собою силу току I . Зі звороту /113/ слідує ще два інші зв'язи.

$$\mathcal{E} = IR \quad R = \frac{\mathcal{E}}{I} \quad /114/$$

Покладаючи в другому з них $\mathcal{E} = 1$, $I = 1$ дістаємо: $R = 1$ себ-то ЗА ОДИНИЦЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ СЛІД ПРИНЯТИ ОПІР ТАКОГО ПРОВІДНИКА, СИЛА ТОКУ В ЯКОМУ, ПРИ РІВНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ НА ЙОГО КІНЦЕВИХ ТОЧКАХ В ОДИНИЦЮ ВІНЕСИТЬ ОДИНИЦЮ.

В системі практичних одиниць за одиницю опору належить узяти вольт. Ця одиниця має назву ОМА. Отже маємо:

$$\begin{array}{l} \text{вольт} \\ \text{ампер} \end{array} \quad \text{О М} = \frac{\text{В О Л Т}}{\text{А М П Е Р}} \quad /115/$$

$$\text{або} \quad \text{ОМ} = \frac{\frac{1}{3} \cdot 10^{-2} (\text{cgs})}{9 \cdot 10^9 (\text{cgs})} = \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} (\text{cgs}) \quad /116/$$

Вживається ще одиниці більшої, а саме 10^6 омів, яка має назву МЕГАОМ. Знайдемо вимір величини R :

$$|R| = \frac{|\mathcal{E}|}{|I|} = \frac{[L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]}{[L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}]} = [L^{-1} T] \quad /117/$$

Величина електричного опору даного провідника, як те вже ми в'ясували, має залежати з одного боку від його ГЕОМЕТРИЧНОГО ВИГЛЯДУ, а другого - від ФІЗИЧНИХ ЙОГО ВЛАСТИВОСТЕЙ. Отже для опору провідника дістаємо наступний вираз:

$$\tau = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad \dots \dots \dots /118/$$

де l означає довжину провідника, S - поле його перерізу, а ρ особливий множник, вартість якого залежить од фізичної природи даного провідника і який дістає назву ПИТОМОГО ОПОРУ. Покладаємо у взорі /118/ $l=1$, $S=1$; тоді дістанемо $\rho=1$, себ-то ПИТОМИЙ СПІР ДАНОГО ПРОВІДНИКА УЯВЛЯЄ СОБОЮ СПІР ОДИНИЦІ ЙОГО ДОВЖИНИ ПРИ ПОЛІ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ В ОДИНИЦЮ.

В системі /cgs/ за одиницю питомого опору даного провідника належить уважати опір виготовленого з цього провідника стрижня, довжиною в 1 см. і з поперечним перерізом в 1 кв.др. см. Така величина буде звичайно, дуже малою. Через те її іноді відносять до дроту, що має довжину в 1 метр, а поле перерізу в 1 кв. міліметр. В наведеній нижче таблиці подано вартості двох величин: питомого опору ρ та опору дроту в 1 метр довжиною з перерізом в 1 кв. мілім. ρ' / ρ .

Зі взору $\rho = \tau \cdot \frac{S}{l}$ слідує, що величина ρ має такий символічний вираз: $\rho = \frac{R \cdot l}{S} = \frac{R \cdot L}{S}$. Отже бачимо, що одиницею питомого опору в системі /cgs/ належить уважати "ОМ-САНТИМЕТР".

ПИТОМИЙ ОПІР Є ПЕВНОЮ ФУНКЦІЄЮ ТЕМПЕРАТУРИ; у металів з піднесенням температури він зростає, у вугілля та графіту, а також у всіх рідких провідників - маліє. Селен змінює /зменшує/ свій питомий опір під впливом світляних промінів^х). Величина $\Delta \rho$, на яку змінюється вартість питомого опору при піднесенні або зниженні температури на 1°C, називається ТЕРМІЧНИМ КОЕФІЦІЄНТОМ даного провідника. Таким чином як що через ρ_0 зазначимо питомий опір при 0°, а через ρ_t - при t° , то дістанемо:

$$\rho_t = \rho_0 (1 + \Delta \rho^t) \quad \dots \dots \dots /119/$$

На зміні /зрості/ опору провідника з піднесенням його температури ґрунтується конструкція БОЛОМЕТРА - дуже чутливого пристрою, що служить для поміру напруження теплового промінювання. Основну частину цього пристрою складає тоненька й довга металева стрічка, поверхня якої вкрита верствою сажі /рис. 101-А/. Акція теплових промінів спричиняється до зросту опору стрічки; величина цього зросту міряється помічку Вітотонового містка, з дуже чутливим гальванометром. Болومتر відіграє велику роль при дослідженнях характеру розподілення енергії в соняшному спектрі.

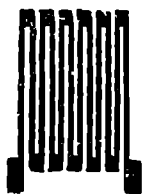


Рис. 101-А.

Нижче подається таблиця, в якій зазначено вартості питомого опору та температурного коефіцієнту для низки твердих тіл.

х/ На цій властивості селену базуються винайдені Артуром Корном *Arthur Korn* метода ТЕЛЕФОТОГРАФІЇ.

ТАБЛИЦЯ
ПИТОМИХ ОПОРІВ ТА ТЕРМИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ТВЕРДИХ ТІЛ.

НАЗВА ТІЛА	Питомий опір /в ом-сант./	Опір дроту довж. в 1 мет. і в 1 мм. пер.	Термичний коефіцієнт $\Delta \rho$
Срібло /Ag/	$1,6 \cdot 10^{-6}$	0,016	+ 0,0040
Мідь /Cu/	$1,7 \cdot 10^{-6}$	0,017	+ 0,0040
Золото /Au/	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,023	+ 0,0040
Глинець /Al/	$3,2 \cdot 10^{-5}$	0,032	+ 0,0036
Цинк /Zn/	$6,1 \cdot 10^{-6}$	0,061	+ 0,0037
Нікель /Ni/	$8-11 \cdot 10^{-6}$	0,08-0,11	від +0,0037 до +0,006
Осмій /Os/	$10 \cdot 10^{-6}$	0,10	+ 0,004
Платина /Pt/	$10,8 \cdot 10^{-6}$	0,108	+ 0,0039
Хем. чиста Залізо /Fe/	$9-15 \cdot 10^{-6}$	0,09-0,15	від +0,0045 до +0,006
Тантал /Ta/	$15 \cdot 10^{-6}$	0,15	+ 0,0033
Оливо /Pb/	$21 \cdot 10^{-6}$	0,21	+ 0,0042
Антимон /Sb/	$45 \cdot 10^{-6}$	0,45	+ 0,0041
Ртуть /Hg/	$95,8 \cdot 10^{-6}$	0,958	+ 0,00092
Віомут /Bi/	$120 \cdot 10^{-6}$	1,2	+ 0,0042
Графіт /C/	$1100 \cdot 10^{-6}$	11,0	-
Вугіль /C/	$5000-10000 \cdot 10^{-6}$	50-100	від -0,0002 до -0,0008
СТОПИ МЕТАЛИ В.			
Мосяж	$7-9 \cdot 10^{-6}$	0,07-0,09	+ 0,0015
Нейзівльбер (60% Cu, 21% Ni, 19% Zn)	$15-40 \cdot 10^{-6}$	0,15-0,40	від + 0,00022 до +0,0007
Нікелін (58% Cu, 41% Ni, 1% Mn)	$42 \cdot 10^{-6}$	0,42	+ 0,00023
Манганін (70% Cu, 30% Mn)	$42 \cdot 10^{-6}$	0,42	від 0. до +0,00003
Константан (35-55% Ni, 65-45% Cu, 0-20% Zn)	$49-52 \cdot 10^{-6}$	0,49-0,52	

З цієї таблиці ми бачимо, що **ПІТОМИЙ ОПІР МЕТАЛЕВИХ СТОПІВ** є **ЗАГАЛОМ БІЛЬШИМ** ОД **ПІТОМИХ ОПОРОВІВ ІХ СКЛАДНИКІВ**.
Електропровідні властивості найбільш відомих рідких провідників характеризує наступна таблиця:

ТАБЛИЦЯ
питомої електропровідності /κ/ водних розчинів /при 18°C/.

Розчин	NaCl	ZnSO_4	CuSO_4	AgNO_3	кон	HCl	HNO_3	H_2SO_4
5%	0,067	0,019	0,019	0,026	0,172	0,395	0,258	0,209
10%	0,121	0,032	0,032	0,048	0,315	0,630	0,461	0,392
15%	0,164	0,042	0,042	0,068	0,425	0,745	0,613	0,543
20%	0,196	0,047	-	0,087	0,499	0,762	0,711	0,653
25%	0,214	0,048	-	0,106	0,540	0,723	0,770	0,717
30%	-	0,044	-	0,124	0,542	0,662	0,785	0,740
40%	-	-	-	0,157	0,450	0,515	0,733	0,680
50%	-	-	-	0,186	-	-	0,631	0,541
60%	-	-	-	0,210	-	-	0,513	0,373
70%	-	-	-	-	-	-	0,396	0,216
80%	-	-	-	-	-	-	0,267	0,111
Максимальна електропров. при	-	-	-	-	0,544	0,767	0,785	0,740
	-	-	-	-	28%	18,3%	29,7%	30,0%

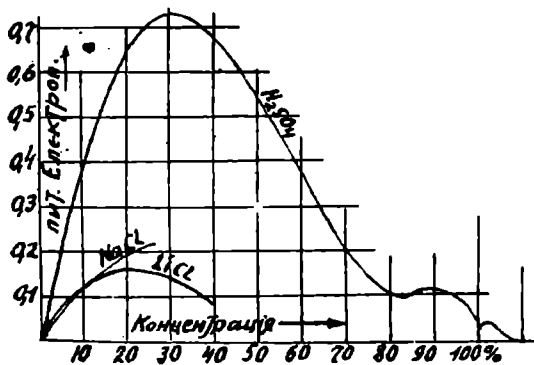


Рис. 100.

З цієї таблиці бачимо, що для кожного розчину існує відповідний ступінь концентрації, якій відповідає максимальний питомий електропровідності; так наприклад розчин H_2SO_4 має максимальну електропровідність при концентрації в 30%. З великою наочністю показує це графіка рисунку 100.

Розглянемо тепер величину κ відворотно-пропорційну до питомого опору:

$$\kappa = \frac{1}{\rho} \dots \dots \dots /120/$$

яку ми назвемо **ПІТОМОЮ ЕЛЕКТРОПРОВОДНІСТЮ**. Ця величина матиме вимір:

$$|\kappa| = |L^{-1}T| = |LT^{-1}| \dots \dots \dots /121/$$

Як бачимо **ПІТОМА ЕЛЕКТРОПРОВОДНІСТЬ** має той же вимір, що й **СКОРІСТЬ**.

§ 46. Прикладемо закон Ома до того випадку, коли контур, по якому проходить електричний ток, складається з **ДЕ-ЯКІЛЬКОХ ПРОВІДНИКІВ**

НЕОДНАКОВОЇ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ФОРМИ. Отже нехай ми маємо три різні провідники A, B та C /рис.101/ послідовно по-між собою злучені. Зазначимо вартості потенціалів у крайніх точках M, M_1, M_2 та M_3 , згаданих провідників відповідно через V, V_1, V_2 та V_3 . Сила току, себ-то кількість електричності, що проходить через поперечний переріз дроту в 1 секунду, матиме для всіх провідників спільну вартість i . Отже, як що опори провідників ми зазначимо відповідно через r_1, r_2 та r_3 , то зможемо написати:

Рис.101.

$$i = \frac{V-V_1}{r_1} = \frac{V_1-V_2}{r_2} = \frac{V_2-V_3}{r_3};$$

а звідцільа дістанемо.

$$i = \frac{(V-V_1) + (V_1-V_2) + (V_2-V_3)}{r_1 + r_2 + r_3} = \frac{V-V_3}{r_1 + r_2 + r_3} \quad /122/$$

Але по закону Ома:

$$i = \frac{V-V_3}{R} \quad /123/$$

де R означає опір провідника $AA_1A_2A_3$.
Отже зі взорів /122/ та /123/ дістаємо:

$$R = r_1 + r_2 + r_3 \quad /124/$$

себ-то: ОПІР ДЕ КІЛЬКОХ ПОСЛІДОВНО-СПЛУЧЕНИХ ПРОВІДНИКІВ Є РІВНИЙ СУМІ ОПОРІВ ЦИХ ПРОВІДНИКІВ.

§ 47. Розглянемо тепер частину контура, складену з декількох провідників A, B, C /рис.102/ НЕОДНАКОВОЇ ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ. Зазначимо крайні точки цих провідників через M, M_1, M_2 та M_3 . В точках M_1 та M_2 у вислід контакту двох неоднакових провідників ми матимемо певні контактні різниці потенціалів, які ми зазначимо через V_{AB} та V_{BC} . Нехай r_1, r_2 та r_3 означають опори провідників A, B та C . Як що би ці провідники не відрізнялись по своїх фізичних властивостях ми би мали:

Рис.102.

де V, V_1, V_2 та V_3 означають потенціали в точках M, M_1, M_2 та M_3 у даному випадку ж матимемо:

$$ir_1 = V - V_1; \quad ir_2 = V_1 - V_2 + V_{AB}; \quad ir_3 = V_2 - V_3 + V_{BC}; \quad /125/$$

звідкіля $ir_1 + ir_2 + ir_3 = (V - V_1) + (V_1 - V_2 + V_{AB}) + (V_2 - V_3 + V_{BC})$

$$\text{або} \quad i(r_1 + r_2 + r_3) = iR = (V - V_3) + V_{AB} + V_{BC} \quad /126/$$

себ-то В ЧАСТИНІ КОНТУРА, ЯКА МІСТИТЬ У СОБІ ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ, ДОБУТОК ІЗ СИЛИ ТОКУ НА ОПІР Є РІВНИЙ СУМІ РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ КРАЙНІХ ТОЧОК ПРОВІДНИКА ТА ВІДПОВІДНИХ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛ.

Розглянемо далі ЗАМКНЕНИЙ КОНТУР /рис.103/, що містить у собі ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$ /наприклад три гальванічні елементи/. Візьмемо на контурі які-небудь дві точки A та B й пристосуємо до частин контура AC, B та $AE, \mathcal{E}_2, B$ взір /126/. Зазначимо через R_1 та R_2 опори названих частин. Тоді зможемо написати:

$$i_1 = \frac{V_A - V_B + \mathcal{E}_1}{R_1}; \quad i_2 = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3}{R_2}$$

звідки: $i = i_1 + i_2 = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3}{R_1 + R_2} = \frac{\mathcal{E}}{R} \dots \dots \dots /127/$

себ-то в ЗАМКНеному КОНТУРІ СИЛА ТОКУ є РІВНА АЛГЕБРАІЧНІЙ СУМІ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛ, ПОДІЛЕНІЙ НА ПОВНИЙ ОПІР КОНТУРА.

§ 48. Звернемося до ознайомлення зі з'явищем галуження токiв. Нехай в точці O сходяться де-кілька провідників, при чому по одних з них A_1O, A_2O, A_3O ток ПРИПЛИВАЄ до точки O , а по інших OA_4, OA_5 - ВІДПЛИВАЄ. Через

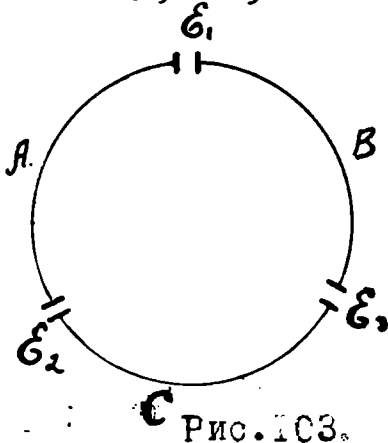


Рис. 103.

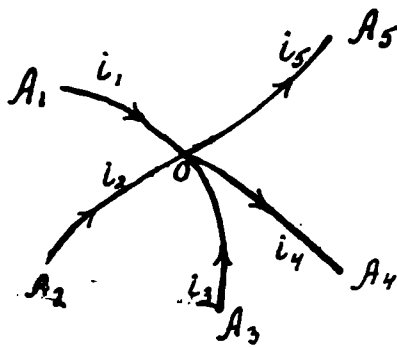


Рис. 104.

те, що від точки O в одиницю часу може відійти лише та кількість електричності, яка за той же час до неї підішла, ми маємо написати:

$$i_1 + i_2 + i_3 = i_4 + i_5 \dots /128/$$

себ-то СУМА СИЛ ТОКІВ, ЩО ПРИПЛИВАЮТЬ ДО ДАНОЇ ТОЧКИ, є РІВНА СУМІ СИЛ ТОКІВ, ЩО ВІД НЕЇ ВІДПЛИВАЮТЬ. є це

ПЕРШЕ КИРХГОВЕ ПРАВИЛО ГАЛУЖЕННЯ ТОКІВ /Gustav Kirchhoff, 1824-1887, відомий німецький фізик/.

Якщо сили токiв, які ПРИПЛИВАЮТЬ до точки O , ми вважатимемо за величини ДОДАТНІ, а ті, які ВІДПЛИВАЮТЬ, - за величини ВІД'ємНІ, то першому закону Кирхгофа можна надати вигляд

$$\sum_{k=1}^{k=n} i_k = 0 \dots \dots \dots /129/$$

Нехай тепер де-кілька провідників перехрещуються по-між собою таким чином, що витворюють ЗАМКНЕНИЙ КОНТУР. Розрізнятимемо тут два випадки, а саме: 1/ контур не містить у собі джерел електромоторної сили /рис. 105/ і 2/ контур містить у собі такі джерела /рис. 106/. Розглянемо перший випадок. Завначимо потенціали в точках A_1, A_2, A_3, A_4 через V_1, V_2, V_3, V_4 , а опір та силу токiв у відповідних частинах контуру через r_1, r_2, r_3, r_4 та i_1, i_2, i_3, i_4 . Тоді, обходячи контур від точки A_1 в додатній напрямності, зможемо написати: $V_1 - V_2 = i_1 r_1$; $V_2 - V_3 = i_2 r_2$; $V_3 - V_4 = i_3 r_3$; $V_4 - V_1 = i_4 r_4$;

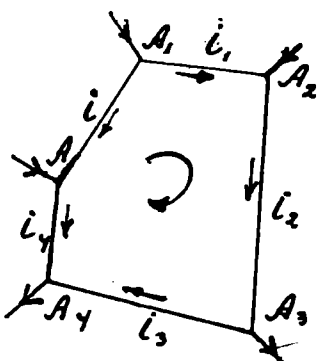


Рис. 105.

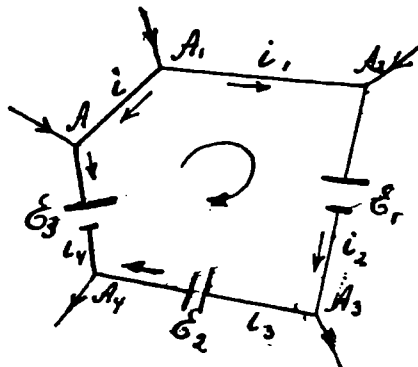


Рис. 106.

/тут друга, третя та четверта величина матимуть додатні вартості, перша пята - від'ємні/.

Просумовавши вирази /130/ дістанемо: $i_1 r_1 + i_2 r_2 + \dots + i_4 r_4 = 0 \dots \dots \dots /130/$

Загалом матимемо:

$$\sum_{k=1}^{k=n} i_k r_k = 0 \dots \dots \dots /131/$$

себ-то: В ЗАМКНеному КОНТУРІ, ЩО НЕ МІСТИТЬ У СОБІ ДЖЕРЕЛ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛ, АЛГЕБРАІЧНА СУМА ДОБУТКІВ з СИЛ ТОКІВ НА ВІДПОВІДНІ ОПІРИ ВІНОСИТЬ НУЛЬ.

Перейдемо до другого випадку; нехай наш контур містить у собі джерела електромоторної сили: $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ та $\mathcal{E}_3$. Тоді, пристосовуючи ввір

/126/, зможемо написати:

$$\begin{aligned} i_1 z_1 &= \mathcal{U} - \mathcal{U}_1; \quad i_2 z_2 = \mathcal{U}_1 - \mathcal{U}_2; \quad i_3 z_3 = \mathcal{U}_2 - \mathcal{U}_3 + \mathcal{E}_1; \\ i_4 z_4 &= \mathcal{U}_3 - \mathcal{U}_4 + \mathcal{E}_2; \quad i_5 z_5 = \mathcal{U}_4 - \mathcal{U} + \mathcal{E}_3; \end{aligned} \quad /132/$$

Просумовавши ці зв'язки, дістанемо: $i_1 z_1 + i_2 z_2 + \dots + i_n z_n = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$, або загалом:

$$\sum_{k=1}^n i_k z_k = \sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k \quad /133/$$

себ-то в ЗАМКНеному контурі, який містить у собі джерело ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ, АЛГЕБРАТИЧНА СИЛА ДОБУТКІВ З СИЛ ТОКУ НА ВІДПОВІДНІ ОПОРИ Є РІВНА ТАКІЙ ЖЕ СУМІ ЕЛЕКТРОМОТОРНИХ СИЛ.

Наведене твердження має назву ДРУГОГО КИРХГОФОВОГО ПРАВИЛА.

§ 49. Пристосуємо Кирхгофіві правила до різних випадків розгалуження току. Нехай ток сили $\mathcal{I}$, розгалужується в точці A (рис. 107) на два токи, сили яких виносять i_1 та i_2 . Відповідні опори відгалужень AB та AC вважимо через z_1 та z_2 . Прикладемо до точки A перше правило. Тоді дістанемо:

$$\mathcal{I} = i_1 + i_2$$

Прикладемо до контура $ABCD$ друге правило. Тоді матимемо: $i_1 z_1 - i_2 z_2 = 0$;

$$\text{або } i_1 z_1 = i_2 z_2;$$

а це дає:

$$i_1 : i_2 = z_2 : z_1 \quad /134/$$

Рис. 107.

себ-то в ДВОХ РІВНОБІЖНО-СПОЛУЧЕНИХ ПРОВІДНИКАХ СИЛИ ТОКІВ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ОПОРІВ ПРОВІДНИКІВ.

На практиці часто доводиться мати діло з різними пристроями /гальванометрами, амперметрами й т. инш./, які не дозволяють перепускати через них токів значної сили. Нехай $\mathcal{L}$ (рис. 107-А) означає обмотку такого пристрою. Як що останній ми включили б звичайним способом у головну лінію MN , то внаслідок цього було б його негайне ушкодження /сильний ток перепалив би обмотку $\mathcal{L}$ /. Щоби уникнути цього ми

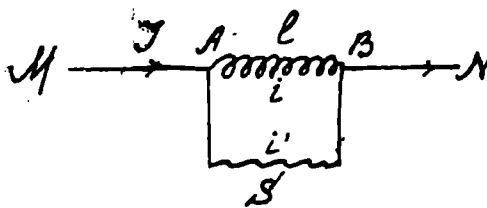


Рис. 107-А.

РІВНОБІЖНО ДО ПРОВІДНИКА $\mathcal{L}$ ВКЛЮЧАЄМО ДРУГИЙ ПРОВІДНИК S ЗНАЧНО МЕНШОГО ОПОРУ; тоді через провідник S йде головна частина току, а через обмотку пристрою $\mathcal{L}$ проходить лише незначна його частина, чим усувається зазначена вище небезпека. Провідник S у цьому випадку дістає назву ШУНТА. Зважаючи опір пристрою через $\mathcal{L}$, опір шунта через S ,

сили току в провідниках $\mathcal{L}$ та S відповідно нехай будуть i та i' ; сила току в головній лінії хай виносить $\mathcal{I}$.

Тоді на основі викладеного вище матимемо:

$$\mathcal{I} = i + i'; \quad i : i' = z' : z;$$

З останньої пропорції маємо:

$$(i + i') : i = (z' + z) : z' \quad \text{або} \quad \mathcal{I} : i = (z + z') : z';$$

звідкіля

$$\mathcal{I} = i \cdot \frac{z + z'}{z'} \quad /135/$$

Таким чином ми маємо можливість обчислити вартість сили току $\mathcal{I}$ в головній лінії і НЕ ПЕРЕПУСКАЮЧИ ОСТАННІЙ ПОВНІСТЮ ЧЕРЕЗ ПРИСТРІЙ. Звичайно для цього ми повинні знати вартості опорів z та z' . Найзручнішими без сумніву будуть шунти, побудовані по десятковій системі, себ-то такі при-

яких $i = \frac{1}{10} \mathcal{I}$, або $i = \frac{1}{100} \mathcal{I}$ і т.д. Щоби дістати перший з них ми у вво-
рі /135/ маємо покласти: $\frac{z+z'}{z'} = 10$; звідси дістаємо $z' = \frac{1}{9} z$, себ-то

ОПІР ШУНТУ МАЄ ВИНOSИТИ ДЕВ'ЯТУ ЧАСТИНУ ОПОРУ ПРИСТРОЮ. Аналогічно для

виконання умов $i = \frac{1}{100} \mathcal{I}$ та $i = \frac{1}{1000} \mathcal{I}$ маємо покласти $z' = \frac{1}{99} z$ та $z' = \frac{1}{999} z$.

Викладена вище ідея шунту знаходить найширше застосування на практиці. З ним ми не раз вдибаємося в послідуєчому нашому викладі.

Розглянемо тепер той випадок коли ми маємо ДЕ-КІЛЬКА /більше двох/ розгалужень /рис.108/. Як що потенціали в точках A та B визна-
чимо відповідно через $\mathcal{V}$ та $\mathcal{V}_1$, то зможемо написати:

$$i_1 = \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_1}; i_2 = \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_2}; i_3 = \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_3}; \dots /136/$$

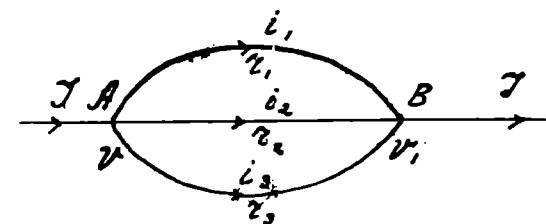


Рис. 108.

Як що би при тій же силі току $\mathcal{I}$ ми по-між точками A та B замість трьох мали лише один провідник, то його опір мав би де-яку певну вартість, відмінну від кожної з величин z_1, z_2 та z_3 . Зазначимо цей опір через R і знайдемо зв'язок по-між ним та опорами z_1, z_2, z_3 . Взявши на увагу, що $\mathcal{I} = i_1 + i_2 + i_3$, на основі вво-рі /136/ ми напишемо:

$$\mathcal{I} = \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{R} = \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_1} + \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_2} + \frac{\mathcal{V} - \mathcal{V}_1}{z_3};$$

а це дає:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} + \frac{1}{z_3} \dots \dots \dots /137/$$

або загалом

$$\frac{1}{R} = \sum_{k=1} \frac{1}{z_k} \dots \dots \dots /138/$$

себ-то ЗАГАЛЬНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ДЕ-КІЛЬКОХ РІВНОБІЖНО-СПОЛУЧЕНИХ ПРОВІДНИКІВ Є РІВНА СУМІ ПАРЦІАЛЬНИХ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТЕЙ.

§ 50. Розглянемо ще приклад галушення току в контурі в джере-
лахи електромоторної сили /рис.109/. Поцікавимося питанням які вартості
 i_1, i_2 та i_3 матиме сила току в контурах AE, B, AE, B
та ACB . Для точки B на основі першого правила ми
маємо:

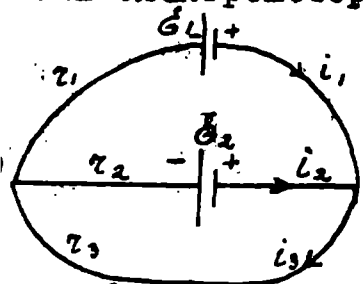


Рис. 109.

$$i_3 = i_1 + i_2 \dots \dots \dots /139/$$

Приклавши друге правило до контурів AE, BA та AE, BSA
дістанемо:

$$i_1 z_1 - i_2 z_2 = E_1 - E_2 \dots \dots \dots /140/$$

$$i_2 z_2 + i_3 z_3 = E_2 \dots \dots \dots /141/$$

Розв'язавши систему рівнянь /139/, /140/ та /141/, знайдемо величини i_1, i_2 та i_3 .

§ 51. Як побачимо далі більшість електричних помірів зводиться до поміру різних опорів. Отже набуває дуже великої практичної ваги пи-
тання про ВСТАНОВЛЕННЯ І ВИГОТОВЛЕННЯ ЕТАЛОНІВ ОПОРУ. Згідно ухвали Між-
народного Електричного Конгресу, що відбувся року 1898 в Чикаго, за
основний еталон, т.зв. "НОРМАЛЬНИЙ ОМ" прийнято ОПІР РТУТНОГО СТОВПУ ДО-
ВЖИНОЮ В 106,3 СМ. ТА ПОЛЕМ ПЕРЕРІЗУ В 1 КВАДР. МІЛІМЕТР ПРИ 0°С. В ос-
танні часи нормальні оми виробляються здебільшого з МАНГАНІНОВОГО ДРОТУ,
опір якого дуже мало змінюється при змінах температури. Загальний ске-
м. такого еталону подає рис.110. В лабораторній практиці потрібно бу-
ває мати різні опори, якді приблизної, а якді точно-овзначеної вартос-

ти. Цій вимові задовольняють пристрої, які дістають назву РЕОСТАТІВ.

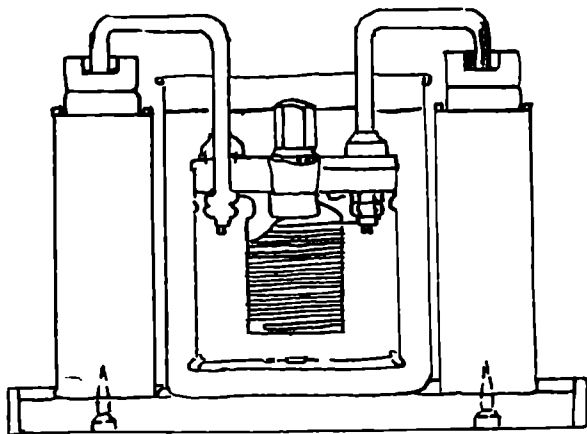


Рис. II0

Найбільш досконалим типом є ШТЕПСЕЛЬНИЙ РЕОСТАТ, що уявляє собою асортимент еталонів опору. Схема штепсельного реостату показана на рис. II1. Зовнішній його вигляд на рис. II2. Коли всі металеві штепселя вставлені до своїх відтулин, ток від одного запису A до другого B йде через товсту металеву плитку PP , опір якої є дуже незначним. Як що ж деякі штепселя ми виймемо, то у відповідних місцях ток змушений буде обходити по дротиках z_1, z_2, z_3, z_4 , уміщених внутрі реостату. Як що, наприклад, ми виймемо штепселі K_2 та K_4 , то опір, який дасть реостат, визначиться сумою опорів дротиків z_2 та z_4 . Опори дротиків підбираються так само як тягарці до ваги, наприклад: 1, 2, 2, 5, 10, 20, 20, 50 Ω , так що є можливість скомбінувати в певних межах будь-яку вартість опору. Вставляючи штепсель до реостату не

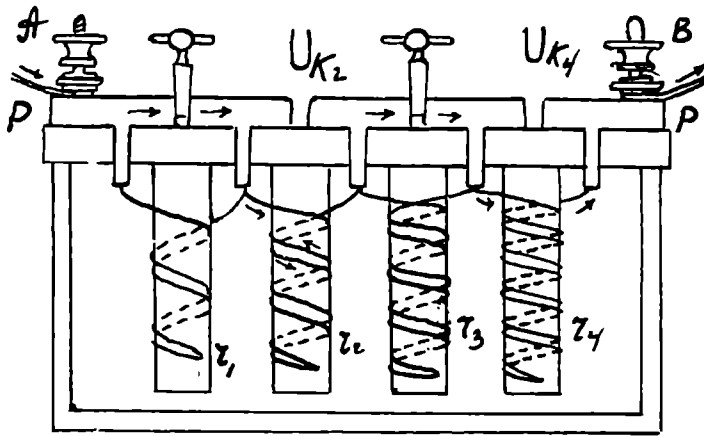


Рис. III.

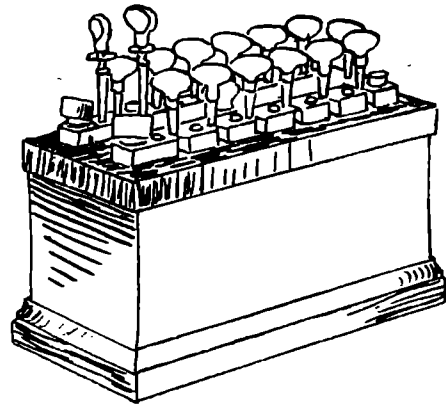


Рис. II2.

обхідно завше дбати про міцність контакту, бо при ненадійному контакті опір останнього може значно змінити /й навіть перевищити/ опір даного еталону.

Іноді /для різних технічних потреб/ буває необхідним мати певні опори, однак не точних, а ЛІШЕ ПРИБЛИЗНИХ вартостей. В цих випадках уживається ПЕРЕВОДНИЙ РЕОСТАТ /реостат з ДЕРЖАЧКОМ/. Схему його подає рис. II3, загальний вигляд - рис. II4.

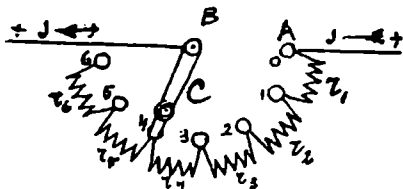


Рис. II3.

Держачок C ходить довкола осі B і може злучати останню з однією з кнопок, що зазначені числами 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6. Кнопки злучені дротами $z_1, z_2, z_3, z_4, z_5, z_6$. До кнопки 0 підходить ток, який відходить далі від осі B . Як що держачок C поставити на кнопку 0, то ток іде в напрямку ACB , не проходячи через жадний опір. Як що C поставити на кнопку 1, то ток, дійшовши до точки A , має перейти далі через опір z_1 і лише після цього потрапляє на держатко C . Коли останнє поставимо на кнопку 4 /як на рисунку/, то ток має пройти через опори z_1, z_2, z_3, z_4 . Таким чином ми можемо надавати опору вартості $0, z_1, z_1+z_2, \dots, z_1+\dots+z_6$.

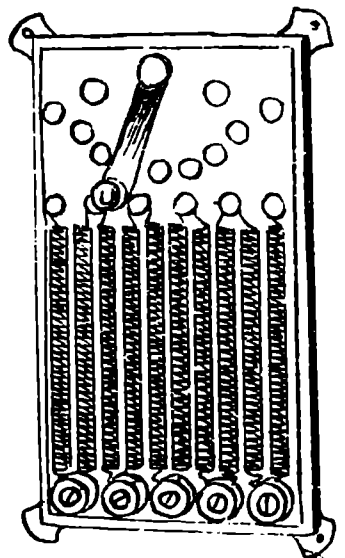


Рис. II4.

В лабораторній практиці часом виникає потреба ТЯГЛОЇ зміни опору. Цей вимосі задовольняє РЕОСТАТ З РУХОМИМ КОНТАКТОМ (рис. II5).

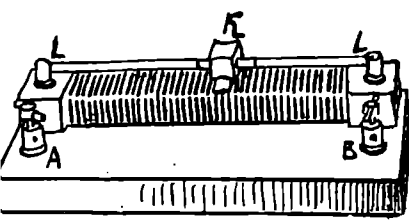


Рис. II5.

Складається він з порцелянового бруска, на який намотано один ряд дроту. На останній спирається своїми лапками контакт K , що ходить по металевому стрижню LL . Кінці дротів виведено до притисків A та B . З одним з них злучено стрижень LL . Як видно зі схеми рис. II6 ток од A до C відбуває дорогу по обмотці реостату, а далі /вибираючи шлях з найменшим опором/ простує в напрямку $CKLB$. Пересуваючи контакт вправо, ми по-слідовно збільшуватимемо опір, пересуваючи його наліво, опір зменшуватимемо.

§ 52. Закон Ома та правила Кирхгофа творять ту теоретичну базу, на яку спирають практичні МЕТОДИ ПОМІРУ ОПОРІВ. До ознайомлення з ними ми нині й звернемося:

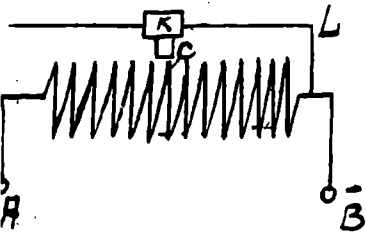


Рис. II6.

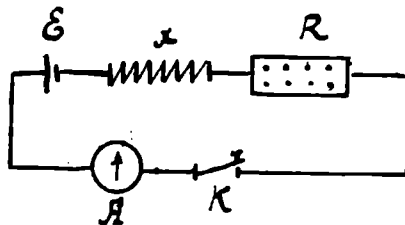


Рис. II7.

І. МЕТОДА БЕЗПОСЕРЕДНЬОГО ПОМІРУ. Ця метода придатна лише до поміру ЗНАЧНИХ опорів. Схему її подає рис. II7. Тут ми маємо замкнений контур, або, як ми його називатимемо ЛАНЦЮГ, складений з джерела електродвигнної сили $\mathcal{E}$, невідомого опору X , штепсельного реостата R , ключа K та амперметра A . Зазначи-

мо через r_A опір амперметра, через r_E - внутрішній опір елемента $\mathcal{E}$. Тоді, заігнахавши опір провідів /незначний в порівнянні до опору X /, ми скажемо, що опір нашого ланцюга визначається сумою опорів r_E , X , R та r_A . Отже, взявши зі штепсельного реостата опір R і знайшовши по амперметру силу тока I , ми матимемо:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{r_E + r_A + R + X} \quad /142/$$

Як що всі величини: $\mathcal{E}$, r_E та r_A нам відомі, то в виразу /142/ ми зможемо безпосередньо обчислити X . Як що названий вираз містить у собі більше ніж одну невідому величину, то для знаходження вартостей цих величин ми повинні мати відповідну кількість рівнянь; іх ми дістанемо, коли зі штепсельного реостату візьмемо різні опори $R_1, R_2, \dots$ і знайдемо відповідні вартості сили тока: $I_1, I_2, \dots$

2. МЕТОДА ПІДСТАНОВКИ. Ця метода в дуже просту й полягає в тому, що взявши ланцюг, складений з елемента, амперметра й даного провідника, ми виключаємо з ланцюга останній, а на його місце включаємо штепсельний реостат, з якого беремо такий опір, при котрому сила тока зберігає первісну вартість. В цих умовах опір, узятий з реостата, є рівний невідомому опору провідника.

На практиці досвід переводиться по схемі, що подана на рис II8. Тут g означає гальванометр, K - ключ, а K - комутатор, що дозволяє вводити в ланцюг або невідомий опір R_x , або штепсельний реостат R .

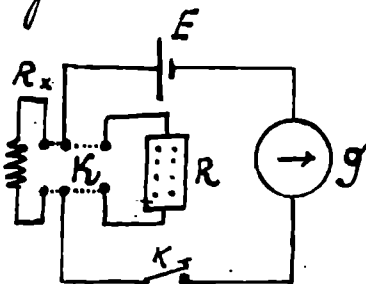


Рис. II8.

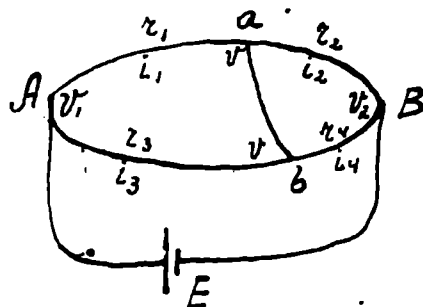


Рис. II9.

III. МЕТОДА МІСТКА ВІТСТОНА /Wheatston/ є найбільш досконалою мето-дою. Принцип її полягає в наступному: Узявши собі, що від джерела $\mathcal{E}$ виходить ток, який

дійшовши до точок A та B , розгалужується й простеє далі двома дорогами: AaB та AbB . Той факт, що від однієї з названих точок ток іде до другої з них, каже нам про те, що існує відповідна різниця потенціалів і що вартість потенціалу в точці B є відмінною від такої ж вартості в точці A . Зазначимо ці вартості через V_1 та V_2 . В кожному з розгалужень AaB та AbB без сумніву знайдеться безмежна кількість точок, у яких ВАРТОСТИ ПОТЕНЦІАЛІВ БУДУТЬ ОДНАКОВИМИ. Нехай однією з таких пар будуть точки a та b . Як що ці дві точки ми сполучимо провідником ab , то, на основі нашої умови, ТОКУ В НЬОМУ НЕ БУДЕ. Точки a та b розділили наш контур на чотири ділянки: Aa , aB , Ab , bB . Зазначимо сили току на цих ділянках відповідно через i_1 , i_2 , i_3 та i_4 , а їхні опори через z_1 , z_2 , z_3 та z_4 . Згідно першого Кирхгофівського правила скільки току приплило до кожної з точок a та b , стільки ж його і відплило. Отже через те, що сила току в провіднику ab виносить НУЛЬ, ми маємо право написати:

$$i_1 = i_2; i_3 = i_4 \dots \dots \dots /143/$$

Але, на основі закону Ома, ми маємо:

$$i_1 = \frac{V_1 - V}{z_1}; i_2 = \frac{V - V_2}{z_2}; i_3 = \frac{V_1 - V}{z_3}; i_4 = \frac{V - V_2}{z_4} \dots \dots \dots /144/$$

звідкіля дістаємо:

$$\frac{V_1 - V}{z_1} = \frac{V - V_2}{z_2} \dots \dots \dots /145/$$

$$\frac{V_1 - V}{z_3} = \frac{V - V_2}{z_4} \dots \dots \dots /146/$$

Поділивши /145/ на /146/ дістанемо: $z_3 : z_1 = z_4 : z_2$;

Як що опори z_1 , z_2 та z_3 нам відомі, то опір z_4 знайдеться з виразу:

$$z_4 = \frac{z_2 \cdot z_3}{z_1} \dots \dots \dots /147/$$

Викладені вже теоретичні міркування й служать основою конструкції містка Вейстона. Схему його подає рис. 120. Тут AB означає сам місток, себ-то дріт, довжиною в 1 метр, натягнений вздовж скалі в міліметровими поділками. По дроту ходить пересувний контакт P , при русі якого змінюються довжини двох частин дроту AP та BP , а, відповідно до того, і вартості опорів z_1 та z_2 . Через те, що дріт AB на цілій своїй довжині має все той же переріз, опори z_1 та z_2 стосуються по між собою як відповідні довжини $l_1 = AP$ та $l_2 = PB$. Отже ввір /147/ ми зможемо переписати так

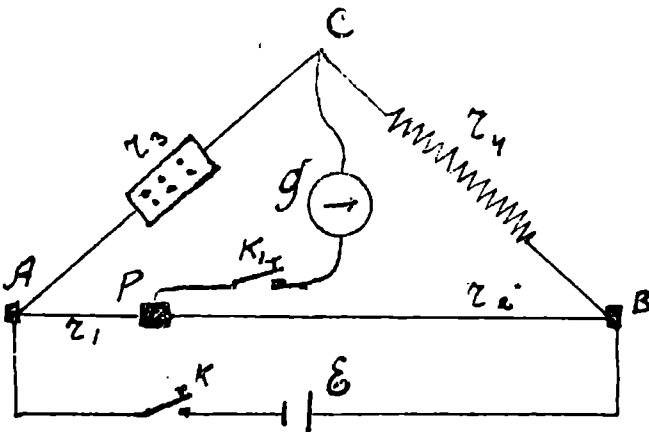


Рис. 120.

$$z_4 = \frac{l_2}{l_1} \cdot z_3 \dots \dots \dots /148/$$

Таким чином, знаючи опір z_3 та стосунок двох довжин l_2 та l_1 , ми зможемо обчислити невідомий опір z_4 . В ролі опору z_3 на практиці береться штепсельний реостат. Рухомий контакт P пересувається аж доти поки стрілка гальванометра при замиканні току ключем K не зберігатиме ПОВНОГО СУПКОЮ. Тоді знаходимо по скалі l_1 та l_2 й на основі wzору /148/ обчислюємо z_4 .

Для помірив МАЛИХ опорів існують особливі методи, на розгляді яких тут ми зупинятися не будемо.

§ 53. Свого часу ми відмітили той факт, що здібністю проводити електричність володіють не лише тверді тіла, а також і де-які течі. Але

в цьому випадку процес проходження електричного току приймає особливого характеру. Як показує досвід **ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ЧЕРЕЗ РІДКІ ПРОВІДНИКИ ЗАВЖЕ Є ЗВ'ЯЗАНИМ З ПРОЦЕСОМ ХІМІЧНОГО РОСКЛАДУ ОСТАТНІХ**. Цей процес ми називатимемо **ЕЛЕКТРОЛІЗОМ**. В тому, що всі течі, які не належать до ізоляторів /вони мають назву **ЕЛЕКТРОЛІТІВ** /, при перепусканні через них електричного току зазнають хімічного розкладу, легко перекопати на досвіді. Опустимо, наприклад, дві платинові плиточки *A* та *B* до посудини з розчином $CuSO_4$ /рис.121/ і алуцимо ці плиточки в полями гальванічного елемента /таку пристосовану до переведення електролізу посудину ми далі називатимемо **ВОЛЬТАМЕТРОМ**/. Тоді вичекавши відповідний протяг часу і винувши плитку *B* з розчину ми побачимо, що вона вкрилася тонкою верствою міді. Що ж до плиточки *A*, то біля неї в час досвіду спостерігається виділення газу, який окуавується киснем. ($SO_4 = SO_3 + O$).

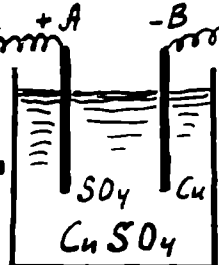
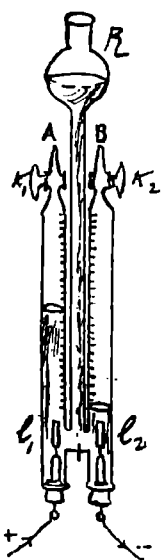


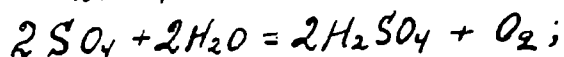
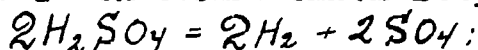
Рис.121.

Як же би обидва електроди ми зробили мідяними, то побачили б, що у вислід електролізу кількість міді на катоді зросла, а на аноді зменшилася /за довгий час анод може зовсім "ропснутитися" в частині своїй, що міститься в електроліті/. Отже бачимо, що процес проходження електричного току через розчин $CuSO_4$ справив розпад молекули останнього на два складники, один з яких: - *Cu* перепостував до катода, другий - SO_4 до анода.

Тією ж електролітичною дорогою можна справити розпад на два складники - водень та кисень - молекул води. Для цього останню лише необхідно "підкислити", себ-то додати до неї незначну кількість якої небудь кислоти /напр. H_2SO_4 /. Така умова є конечною з теві причини, що абсолютно-чиста дестильована вода творить собою ізолятор. Вольтметр, у якому переводиться електроліз води, показано на рис.122. При відкритих крантах K_1 та K_2 пристрій виповнюється /через резервуар R / водою; коли остання увійде до шийок трубок *A* та *B*, кранти закриваються. Через затиски P_1, P_2 ток підводиться до платинових електродів e_1 та e_2 , на яких і відділяється у вигляді малесоньких баньок кисень та водень /водень на катоді, кисень на аноді/. Який би протяг часу не проходив ток, завше кількість виділившогося водня буде вдвічі більшою від кількості кисеня.



Для пояснення механізму описаного процесу маємо прийняти, що молекула H_2SO_4 розпалася на дві рчастки H_2 та SO_4 ; перша попростувала в напрямку електричного поля й виділилася на катоді, друга, сполучившись з водою, дала знову молекулу кислоти та молекулу кисеня, яка пішла в напрямку, протилежному до напрямку поля, й виділилася на аноді. Цілий процес окреслюється таким чином зорами:



/149/ ●

В де-яких випадках /як це ми мали на прикладі *Cu* при електролізі $CuSO_4$ продукт розпаду відкладається на електроді в чистому вигляді. Але в більшості випадків такі продукти вступають у певну реакцію з матеріалом електродів, а також розчинником, і дають нові хімічні сполучення. Приклад цього подає розглянутий допіру процес електролізу водного розчину сірчаної кислоти; тут ми маємо продукти розпаду: H_2 та SO_4 ; останній зі складників зараз же вступає в реакцію з водою й знову дає кислоту.

Рис.122.

Таким чином виділяються лише водень та кисень, коштом розкладу води, а сама сірчана кислота лишається в розчині /який міцнішає/. При

х/ Ця назва походить від грецького слова $\lambda\upsilon\omega$, що означає "розв'язувати". Тверді тіла, які належать до т.зв. **ПРОВІДНИКІВ ПЕРШОЇ КАТЕГОРІЇ** електричним током не розкладаються; течі належать до **ПРОВІДНИКІВ ДРУГОЇ КАТЕГОРІЇ**, які конче підпадають самому процесу розкладу; через те то для рідких провідників і взято термін "електроліти".

цьому концентрація кислоти зростає на аноді й маліє на катоді. Реакції подібні до описаної вище називаються **ДРУГОТНИМИ**, в протилежність **ПЕРВІНІЙ** реакції, що має місце в самому електролізі.

ТІ ДВА СКЛАДНИКИ, НА ЯКИХ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІЗУ РОСПАДАЮТЬСЯ МОЛЕКУЛИ ЕЛЕКТРОЛІТУ НАЗИВАЮТЬСЯ **І О Н А М И**: іони, що виділяються на аноді дістають назву **АНІОНІВ**, а на катоді, - **КАТІОНІВ**.

Переводючи досвіди над різнотипними хемічними сполуками, ми приходимо до встановлення того факту, що **МЕТАЛИ**, **ГИДРАТИ МЕТАЛІВ** ТА **ОСНОВИ**, А ТАКОЖ **ВОДЕНЬ** ЗАВШЕ ВИДІЛЯЮТЬСЯ НА КАТОДІ, **КИСЕНЬ** ЖЕ, **ХЛОР** ТА **КИСЛИННІ РЕШТКИ** - НА АНОДІ. Як бачимо водень в процесі електролізу поводить себе, як метал.

Перше експериментальне дослідження й докладне окреслення процесів електролізу ми завдячуємо **ФАРАДЕЄВІ**. Два викриті ним /р.1833/ закони відомі під назвою **ЗАКОНІВ ФАРАДЕЯ**.

ПЕРШИЙ ФАРАДЕЙСЬКИЙ ЗАКОН каже, що **КІЛЬКІСТЬ МАТЕРІЇ**, що ВИДІЛИЛА НА ЕЛЕКТРОДАХ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ТОКУ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ, є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КІЛЬКОСТІ ПЕРЕНЕСЕНОЇ ТОКОМ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Правдивість цього закону можна перевірити різним способом; як що, наприклад, у попередньому нашому досвіді з розчином $CuSO_4$ ми в різних стадіях процесу зважували анод, то знайдемо, що величина зросту його маси пропорційною до кількості перепущеної через вольтметр електричності; ще виразніше це виявляється при досвіді з вольтметром газовим. Візьмемо шість таких вольтметрів /рис.123/ і включимо їх в електричний

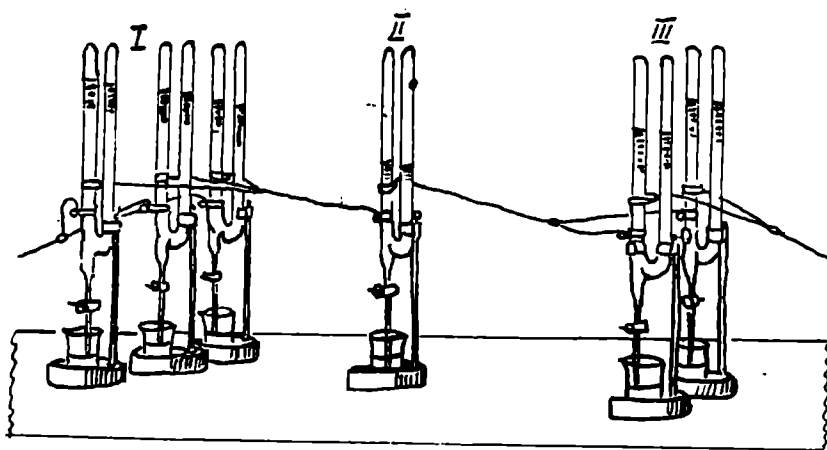


Рис. 123.

ланцюг, поділивши на групи: першу групу склосить три вольтметри, другу - I і третю - 2. Вольтметри I та III групи включені в ланцюг рівнобіжно. Виповнивши вольтметри розчином H_2SO_4 і пропустивши через ланцюг ток протяг певного часу, побачимо, що обсяги кожного з газів - водня та кисня - у вольтметрі /II/ рівні сумі відповідних обсягів як у вольтметрі групи /I/, так і у вольтметрах групи /III/.

Такий стан річей є вислідом того, що через вольтметри кожної групи **ПЕРЕЙШЛА ВСЕ ТА Ж КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ**. Перепускаючи через установку ток n разів більший протяг часу, в кожному з вольтметрів дістанемо в n разів більші від попередніх обсяги газів. Отже приходимо до висновку, що по-між кількістю матерії M , що виділилася на електродах, та кількістю електричності Q , що пройшла через вольтметр, існує пропорційна залежність.

$$M = \alpha \cdot Q \dots \dots \dots /150/$$

де α є певний множник пропорційності, про зміст якого скажемо нижче.

Маючи на увазі, що $Q = it$, де i означає силу тока, а t - час, звів /150/ ми зможемо переписати так:

$$M = \alpha \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /151/$$

Вартість коефіцієнта α залежатиме звичайно від **ВИБОРУ ОДИНИЦЬ** величин, що увиходять до взору /151/; але ця вагається також від **ХЕМІЧНОЇ ПРИРОДИ** даного тіла /що виділилося з електроліту/. Щоби позначити цю подвійну залежність, ми покладемо:

$$\alpha = \kappa \cdot A,$$

де величина κ відповідає першому моменту, величина A другому; при

лежному виборі одиниць коефіцієнт K обертається в одиницю і тоді ми дістанемо $\alpha = A$, а через те:

$$M = A \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /152/$$

Величина A має назву ЕЛЕКТРОХЕМИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТУ даного тіла. Щоби з'ясувати собі зміст цієї величини, покладемо у вгорі $i=1$; $t=1$; тоді дістанемо:

$$A = M \dots \dots \dots /153/$$

себ-то: ЕЛЕКТРОХЕМИЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТ уявляє собою ту масу даного тіла /ХЕМИЧНОГО ЕЛЕМЕНТА, АБО СПОЛУКИ/, ЯКА ВИДІЛЯЄТЬСЯ В ОДИНИЦЮ ЧАСУ /ОДНУ СЕКУНДУ/ ТОКОМ СИЛОЮ В ОДИНИЦЮ /ОДИН АМПЕР/.

Взявши на увагу що ампер $\times$ секунда = кулон можемо також сказати, що ЕЛЕКТРОХЕМИЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТОМ даного тіла НАЗИВАЄТЬСЯ ТАКА ЙОГО КІЛЬКІСТЬ, ЯКА ВИДІЛЯЄТЬСЯ ОДИНМ КУЛОНОМ. Нижче подається вартості електрохемічного еквівалента для де-яких тіл /виражені в міліграмах/.

Назва тіл.	мгр. атм.сек.	Назва тіл	мгр. атм.сек.
Водень /H/	0,010 44	Мідь /Cu/	0,3294
Вода /H ₂ O/	0,0933	Ртуть /Hg/	1,040
Нікель /Ni/	0,3050	Срібло /Ag/	1,1181

Розглядаючи вартості електрохемічного еквівалента для різних тіл Фарадей звернув увагу на той факт, що для кожного тіла СТОСУНОК ЕЛЕКТРОХЕМИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА A ДО ЕКВІВАЛЕНТА ХЕМИЧНОГО L ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ, що виносить 0,01036 /ЯК ЩО L ТЕЖ ВИРАЖЕНО В МІЛІГРАМАХ/, таким чином маємо:

$$\frac{A}{L} = 0,01036; \dots \dots \dots /154/$$

Викриття Фарадеєм наведеного допіру факту визначає собою важливий в історії науки момент встановлення ясно-означеного кількостного зв'язку по між двома сторонами електролітичного процесу, інакше кажучи по-між двома групами зв'язищ: зв'язищами хемічними та зв'язищами електричними

Беручи зі вгору:

$$A = 0,01036 \cdot L \dots \dots \dots /155/$$

вираз для величини A , підставляючи його до основного вгору $M = A \cdot Q$, дістанемо:

$$M = 0,01036 \cdot L \cdot Q \dots \dots \dots /156/$$

При все тих же вартостях величини Q вартість величини M залежатиме лише від L . Отже приходимо до наступного важливого висновку: ВСЕ ТА Ж КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ РІЗНІ ЕЛЕКТРОДИТИ ВИДІЛЯЄ З НИХ РІЗНІ ТІЛА В КІЛЬКОСТЯХ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИХ ДО ЇХ ХЕМИЧНИХ ЕКВІВАЛЕНТІВ.

Це є т.зв. ДРУГИЙ ЗАКОН ФАРАДЕЯ.

Покладемо у вгорі $i=1$; $t=1$; тоді дістанемо:

$$M_k = A_k = 0,01036 \cdot L$$

або, як що величину A_k переведемо на грами:

$$M_k = A_k = 0,00001036 \cdot L = \frac{1}{96540} \cdot L \dots \dots \dots /157/$$

Останній вираз окреслює ВЕЛИЧИНУ тієї МАСИ ДАНОГО ТІЛА, ЯКУ ВИДІЛЯЄ З ЕЛЕКТРОЛІТУ ОДИН КУЛОН.

Для водня $L = 1$ /в певному наближенні точно: $L = 1.008/$, а через те $M_K = \frac{96540}{1} \text{ гр.}$

Інакше кажучи, для виділення одного грама водня потребується кількість електричності в 96540 кулонів.

Для міді $L = 31,8$, а через те $M = \frac{31,8}{96540}$; отже для виділення одного грама цього тіла потребується $\frac{96540}{31,8}$ кулонів, себ-то кількіс

електричності в 31,8 разів менша; так само для 1 гр. срібла потребує

ся $\frac{96540}{107,88}$ кулонів і т.д. Отже бачимо що кількість електричності в

в 96540 кулонів виділяє 1,008 гр. водня, 31,8 гр. міді, 107,88 гр. срібла т.д. Згадана величина 96540 кулонів, що в науці про електроліз відомо основну роль, дістала назву "ФАРАДЕЄВОЇ СТАЛОЇ" /символічне її вважання - F /.

§ 54. Викладене вище створює основу для важливої в практичній боку МЕТОДИ ПОМІРУ СИЛИ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ. Остання полягає в тому, що ток перепускається через т.зв. СРІБНИЙ ВОЛЬТАМЕТР, виповнений водним розчином /15% /ляпису /азотану срібла - $AgNO_3$ /; такий вольтметр уявляє собою платинову посудину, в якій міститься згаданий розчин і яка одночасово в'являється катодом; анодом служить плітка хемично-чистого срібла. Знаючи, що ток силою в 1 ампер, за одну секунду виділяє 1,118 мгр. срібла, ві ввору

$$i = \frac{M}{1,118 \cdot t} \quad /158/$$

де M - кількість виділеного на катоді срібла /в міліграмах/, обчислюючи величину i . Викладене вище дозволяє, між иншим, подати нове суто-практичне визначення ампера: АМПЕР ВІДПОВІДАЄ ТАКІЙ СИЛІ ТОКУ, ПРИ ЯКІЙ В ОДНУ СЕКУНДУ ВИДІЛЯЄТЬСЯ 1,118 МГР. СРІБЛА.

§ 55. Включимо послідовно в електричний ланцюг три вольтметр один газовий /з розчином H_2SO_4 /, другий срібний /з розчином $AgNO_3$ / і третій мідяний /з розчином $CuSO_4$ / . Як що за певний протяг часу в першому з них витворився 1,008 грама водню то, за той же протяг часу, другому з них виділилося 107,88 гр. срібла, а в третьому $31,8 = \frac{63,6}{2}$ гр. міді. Число 107,88 означає атомний тягар срібла; отже бачимо, що хемичний еквивалент срібла є рівний його атомному тягару; це є вислідом того що срібло уявляє собою тіло ОДНОВАЛЕНТНЕ, себ-то таке, атом якого при всіх реакціях обміну вступає ОДИН атом водня. Для міді ми маємо атомний тягар 63,6; в розчині H_2SO_4 атом міді вступає ДВА атоми водня /витворюючи $CuSO_4$ /, а через те хемичний еквивалент міді виносить

$\frac{63,6}{2} = 31,8$, як про це вже ми мали нагоду довідатися при ознайомленні з вислідами Фарадеєвих досвідів. Перебираючи одне за другим різні тіла прийдемо до такого загального висновку: ДЛЯ ОДНОВАЛЕНТНИХ ТІЛ ВАРИАНТИ ХЕМИЧНИХ ЕКВИВАЛЕНТІВ ВИЗНАЧАЮТЬСЯ ЇХНІМИ АТОМНИМИ ТЯГАРАМИ, ДЛЯ МНОВОАЛЕНТНИХ ТІЛ ВАРИАНТИ ХЕМИЧНИХ ЕКВИВАЛЕНТІВ ВИЗНАЧАЮТЬСЯ СТОСУНКОМ АТОМНИХ ТЯГАРІВ ДО ВАЛЕНТНОСТІ; таким чином як що через L означимо хемичний еквивалент, а через P атомний тягар, то для n - валентного тіла матимемо:

$$L = \frac{P}{n} \quad /159/$$

Згідно другому Фарадеєвому закону все та ж кількість електричності виділяє з електролітів тіла в кількостях просто пропорційальних до їхніх хемичних еквивалентів. Через те то при виділенні водню ми маємо 107,88 гр. срібла й 31,8 гр. міді. Бо мідь, як ми бачили в'являється тілом двовалентним, а через те для неї заір /159/ дає: $L = \frac{P}{2} = \frac{63,6}{2}$

Розглянувши цілу низку хемичних вгорів: HCl , $NaCl$, H_2O , $ZnCl_2$, H_2SO_4 , H_2O_2 , $FeCl_3$, $AlCl_3$, приходимо до аналогічного висновку, що хемично-еквива

ентними по-між собою кількостями будуть: $H, Cl, Na, \frac{1}{2}O, \frac{1}{2}Zn, \frac{1}{2}Hg,$

$\frac{1}{2}SO_4, \frac{1}{2}Fe$.

Таким чином бачимо, що кількість електричності, яка витворить 1,008 гр. водня, виділить: 35,45 гр. хлору, 63,04 гр. $NO_3, \frac{16}{2}=8$ гр. кисеня, $\frac{65,4}{2}=32,7$ гр. цинку, $\frac{200,4}{2}=100,2$ гр. ртуті, $\frac{37,4}{2}=18,7$ гр. Fe заліза.

Отже на основі викладеного ми змалюємо собі таку картину: як що через де-кілька вольтметрів пройшла якась кількість електричності Q , то при цьому водню виділилося 1,008 m -грамів, то срібла виділилося 107,88 m -грам, міді 63,6 m -грамів, заліза $\frac{37,4}{2}$ m -грамів і т.д. Це показує, що ЕЛЕКТРОХЕМІЧНІ ЕКВІВАЛЕНТИ СТОСУЮТЬСЯ ПО-МІЖ СОБОЮ ЯК ВІДНОШЕННЯ ВІДПОВІДНИХ АТОМНИХ ТЯГАРІВ ДО ВАЛЕНТНОСТЕЙ.

Який же з усього викладеного вище маємо остаточний практичний висновок? Щоби підійти до нього згадаємо, що маси таких кількостей різних тіл, які містять у собі однакове число атомів стосуються по-між собою, як атомні тягари. Отже, коли в процесі електролізу отосунок має відділившихся кількостей срібла та водня визначається відношенням 1,008:107,88, то ми маємо сказати, що в названих порціях виділених током тіл містяться ОДНАКОВА КІЛЬКІСТЬ АТОМІВ; що далі отосунок має водня та міді окреслюється відношенням: 1,008:31,8, то маємо сказати, що у виділених током порціях водня та міді АТОМІВ ДВОВАЛЕНТНОЇ МІДІ МІСТІТЬСЯ В ДВА РАЗИ МЕНШЕ НІЖ АТОМІВ ВОДНЯ. Як що далі візьмемо розчини $FeCl_2$ та $FeCl_3$, то, перепустивши через них ток, побачимо, що при однакових кількостях виділеного з них хлору, кількості заліза перебуватимуть по-між собою в стосунку 3:2 /відвор.-пропорц. до отосунку валентностей заліза в названих сполуках/. Отже узагальнюючи допіру зазначене, скажемо, що у ВІДПОВІДНИХ ПОРЦІЯХ ВОДНЯ ТА n - ВАЛЕНТНОГО ТІЛА КІЛЬКІСТЬ АТОМІВ ОСТАННЬОГО Є В n РАЗІВ МЕНШОЮ ВІД КІЛЬКОСТІ АТОМІВ ВОДНЯ.

Таким чином бачимо, що все та ж кількість електричності Q переноситься N атомами водня чи іншого одновалентного тіла, $\frac{Q}{n}$ атомами двовалентних тіл, $\frac{Q}{n}$ атомам n - валентного тіла. З цього приходимо до висновку, що на атом n - валентного тіла припадає кількість електричності в n разів більша, ніж на атом тіла одновалентного.

Валентність завжди виражається цілими числами; а через те й отосунок по-між набоями, які в процесі електролізу переносять іони різних тіл, має вираження тими ж числами; при цьому найменша вартіоть набоя припадає на ІОНИ ВОДНЮ ТА ІНШИХ ОДНОВАЛЕНТНИХ ТІЛ. Той факт, що НАБОЇ ВСІХ БЕЗ ВИНЯТКУ ТІЛ МАЮТЬ УЯВЛЯТИ СОБОЮ ВЕЛИЧИНИ, КРАТНІ ВЕЛИЧИНИ НАБОЮ ВОДНЕВОГО, приводить нас до кардинальної ваги висновку, а саме: В ЕЛЕКТРОЛІТИЧНИХ ПРОЦЕСАХ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВІЯВЛЯЄ СЕБЕ ЯКО СУБСТАНЦІЯ П Е Р Е Р І В Ч А О Т О І /А НЕ ТЯГЛОІ/ СТРУКТУРИ; ЦЯ СТРУКТУРА МАЄ ТАКИЙ ЖЕ АТОМНИЙ ХАРАКТЕР, ЯК І СТРУКТУРА МАТЕРІЇ; НАЙМЕНША МОЖЛИВА КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, СЕБ ТО ЕЛЕКТРИЧНИЙ АТОМ, ВИЗНАЧАЄТЬСЯ НАБОЕМ ІОНУ ОДНОВАЛЕНТНОГО ТІЛА. НАБОЇ ІОНІВ УСІХ ІНШИХ ТІЛ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ПРОСТИМИ КРАТНИМИ НАЗВАНОЇ ЕЛЕМЕНТАРНОЇ КІЛЬКОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

Витворена Гемгольцем /Helmholtz/ і вперше висловлена ним в його знаменитій "Фарадеевській промові" /1881/ ідея атомної структури електричності в'являється виключною, як по своєму внутрішньому інтересу, так і в її величезній ролі, яку їй довелося відіграти в історії фізики. Нею відзначається початок нової доби в поглядах не лише на внутрішню природу електричності, а також і на будову самої матерії. Послідуючий наш виклад покаже оскільки плідотворчою була ця ідея і до яких широких обріїв привела вона кінець-кінцем наукову думку.

На підставі викладеного вище основний звір /152/, що є математичним висловом Фарадеевих законів, ми можемо подати в найзагальнішій формі; отже, взявши на увагу звори /155/ та /156/ зможемо написати:

$$M = 0,01036 \cdot \frac{P}{n} \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /160/$$

Цей звір окреслює з'явище електролізу в цілому. В ньому величина M виражена в міліграмах. Переводючи її на грами, дістанемо:

$$M = 0,00001036 \cdot \frac{P}{n} \text{ it} = 1,036 \cdot 10^{-5} \frac{P}{n} \text{ it} \dots \dots \dots /161/$$

При $i=1$; $t=1$ з цього взору ми маємо ввір /157/. Звертаючись ще раз до нього, ми дістаємо:

$$M_k = \frac{L}{96540} \text{ грам} = \frac{P/n}{96540} \text{ грам} \dots \dots \dots /162/$$

M_k означає /виражену в грамах/ масу, яку виділяє один кулон; отже бачимо, що 96540 кулонів виділять $\frac{P}{n}$ грамів даного тіла. Умовимось для всякого тіла масу його в $\frac{P}{n}$ грамів, де P є атомний тягар тіла, а n означає його валентність, називати ГРАМ - ЕКВІВАЛЕНТОМ даного тіла. Тоді ми приходимо до наступного важливого висновку: ФАРАДЕЄВА СТАЛА, СЕБ-ТО 96540 КУЛОНІВ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯКУ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІЗУ ПЕРЕНОСИТЬ НА СОБІ ОДИН ГРАМ-ЕКВІВАЛЕНТ УСЯКОГО ТІЛА. Те саме можемо сформулювати ще инакше: ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ 96.540 КУЛОНІВ ВІДПОВІДНІ СУЧАСТКИ ВИДІЛЯЮТЬСЯ З НЬОГО В КІЛЬКОСТЯХ, РІВНИХ ЇХНІМ ГРАМ-ЕКВІВАЛЕНТАМ.

§ 56. Матеріал, з яким ми ознайомилися вище, уможливило нам створення певної уяви про внутрішній характер процесу електролізу. Ми бачили, що в цьому процесі з одного боку відбувається певне ПЕРЕМІЩЕННЯ МАТЕРІЇ, з другого - має місце ПЕРЕНЕСЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАБОЇВ. Перший з названих процесів натурально не може в'являтися тяглим, бо його переривчастість безпосередньо ставиться переривчастотою структурою матерії, найменша елементарна кількість якої прибирає форму МАТЕРІАЛЬНОГО АТОМА. Що до другого процесу, то, як ми бачили, досвідні дані теж промовляють за його переривчастість, а саме за те, що перенесення електричності всередині електроліта може відбуватися лише певними порціями, найменша з яких має цілком означену величину, що відповідає АТОМУ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Цей атом електричності ми в послідовному викладі називатимемо ЕЛЕКТРОНОМ.*

Таким чином ми бачимо, що аналіз експериментального матеріалу, який дає процес електролізу, безпосередньо приводить до того висновку, що ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ЧЕРЕЗ РІДКИ ПРОВІДНИКИ Є БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЗВ'ЯЗАНЕ З ПЕРЕНЕСЕННЯМ МАТЕРІЇ, і що в даному випадку ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК МАЄ К О Н В Е К Ц І Й Н И Й ХАРАКТЕР. Конвекція електричних набоїв: додатних - у напрямку поля /від анода до катода/, від'ємних - у напрямку протилежному /від катода до анода/ відбувається за поміччю ІОНІВ, себ-то тих атомів, або атомних груп, на які розпадаються молекули електроліту.

В стадії свого руху всередині течії іон уявляє собою сполучення певної елементарної кількості матерії з такою ж елементарною кількістю електричності - електроном. Осягнувши до поверхні відповідного електрода, іон віддає йому свій набій, який простує далі по твердому провіднику в напрямку до другого електрода, беручи таким чином участь у втворенні з'явища електричного тока в зовнішньому контурі, а сам осідає на поверхні електрода з формі стратившої електричності стан часточки нейтральної матерії. ІОН, ЩО МАЄ ВІД'ЄМНИЙ НАБІЙ І ОСІДАЄ НА ПОВЕРХНІ АНОДА НАЗИВАЄТЬСЯ АНІОНОМ, ІОН, ЩО МАЄ ДОДАТНИЙ НАБІЙ І ОСІДАЄ НА ПОВЕРХНІ КАТОДА, НАЗИВАЄТЬСЯ КАТІОНОМ.*

Рух катіонів та аніонів всередині електроліта при проходженні через нього току можна символічно окреслити схемою рисунку 122. Ця схема пояснює між иншим, через що саме ВИДІЛЕННЯ ПРОДУКТІВ ЕЛЕКТРОЛІЗУ МАЄ МІСЦЕ ЛИШЕ НА ПОВЕРХНІ ЕЛЕКТРОДІВ і не відбувається в цілій масі електроліту. Як бачимо рух ланцюгів, складених з аніонів, у один бік та, складених з катіонів, у другий бік, дає вільні іони того або иншого знаку в крайніх частинах течії; в середній її частині сполучення аніонів та катіонів витворюють нейтральні молекули. Подана вище схема відповідає тій загально-принятій гіпотезі про внутрішній характер з'явища електричного току в рідких провідниках, яка вперше була висловлена /року 1805/ ГРОТ-

х/ Названий термін запропоновано СТОНЕЕМ /Stoney/.

хх / Термін "іон" уведено в науку Фарадеем; іон по грецькому означає: той що йде. Таким терміном Фарадей хотів позначити основну прикмету іонів - їхню рухомість.

ХУСОМ / *grothius* /.

Ми ваяли до розгляду поняття про іон, спираючись виключно на дані безпосереднього досвіду. Констатуємо факт, що при проходженні електричного току через рідкі провідники, молекули останніх розпадаються на певні дві сучастки, останнім ми і надали назву іонів. Але, базуючись на

таких досвідних даних, ми дамі зовнішньої, формальної сторони до цього часу не йшли. Питання про те звідки беруться і як саме витворюються іони ми не торкалися. Присвяtimo тепер де-кілька слів цій справі.

Згідно поглядів сучасної науки, молекули всіх електrolітів, себ-то рідких провідників, перебувають у стану т. зв. електrolітичної диссоціації. Зміст останнього з'явища полягає в тому, що молекули електrolіту автономно, без найменших сторонніх впливів підпадають процесу розпаду на дві сучастки, кожна з яких уявляє собою атом, або групу де-

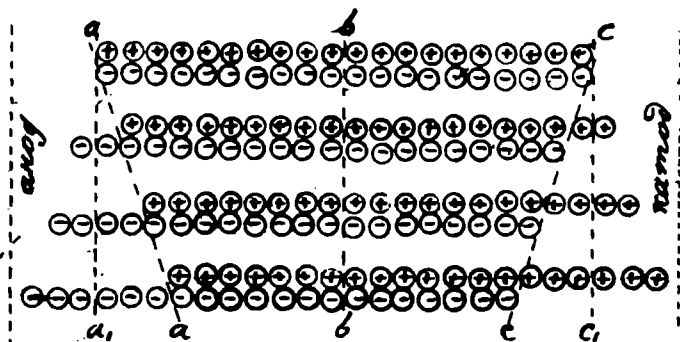


Рис. 124.

КІЛЬКОХ АТОМІВ. Ці дві сучастки молекули рідкого провідника й дають те, що ми назвали АНІОНОМ та КАТІОНОМ. Само собою розуміється що витворені через диссоціацію молекул іони, приймають безпосередньо участь у тому жвавому молекулярному русі, який невинно відбувається всередині течії. З цих причин аніони та катіони переміщуються по-між собою й тисячі разів протягом однієї секунди, витворюють при зустрічах нейтральні молекули та знову розбиваються на самостійні іони. Вислідом такої хаотичності в русі іонів та відсутності в останньому будь-якого переважачого напрямку і з'являється "нейтральність" течії. При цьому внутрішній стан її з бігом часу не зазнає помітних змін, бо по-між двома взаємно-противними процесами: диссоціацією молекул та сполученнями іонів протилежних знаків існує певна рівновага.

Картина внутрішнього стану течії кардинально змінюється, коли ми витворюємо в ній ЕЛЕКТРИЧНЕ ПОЛЕ. Як що до посудини, в якій знаходиться течія, ми уміщуємо дві металеві плити й сполучаємо останні з полями гальванічного елементу, - ХАОТИЧНИЙ РУХ ІОНІВ ВНУТРИ ТЕЧІ НЕГАЙНО УПОРЯДКОВУЄТЬСЯ, ПРИ ЧОМУ ПІД ВПЛИВОМ СИЛИ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ОДНА ГРУПА ІОНІВ /АНІОНИ/ РОСПОЧИНАЄ РУХ У НАПРЯМКУ ДО АНОДА, А ДРУГА /КАТІОНИ/ В НАПРЯМКУ ДО КАТОДА.

Повстає таким чином тягла конвекція електричних набоїв, яка й справляє той ефект, що його ми звемо ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКСОМ У РІДКОМУ ПРОВІДНИКУ. Змалювана вище картина хаотичного руху іонів всередині течії нагадує нам ярмарочний майдан, по якому люди товчуться без жадної системи; уявимо тепер, що де-на наваномому майдані трапилося пожежа і всіх присутніх змобілізовано носити цебрами воду від криниці до місця пожежі. Тоді рух однієї половини людей з повними цебрами від криниці до пожежі й рух другої їх половини з порожніми цебрами від пожежі до криниці створить собі аналогію руху електrolітичних іонів під впливом електромоторної сили.

Попередній виклад виразно окреслив нам ту принципову різницю, яка існує по-між провідниками першого роду та провідниками другого роду: В РІДКИХ ПРОВІДНИКАХ ПРОХОДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЛУЧИТЬСЯ З ПРОЦЕСОМ ПЕРЕНЕСЕННЯ ІОНАМИ МАТЕРІЇ; У ПРОВІДНИКАХ ТВЕРДИХ ТАКЕ ПЕРЕНЕСЕННЯ МІСЦЯ НЕ МАЄ; В НИХ З'ЯВИЩЕ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ СТАВИТЬСЯ ВИКЛЮЧНО РУХОМ ВІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОНІВ, СЕБ-ТО СВОБІДНИХ НЕ ЗВ'ЯЗАНИХ З МАТЕРІЄЮ АТОМІВ ВІД'ЕМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ.

Щоб не справляти невиразних та неукінчених уяв, забіжимо трохи наперед і до сказаного допіру додамо де-кілька слів у напрямку повнішого окреслення електrolітичного руху й окреслення загальних поглядів науки на цю внутрішню природу електричності. Отже, сучасна наука вважає,

що КОНКРЕТНОЮ РЕАЛЬНОСТЮ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЛИШЕ ЕЛЕКТРИЧНІСТЬ ВІД'ЕМНА; ДОДАНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, ЯК САМОСТІЙНОГО ЧИННИКА, НЕ ІСНУЄ І ЦЕЙ ВИД ЕЛЕКТРИЧНОСТІ НАЛЕЖИТЬ ТРАКТУВАТИ ЯКО ВІДСУТНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ ВІД'ЕМНОЇ. Відбираючи від нейтрального тіла від'ємну електричність, ми його тим самим електризуємо ДОДАТНО; навпаки надаючи йому від'ємну електричність ми справляємо його ВІД'ЕМНУ електризацію. Відповідно до прийнятої нами ТЕОРІЇ АТОМНОЇ СТРУКТУРИ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, маємо сказати, що ЕЛЕКТРОН УЯВЛЯЄ СОБОЮ ЕЛЕМЕНТАРНУ КІЛЬКІСТЬ ВІД'ЕМНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Нейтральний атом, з долученням до нього одним або де-кількома електронами, творить собою ВІД'ЕМНИЙ ІОН; навпаки атом, що стратив один або де-кілька електронів, уявляє собою ІОН ДОДАТНИЙ. З того факту, що атом може страчувати електрони, безпосередньо слідує, що останні творять собою його суцастки. Отже приходимо до висновку, що АТОМИ МАТЕРІАЛЬНИХ ТІЛ СКЛАДЕНІ З АТОМІВ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ - ЕЛЕКТРОНІВ. Але електричність творить собою певну форму енергії, се-то з'являється субстанцією аноматеріальною; то як же вона може виступати в ролі фундаменту матерії, в ролі тих цеглин, з яких побудована остання? Ми підійшли до однієї з найбільших таємниць життя, до тієї виключної по своєму інтересу та значінню проблеми, під знаком якої народилася й пишню розквітла модерна фізика. Устами останньої ми скажемо: так - цеглинами, з яких побудовано матеріальний атом, з'являються електрони, первісною основою матерії є безтіла електрична енергія, і, щоб відкинути остаточно можливі здивовання з приводу цього, щоб розвіяти всі сумніви, - скажемо ще більш рішучі слова: модерна наука в останніх своїх висновках приходить до рівняння: матерія = енергія. Матерія, - те найбільш чинне і найбільш реальне, що ми звикли вважати первісною основою цілого космічного життя, не з'являється безумовним абсолют, а творить собою певну фікцію, самий факт існування якої та її характер безпосередньо ставляться характером нашої психо-фізіологічної організації.

Матерія є лише зовнішнім виявом енергії, є тією формою, в якій ми цю останню переймаємо своїм фізіологічним апаратом.

Ми живемо у повітряному оточенні; але безпосередньо не помічаємо його в найменшій мірі. І коли б не існувало певних форм активного його вияву, коли б не було вітрів та інших повітряних течій, про існування названого оточення ми може б і не підозрівали. В стані спокою повітря не є для нас чинною субстанцією; такою він робиться лише в стані руху; тоді, на основі певних фізіологічних вражень, ми починаємо трактувати повітряний ток, як певну реальність. Але ця зовнішня реальність, реальність повітряного току, є безпосереднім вислідом іншої реальності, внутрішньої - реальності існування самого повітря; як що не було б останнього, то не було б ні вітрів, ні бурь, ні жадних інших виявів руху повітряних мас. Так само стоїть справа і з матерією; безпосередньо енергію ми майже не в стані переймати; але наш фізіологічний апарат є значно більше пристосований до переняття енергії в тому її особливому стані, який відповідає нашій уяві про МАТЕРІЮ. Лише в цих причинах поняття про матерію є для нас дуже близьким та рідним і лише через це в системі свого світорозуміння ми відводимо матерії першорядне місце. Глибше трактування цієї інтересної й важливої проблеми вивело би нас за межі нашого курсу.

§ 57. Покажемо, як спираючись на з'явище електролізу можна перевести ОБЧИСЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТАРНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО НАБОЮ.

З попереднього викладу слідує, що найменшою можливою кількістю електричності з'являється та її кількість, яку в процесі електролізу несе на собі атом одновалентного тіла. А через те для визначення величини електричного атома вистарчить знайти вартість того набору, який припадає на один атом водня. Це ми й зробимо.

Грам-еквівалент водня, що виносить 1,008 гр. переносить в процесі електролізу 96.540 кулонів або $96540 \cdot 3,10^9 = 28,95 \cdot 10^{13}$ абсолют. одиниць. Обсяг, який грам-еквівалент займає в умовах нормального тиснення та температури, знайдеться дорогою поділення маси 1,008 гр. на густоту водня, що для названих умов виносить $8,995 \cdot 10^{-5}$ гр./см³. Отже, для

обсягу V грам-еквіваленту водня ми дістанемо вартість: $V = \frac{1,008}{8,995,10} \cdot 5$
 $= 1,121 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$

Але ми знаємо, що при нормальних умовах в одному куб. сантим. газу міститься $27,1 \cdot 10^{18}$ молекул /це є так зв. ЛОШМИДТОВЕ ЧИСЛО / Loschmidt. Отже на 1 грам-еквівалент водня припадає $27,1 \cdot 10^{18} \cdot 1,121 \cdot 10^4 = 3,03 \cdot 10^{23}$ молекул. Кожда молекула водня складається з двох атомів; через те кількість останніх у грам-еквіваленті виносить $6,06 \cdot 10^{23}$. Поділивши знайдену нами вище величину $28,95 \cdot 10^{13}$ ел.-ст. одиниць на останнє число, ми й дістанемо величину набою, що припадає на один атом водня; отже матимемо:

$$e = \frac{28,95 \cdot 10^{13}}{6,06 \cdot 10^{23}} = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ ел.-стат. одиниць.}$$

Спираючися на закон Фарадея, скажемо, що такий набій e несуть на собі атоми всіх одновалентних тіл; атоми тіл двовалентних несуть набої вдвічі більші, атоми тіл n -валентних несуть набої величини ne . Отже бачимо, що внутрішній аналіз зв'язища електролізу підносить перед нами завіс, що ховала за собою одну з великих загадок природи. Таємнича властивість матерії, якій хемія дала назву "ВАЛЕНТНОСТІ" дістає в зв'язищах електролізу цілком певне й укінчене освітлення; вона є зовнішнім виявом тих електричних процесів, що заходять внаслідок первісних елементів матерії. Ми таким чином бачимо, що справді електричні сили відіграють основну першорядну роль в космосі, і що було би великою хибкою дотримуватися й надалі позицій старої науки, що розглядала електричність, яко певну властивість матерії. Цілком навпаки - належить теорію будови матерії спертися на властивості електричності, на ту атомну його структуру, в якій ми вище мали нагоду ознайомитись. Новітня наука це як раз і робить; вона вже створила укінчену уяву про будову атома та про характер внутрішніх процесів, основну роль в яких відіграють ЕЛЕКТРОНИ. Електрон таким чином займає центральне положення в сучасному науковому світорозумінні. Він є альфою, від якої належить начинати розгляд всесвіту, є тією цеглиною, яка служить будівельним матеріалом для цілого космосу. Через те уділимо електронів як найбільшу увагу і невабудою запам'ятати, що величина

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ абсол. електростат. одиниць /163/}$$

що окреслює собою елементарний набій атома електричності, творить собою одну з важливіших констант природи.

Про названу величину нам доведеться ще не раз згадувати; наприкінці нашого курсу, ознайомившись зі зв'язищами проходження електричності через розріджені гази та процесами, що відбуваються внаслідок радіоактивних тіл, ми зможемо ширше глянути на справу й змалювати собі картину внутрішньої будови матерії, в тій її схемі, яку накреслює т зв ТЕОРІЯ ЕЛЕКТРОНІВ.

§ 58. Електролиз знаходить собі цілу низку застосувань у техніці. Головними з них є: ЕЛЕКТРОМЕТАЛУРГІЯ, ГАЛЬВАНОСТЕГІЯ, ГАЛЬВАНОПЛАСТИКА, ЕЛЕКТРОТИПІЯ та ЕЛЕКТРИЧНЕ РАФІНОВАННЯ МЕТАЛІВ.

ЕЛЕКТРОМЕТАЛУРГІЄЮ називається спосіб одержання чистого металу дорогою електролізу розтоплених /при відповідно-високих температурах, витворених електричними пічками/ солей цього металу. Також дорогою видобуваються ГЛІНЕЦЬ /Al/, МАГНІЙ /Mg/, КАЛЬЦІЙ /Ca/ СОДІЙ /Na/ і інші метали.

Схему установки, з якої користають при цьому, подає рис 125. Тут P означає виготовлену з вугілля камеру, що слугує разом і електричною пічкою й посудиною, в якій відбувається електролітичний розклад. Камера виконує функції катода. Анодом слугують вугільні плити A . На початку анод приводиться в контакт з катодом і цією дорогою витворюється вольтовий лук, який ростоплює сіль. Далі електроди розсуваються й починається процес електролізу.

ГАЛЬВАНОСТЕГІЄЮ називається спосіб вкриття електролітичною до-

рогою поверхні одного металу верствою металу другого. Сюди відноситься переважно **НИКЕЛЬОВАННЯ** заліза та сталі /в окрема частин різних пристроїв та машин/, а також **СРІБНЕННЯ** та **ЗОЛОЧЕННЯ** різних предметів людського вжитку. Для того, щоби даний предмет укрити верствою якогось металу, його містять до ванни в розчині якої - небудь соли цього металу і злучають з **ВІД'ЕМНИМ** полем гальванічної батареї; таким чином даний предмет виконує функції катода й на ньому осідає чистий метал, що виділяється з електроліту; для поповнення запасу цього металу в розчині, анод виготовляється як раз із нього; так що витворення металеві верстви на предметі відбувається коштом розчинення в електроліті анода. На рис. 126 показана схема срібної ванни, на рис. 127 загальний її вигляд.

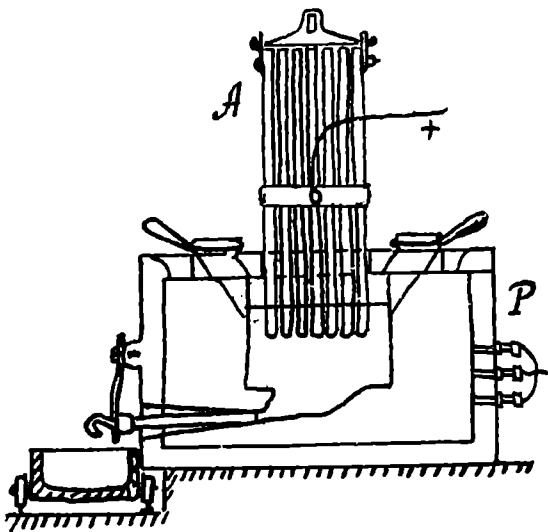


Рис. 125.

Відміною гальваностегії є **ГАЛЬВАНОПЛАСТИКА** себ-то спосіб витворення електролітичною дорогою **ВІДБИТКІВ** ТА **КОПІЙ** різних предметів /наприклад монет, медалів, бюстів і т.инш./.

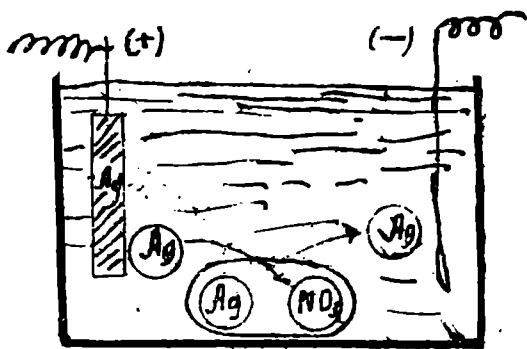


Рис. 126.

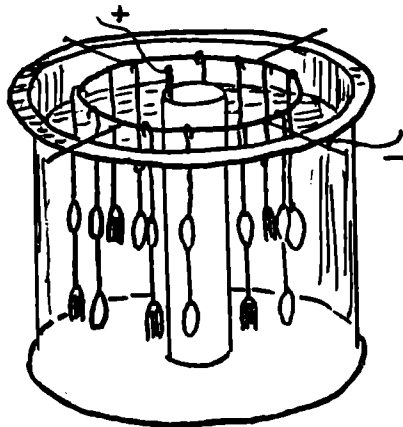


Рис. 127.

Щоби дістати такий відбиток, виготовляють восковий відтиск даного предмету /відворотний так би мовити останньому/ й поверхню його натирають графітним порошком. Після такої обробки названа поверхня набуває властивість електропровідності, а через те її можна вжити в ролі катода гальванопластичної ванни. Верства металу, осівша на такому відтиску, дає точну копію

первісного предмета. Метода гальванопластики винайдена року 1837 **ЯКОБИ** /1801-1874/. До цього винаходу Якоби прийшов цілком випадково; перечисляючи Даніелів елемент, він звернув увагу, що відламки осівшої на катоді міді, відлупившись від його поверхні, передавали всі деталі структури останньої. Це спостереження й послужило імпульсом для дальших праць Якоби.

ЕЛЕКТРОТИПІЯ є другою відміною гальваностегії. Вона уявляє собою вручний спосіб виготовлення т.зв. **СТЕРЕОТИПІВ**.

Коли в друкарні зроблено наклад однієї книги, то його неможливо довго тримати в такому вигляді, бо шрифту потрібується для інших накладів. Отже в цьому випадку поступають так: виготовивши наклад сторінки роблять з нього восковий відтиск, останній вкривають графітним порошком і після цього містять в ролі катода до мідяної ванни /в розчині CuSO_4 /. За анод беруть мідяну плитку. При перепусканні току через ванну мідь відкладається на катоді й таким чином дає металевий відбиток даної сторінки. Коли верства міді стане в належній мірі міцною /осягне товщини в 1 1/2 - 2 мм./, перепускання току припиняють, мідяний відбиток витягують з ванни і зворотній його бік заливають друкарським металом /для збільшення міцності/. Такий відбиток і має назву **СТЕРЕОТИПУ**.

Електричне **РАФІНОВАННЯ МЕТАЛІВ** базується на тому викритому до свідожу дорогою факті, що у випадку, коли анод, виготовлений з нечистої металу й містить у собі домішки інших металів, - ці домішки не

простують до катоду, а переходять до розчину й після того опадають до дна ванни; таким чином на катоді осідає лише чистий метал. Окреслена метода широко вживається в техніці для рафінування міді, яка після витоплення її з руди не з'являється в належній мірі чистою. Випродукowana такою дорогою мідь дістає назву МІДІ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНОЇ.

§ 59. Вище ми ознайомилися з низкою корисних застосовань електролізу. Але при певних умовах наванне з'являється може витворити й шкідливі ефекти. Навуки так, ми маємо конкретно на увазі т.зв. МАНІВНІ ТОКИ. Річ у тому, що електричні дороги вживають в ролі другого провoda землю /рис.128/. Отже коли такий електричний ток, пробігаючи по земних на-

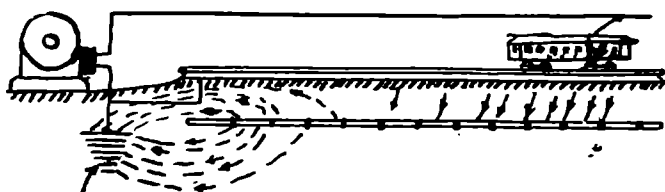


Рис. 128.

рах, здібує на своїй доро-зі якісь металеві установ-ки, /наприклад водоводи або газоводи/, - він спра-вляє в них електролиз і цим способом спричиняється до їхнього ушкодження. Істо-рія подає не мало прикла-дів, коли мандріжні токи породжували гучні судові процеси.

§ 60. З причини електролітичного процесу в рідких провідниках, вислідом якого є витворення нових тіл на електродах та зміна концентрації електролітів, при помірах опорів наванних провідників не з'являється можливим уживати метод, прийнятих для провідників твердих і доводиться вишукувати таких способів, при яких не відбуваються зміни електромоторної сили та опору електроліта. КОЛЬБРАУШ /Kohlbrausch/ запропонував свого часу прекрасний спосіб поміру опору рідких провідників, що уяв-ляє собою відповідним чином модифіковану методу Витстенового містка. Навана модифікація полягає в ЗАМІНІ ГАЛЬВАНІЧНОГО ЕЛЕМЕНТА РУМКОРФОВИМ ІНДУКТОРОМ, А ГАЛЬВАНОМЕТРА-ТЕЛЕФОНОМ. Як бачимо СТАЛИЙ ток замінюєть-ся в установці на ток ЗМІННИЙ, що при проходженні через електроліт спра-вляє два взаємно протилежні ефекти, які компенсують один другого. Река- телефона є той ж, що і ролі гальванометра при сталому тоці; там ми під-бирали найменше відхилення гальванометра, тут ми підшукуємо МІНІМАЛЬНУ СИЛУ ЗВУКУ в телефоні /джерелом звуку з'являється переривач індуктора/. Схему цілої установки подає рис. 129.

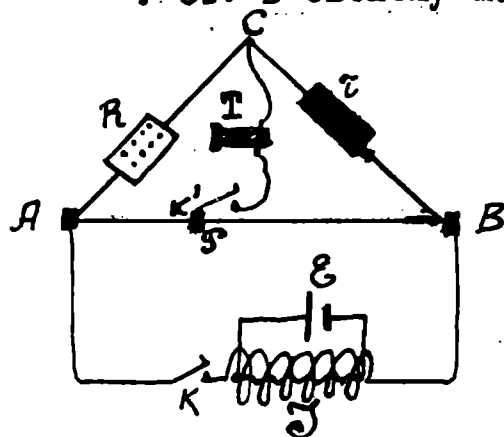


Рис. 129.

§ 61. В своїому місці ми зазначили й підкреслили той факт, що ПРОХОДЖЕННЯ ТОКУ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОЛІТ Є КОН-ЧЕ ЗВ'ЯЗАНИМ З ПРОЦЕСОМ ХІМІЧНОГО РОСКЛА-ДУ ЙОГО МОЛЕКУЛ НА ПЕВНІ СКЛАДНИКИ-ТОКИ. Отже всякий раз, як ми в гальванічному елементі сполучаємо по-між собою анод та катод і цією дорогою витворюємо замкне-ний контур - в масі електроліту, який уявляє собою теча елемента, розпочинаєть-ся процес розкладу його молекул на йони. Переводючи такий досвід в елементом Вольт-ти, ми помічаємо, що в міру проходження току мідяна плітка все більше й більше вкривається водними баньками; останні витворюються поблизу катода /де цинк уві-ходить до сірчанеї кислоти й витискує звідтиль водень/ і, маючи додатний набій,

простують у напрямку поля /що назовні йде від міді до цинку, а всередині елемента від цинку до міді/ аж поки не досягнуть поверхні анода. Одноча-сово з описаним процесом спостерігається ЗМЕНШЕННЯ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЇ СИЛИ ЕЛЕМЕНТА, яка безпосередньо після замкнення контуру виносить близько 1,1 вольта, а далі починає швидко спадати. Це є вислідом того, що водень, виділившись з електроліту, змінює характер контакту по-між електродами та течею. По за цим виділення газу на поверхні електродів СПРИЧИНЯЄТЬСЯ

ДО ЗБІЛЬШЕННЯ ВНУТРІШНЬОГО ОПОРУ ЕЛЕМЕНТА, що має наслідком зміцнення сили електричного току в зовнішній частині контуру. Описане з'явище виділення в течії елемента продукту її розкладу, що має своїм вислідом зменшення електромоторної сили елемента та зріст його внутрішнього опору, дістає назву ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЕЛЕМЕНТА.

Зменшення електромоторної сили гальванічного елемента при поляризації його електродів належить розглядати як наслідок ВИТВОРЕННЯ В ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОЛІТИЧНОГО РОЗКЛАДУ ТЕЧІ, що ВИПОВНЮЄ ЕЛЕМЕНТ, ОСОБЛИВОЇ ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ ПРСТИВНОЇ ПО ЗНАКУ ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ САМОГО ЕЛЕМЕНТА. В існуванні такої ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ ЕЛЕКТРОМOTORНОЇ СИЛИ легко переконатися на досвіді. Для цього візьмемо установку, схема якої подана на рис. 130. Тут за поміччю комутатора K вольтметр V може влучатися

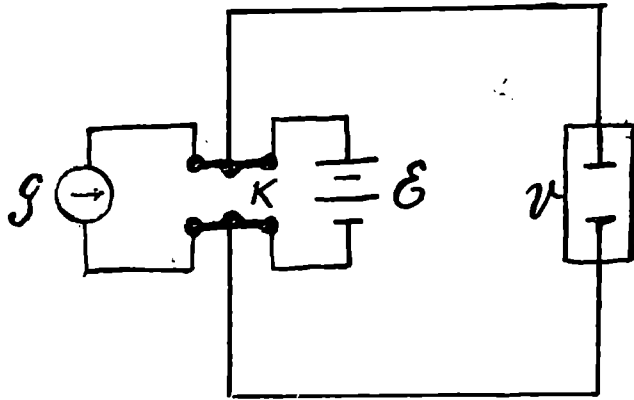


Рис. 130.

або в гальванічній батареї $\mathcal{E}$, або в гальванометром g . Коли ми візьмемо перше сполучення і через вольтметр V протягом певного часу перепустимо ток, а потім вилучивши батарею, сполучимо вольтметр з гальванометром, то побачимо, що стрілка останнього дає певне відхилення, при чому таке, яке показує, що даний ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ТОК МАЄ НАПРЯМІСТЬ ПРОТИЛЕЖНУ НАПРЯМІСТІ ПЕРВІСНОГО ТОКУ. Зміст шкідливого з'явища, яке ми назвали поляризацією гальванічного елемента, вказує безпосередньо і шляхи до належного поладження справи: необхідно увільнити елемент од виді-

лившогося водня, себ-то тим або иншим чином усунути геть з поверхні електродів осівши на них газові баньки. Найпростіш це зробити механічно, за поміччю наприклад якої небудь щіточки, що час од часу має зм'ятати з електродів газові баньки; але само собою розуміється, що ця методка дуже незручною і на практиці нічого не варта; більш зручним способом є тяглий РІХ ТЕЧІ; різними конструкторами було свого часу побудовано гальванічні елементи, основані на такій циркуляції ввнутри елемента течі. Але й ці елементи не можуть уважатися за зручні, бо вимагають сталого догляду й опіки. Правдиве й вірне розв'язання нашої проблеми подають т. зв. ЕЛЕМЕНТИ З ДЕПОЛЯРИЗАТОРАМИ. ДЕПОЛЯРИЗАТОР, як то показує сама назва, уявляє собою тіло, що вводиться ввнутри елемента з метою АНУЛЮВАТИ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ЕФЕКТ ШЛЯХОМ ПОСЛІНЕННЯ ВИДІЛИВШОГОСЯ З ТЕЧІ ВОДНЯ /ЧЕРЕЗ ВІДПОВІДНУ ХІМІЧНУ РЕАКЦІЮ/.

Простішими з поміж названих елементів з'являється ЕЛЕМЕНТ ГРЕНЕ *1 Grenet*, загальний вигляд якого подає рис. 131. Анодом у цьому елементі з'являються дві плитки, виготовлені з РЕТОРТОВОГО ВУГІЛЯ, катодом - ЦИНКОВА плитка. Течею є 10% розчин СІРЧАНОЇ КИСЛИНИ H_2SO_4 . Коли елемент не працює, цинкова плитка підсовується до гори і таким чином зберігається від непродукційного розчинення в кислоті. В ролі деполаризатора в елементі Грене вживається двохроману потасу $K_2Cr_2O_7$ або соду Na_2CO_3 . Електромоторна сила елемента виносить БЛИЗЬКО 2 ВОЛЬТІВ.



Рис. 131.

Ріжні фірми виготовляють цілі батареї, побудовані по типу елемента Грене; в цих батареях /рис. 132/ підйомними з'являються не лише цинкові, а також і вугільні плитки.

Елемент Грене має ту хибу, що вимагає часто замінити течі новою - свіжою. Це зв'язується зі значними порівнюваними видатками і через те робить працю з таким елементом не-

х/ Продукт, що лишається після видобуття з каляного вугіля т. зв. світільного газу. хх/ Додається в кількості 150 грам на літр розчину.

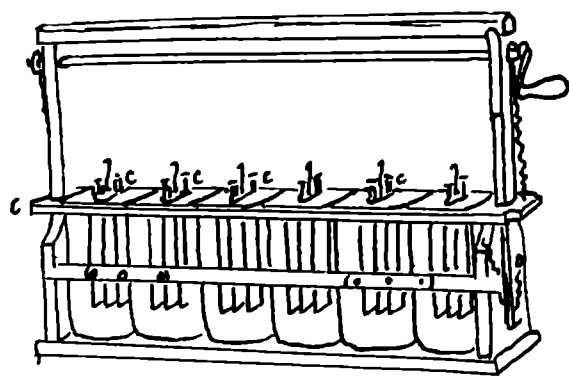


Рис. 132.

економною. Через те науково-технічна думка стала вишукувати шляхів до усунення згаданої хибі й сконструювання більш економного елемента. Успішним кроком у цьому напрямку було **ВІДОКРЕМЛЕННЯ ДЕПОЛЯРИЗАТОРА ВІД ОСНОВНОЇ ТЕЧІ** і перехід до **ЕЛЕМЕНТІВ З ДВОМА ТЕЧАМИ**. Баваючись на цій засадничій ідеї, різні дослідники дали цілу низку конструкцій гальванічних елементів, що розрізняються по-між собою в деталях, але мають ту спільну рису, що деполаризатор міститься окремо від основної течії, від якої його відгороджують стінки посудини, виготовленої з легко-випаленої глини; така дірчаста глина не затримує руху водневих іонів, але ставить значні перешкоди змішуванню двох течей. Позитивною рисою в такій

схемі з'являється й те, що **ДЕПОЛЯРИЗАТОР** міститься в **БЕЗПОСЕРЕДНЬОМУ СУСІДСТВІ З АНОДОМ**, себ-то знаходиться як раз там, де в ньому є правдива потреба. З другого боку, є можливість **ПЕРЕВОДИТИ ЗАМІНУ** даного розчину **КИСЛИНИ СВЯТИМ БЕЗ ТАКОЇ Ж ЗАМІНИ ДЕПОЛЯРИЗАТОРА**, що з матеріального боку і дає як раз значну економію.

Перед тим як перейти до ближчого ознайомлення з різними конструкціями гальванічного елемента з двома течями, присвятимо де-кілька слів питанню про **РОЛЮ В ЕЛЕМЕНТІ ЕЛЕКТРОДІВ**. Ми бачили, що в елементі Вольти, електромоторна сила якого виносить 1,1, катодом є цинк, а анодом мідь; в елементі Грене, що має електромоторну силу біля 2 вольтів, катодом лишається цинк, а в ролі анода виступає вугілля. Отже бачимо, що заміна міді вугіллям принесла користь і спричинилася до зросту електромоторної сили. Внутрішня причина такого з'явища є цілком приступною для нашого зрозуміння: процес праці гальванічного елемента є процес перетворення акції сил хемічних в акцію сил електричних; ефект останньої безпосередньо залежить від ефекту першої, а через те величина електромоторної сили елемента ставиться напруженням хемічного діяння всередині елемента.

В елементі Вольти хемічна акція по-між міддю та кислотою справляла ефект протилежний по напрямності тому ефекту, який витворював контакт з кислотою цинку. Через те заміна активного з хемічного погляду тіла міді нейтральним тілом - вугіллям корисно відбилася на справі, в цілому спричинившись до зросту електромоторної сили елемента. Після цього зауваження нам стане ясним через що саме більшість гальванічних елементів має в ролі аноду **ВУГІЛЬ**. В ролі катода майже виключно вживається **ЦИНК**; це пояснюється тим, що при незначній-порівнюючи вартості цинк справляє високий хемічний ефект /дуже легко вступає в сполуку з основною течєю елемента/.

Досвідне спостереження над діяльністю будь якого гальванічного елемента викриває один дуже важливий з практичного боку факт, а саме: **ХЕМІЧНИЙ ПРОЦЕС РОЗПУСКАННЯ ЦИНКУ В КИСЛИНІ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЯГЛО І ЦІЛКОМ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ОД ТОГО ФУНКЦІОНУЄ ЧИ НІ ДАНИЙ ЕЛЕМЕНТ**. Таким чином матеріал одного з електродів непродукційно гине. Для усунення цього шкідливого з'явища вживається особливих засобів, які полягають в **АМАЛЬГАМОВАННІ ЦИНКУ** це досягається дорогою потирання поверхні цинкового електрода ртутью /з додатком розчину H_2SO_4 /. Амальгамований катод під час, коли елемент не працює, не розпускається в течії майже зовсім і витрачається

х/ Причина цього з'явища полягає в т. зв. **ЛОКАЛЬНИХ ТОКАХ**. Річ у тому, що цинк за все містить у собі домішки з вугілля та заліза. Їхня присутність витворює певну контактну різницю потенціалів, у вислід якої і повстають згадані вище токи. Від вугілля чи заліза вони йдуть до цинку, далі переходять до електроліту й цією дорогою вертають назад. Сфера їхньої циркуляції є ультра-малою, через що вони й дістають назву токів локальних. Існуванням локальних токів пояснюється через що і при неважкненому елементі цинковий електрод розпускається в кислоті і на його поверхні виділюються водяні баньки.

лише при функціонуванні елемента. Однак в деяких елементах, як наприклад в елементі Грене, розчинення цинку не усеується в належній мірі й амальгуванням. Через те в таких елементах катод кожного разу після закінчення праці витягається геть із течі.

§ 62. Зроблені вище підготовчі зауваження дозволяють нам цілком свідомо підійти до ознайомлення з різними конструкціями гальванічних елементів.

ЕЛЕМЕНТ ДАНІЕЛЯ уявляє собою поліпшений елемент Вальти, бо електродними в ньому, як і в названому елементі, служать МІДЬ та ЦИНК. Удосконалення, введене Даніелем /року 1836/ полягає в заміні однієї течії двома. Та

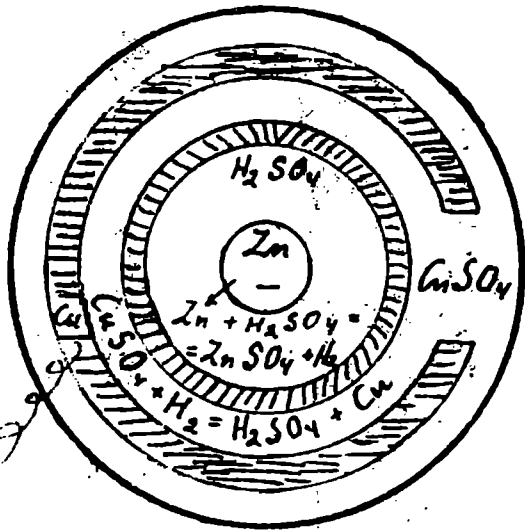


Рис. 133.

кими течіями служать: РОСЧИН СІРЧАНОЇ КИСЛИНИ / H_2SO_4 / та НАСІЩЕНИЙ РОСЧИН МІДЯНОГО КУПЕРВАСУ / $CuSO_4$ /. До першого з них уміщене ЦИНКОВИЙ КАТОД, до другого МІДЯНИЙ АНОД. Рисунок 133 показує схему елемента Даніеля; ця схема подає як загальне розміщення частин елемента /циліндричний анод з мідної бляхи; цинковий катод у формі стрижня; глиняна перегородка, виповнена H_2SO_4 , шкляна посудина, виповнена розчином $CuSO_4$ /. Так і картину самого процесу функціонування елемента. З неї ми бачимо, що цинкова молекула, відділившись від загальної маси катоду, вступає /в ролі аніона/ до сірчаної кислоти і витисняє з неї молекули водень. Перенявши на себе функції іона молекула останнього проступає далі в нап

рямку поля /до анода/ і, пройшовши через глиняну розгородку, вступає до розчину $CuSO_4$; вступивши до молекули останнього, водень увільняє з нього мідь, яка, знову таки в ролі аніона, проступає до анода, на поверхні якого і відкладається. Як бачимо вислідом цілого процесу є лише: 1/ зменшення маси катода через розчинення в кислоті цинку 2/ зріст маси анода через відкладення на ньому міді, що виділилася з розчину $CuSO_4$ та 3/ перетворення молекул H_2SO_4 в молекули $ZnSO_4$ та молекул $CuSO_4$ в молекули H_2SO_4 . Таким чином ПРИ ПРАЦІ ЕЛЕМЕНТУ ЗМІНЮЄТЬСЯ ЛИШЕ СКЛАД ТЕЧЕЙ /ЯКІ ЧАС ОД ЧАС ВИМАГАЮТЬ ЇХНЬОГО ПОПОВНЕННЯ/ І НЕ ЗМІНЮЄТЬСЯ СКЛАД ЕЛЕКТРОДІВ.

Електромоторна сила елемента виносить пересічно 1,08 вольт; елемент дозволяє перепускати через нього ток силою до 2 амперів.

Замість розчину H_2SO_4 в елементі Даніеля можна вживати також РОСЧИН $ZnSO_4$. Основний характер процесу, що відбувається всередині елемента, не змінюється при цьому в найменшій мірі. З двох іонів Zn та SO_4 , які в процесі диссоціації розпадається молекула $ZnSO_4$, останній злучується з іоном Zn , виділеним масою катода, а перший, пройшовши через стінку глиняної посудини, вступає в молекулу $CuSO_4$, увільняючи з неї Cu і витворюючи $ZnSO_4$. Таким чином процес іде в напрямку зменшення концентрації розчину $CuSO_4$ і зросту концентрації розчину $ZnSO_4$. При даних умовах досвіду ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА ЕЛЕМЕНТА ДАНІЕЛЯ з'являється в значній МІРІ СТАЛОЮ, через що названий елемент вживається в ролі еталону електромоторної сили. Величини електромоторної сили Даніелевого елемента певним чином залежать від густоти обох течей: вона зростає зі збільшенням густоти розчину $ZnSO_4$ і маліє зі збільшенням густоти розчину $CuSO_4$. Додаткову залежність з цього боку подає наступна таблиця: /Див. таб. на стор. 79/

Певною відміною Даніелевого елемента є ЕЛЕМЕНТ КРЮГЕРА /Krugger/ що по ціні є дешевшим од першого. Катодом у ньому /рис. 134/ служить циліндрична ЦИНКОВА плітка K , завішена на стінках посудини поміщу трьох гвіздів a, b, c , анодом є ОЛИВ'ЯНА /Pb/ плітка A , що лежить на дніщі посудини.

х/ Ця сталість між иншим є більшою коли вживається не H_2SO_4 , а розчин $ZnSO_4$.

ини, і ця плитка має виводний металевий стрижень $\mathcal{L}$, добре полакова-

$ZnSO_4$	$CuSO_4$					
	1,01	1,05	1,10	1,15	1,20	1,43
1,01	-	-	-	-	-	1,071
1,05	-	1,106	1,097	1,085	1,080	-
1,10	-	1,109	1,103	1,097	1,093	-
1,15	-	1,114	1,109	1,105	1,101	-
1,20	1,146	1,125	1,114	1,180	1,103	-

ний для ізолювання його від течі. Ним в даному разі в'являється РОС-
 ЧИН ЦИНКОВОГО КУПЕРВАСУ $ZnSO_4$, яким виповнюється ці-
 ла посудина; але крім того до останньої наливається мідя-
 ного купервасу $CuSO_4$, який розпускається в нижчих вер-
 ствах течі, і, витворивши в них насичений розчин, трима-
 ється тут, не підносячись догори /принаймні в значній мі-
 рі/ у вислід переваги свого питомого тягару над питомим
 тягаром $ZnSO_4$. На дніщі посудини завше повинен бути за-
 пас нерозчинених кристалів $CuSO_4$. Як і в елементі Даніє-
 ля в даному елементі на аноді виділяється мідь, а цинко-
 вий катод розпускається в течі. З поданого опису конст-
 рукції Крюгерового елемента безпосередньо слідує, що назва-
 ний елемент не дозволяє жадних різких рухів /бо в такому
 разі два ріжні розчини перемішуються по між собою/; це

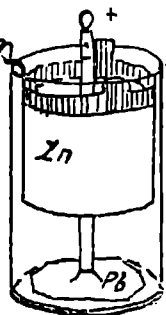


Рис. 134.

звичайно в хибю елемента й обмежує його вжиток. Але при певних умо-
 вах він є досить зручним, бо сполучує примитивність конструкції з
 малою ціною; має також незначний внутрішній опір; з цих причин вжива-
 ється іноді в телеграфних установках. Електромоторна сила його вино-
 сить біля 1 вольт.

Подібною до попередньої відміню Данієлевого елемента з'явля-
 ється ЕЛЕМЕНТ МЕЙДИНГЕРА /Meidinger/. Як і елемент Крюгера, він прив-
 ачається для тих установок, де не доводиться переносити елемент з мі-
 сця на місце, бо так само не має розгородки по-між течами в формі глі-
 яної посудини і свою конструкцію баує на ріжниці питомих тягарів ро-
 зчинів $ZnSO_4$ та $CuSO_4$. Мейдингерів елемент /рис. 135/ складається з

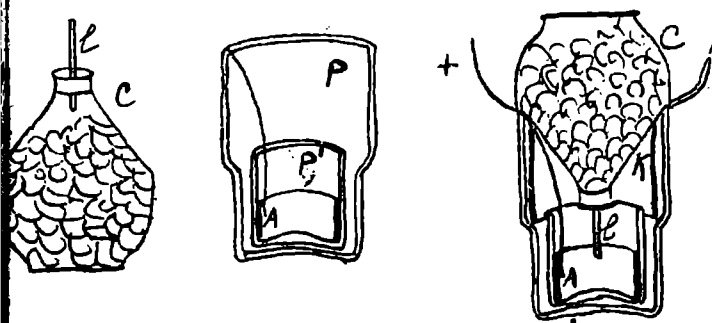


Рис. 135.

двох шклянних посудин - більшої P
 та меншої P' , з яких остання мі-
 ститься всередині першої. В посудині P' знаходиться МІДЯНИЙ цилін-
 дричний анод A , до якого долу-
 чена виводна плитка α . Посуди-
 на P у верхній своїй частині є
 ширшою ніж у нижній; у виступі,
 витвореному цим розширенням, мі-
 ститься циліндричний ЦИНКОВИЙ ка-
 тод K , від якого йде виводна
 плитка κ . Елемент виповнюється
 РОСЧИНОМ $ZnSO_4$; після того
 береться пляшка C , яка містить
 у собі КРИСТАЛИ $CuSO_4$ та трохи води, затикається корком в невеличкій
 трубкою $\mathcal{L}$ і перекидається догори дном так, щоб трубка $\mathcal{L}$ опинилася
 поблизу мідяного електрода A . Розчин $CuSO_4$, виходячи через трубку

до посудини Р, займатиме весь час найнижче положення і через те анод перебуватиме в цьому розчині в той час, як катод - у розчині $ZnSO_4$. Таким чином даний елемент працюватиме по схемі елемента Данієля. В міру виділення з розчину міді і зменшення концентрації розчину $CuSO_4$, остання відновлюється коштом тих поповнень, які надходять в пляшки С. Електромоторна сила Мейдінґероного елемента виносить 1,1 вольт. Батареї таких елементів обслуговувалися за минулих часів усі урядові телеграфні установи в нас на Україні.

ЕЛЕМЕНТ БУНЗЕНА /Bunsen/ відрізняється від Данієлевого елемента тим, що в ролі деполаризатора в ньому вжито АЗОТНУ КИСЛИНУ HNO_3 . Катодом у цьому елементі в'являється ЦИНК, анодом - ВУГІЛЬ. Отже в зовнішній посудині ми маємо /рис. 136/ циліндричний цинковий електрод, уміщений до розчину 10% сірчаної кислоти, у внутрішній /глиняній/ посудині - вугільний електрод, уміщений до азотної кислоти.

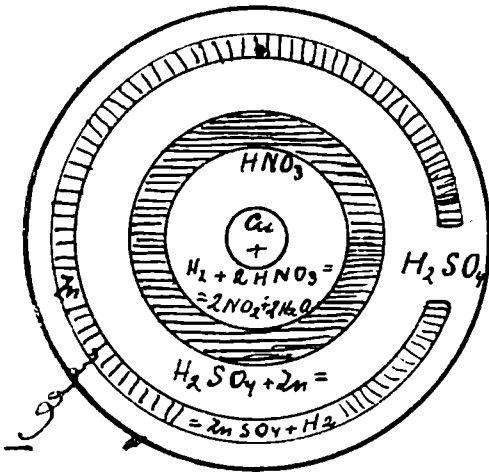
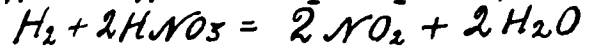
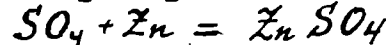


Рис. 136.

Процес, який відбувається всередині елемента полягає в наступному: молекула H_2SO_4 розпадається на два іони: H_2 та SO_4 . Перший з них, прийшовши до анода, витворює реакцію:



Другий іон витворює реакцію:



Вислідом праці елемента є таким чином розпуск цинку й зменшення концентрації HNO_3 . Елемент Бунзена дає електромоторну силу в 1,9

вольт /півніше вона трохи спадає/; він дозволяє перепускати ток силою до 5 амперів і навіть більше. При певних своїх плюсах Бунзенів елемент має ту від'ємну рису, що в'являється шкідливим для здоров'я; під час праці він виділяє різні азотові сполучення, які ще впливають на легкість

ЕЛЕМЕНТ ГРОВЕ /Grove, 1839/ відрізняється від Бунзенового елемента тим, що в ньому вугіль є заступлений ПЛАТИНОЮ.

Особливе місце по-між гальванічних елементів займає **ЕЛЕМЕНТ ЛЕКЛЯНШЕ** /Leclanché, 1868/. Деполаризатором у цьому елементі в'являється не теча, а тверде тіло - ЧОТИРИОКСИД МАНГАНЦІ MnO_2 . Анодом служить ВУГІЛЬ, катодом - ЦИНК. Течем - 15% розчин САЛЬМІАКУ NH_4Cl . В елементах старої конструкції /рис. 137/ цинковий електрод має форму стрижка, в елементах нової поліпшеної конструкції йому надано циліндричну форму /схема рис. 138/.

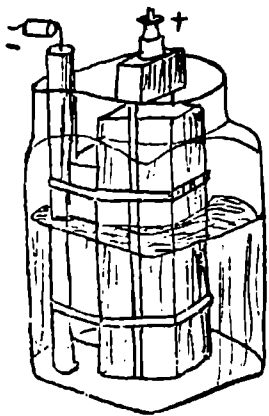


Рис. 137.

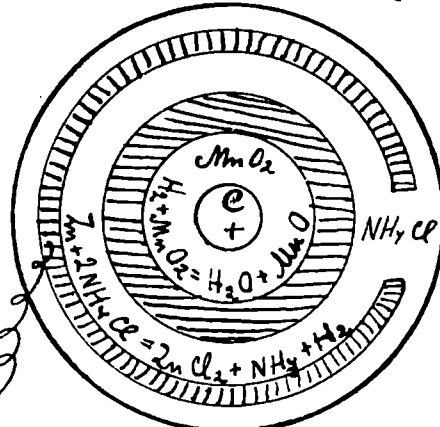
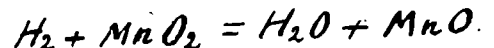
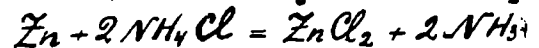


Рис. 138.

Процес, який відбувається всередині елемента, окреслюється наступними взорами:



Той факт, що деполаризатором елемента Леклянше в'являється тверде тіло робить необов'язковим живлення глиняної посудини. В елементах старої конструкції /рис. 137/ анод від катода відділяється плиткою, виготовленою з пресованої суміші вугілля з

MnO_2 ; в новій конструкції глиняна посудина заступлена торбинкою з вустовою полотна, в якій і міститься вгадана вище суміш, що оточує анод елемента. Електромоторна сила елемента виносить 1,5 вольт.

Твердий деполаризатор елемента Леклянше не в стані функціонувати з такою швидкістю, в якій можуть працювати деполаризатори рідкі.

без те, коли елементом користуються без перерви значний час, він починає помітно слабшати; як що одначе залишити його певний протяг часу без праці, сила елемента відновляється знову. Через те елемент Леклянше непридатний для тих установок, де потрібується довга праця; навпаки ВІН Є НАЙЗРУЧНІШИМ ДЖЕРЕЛОМ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ДЛЯ ТИХ УСТАНОВОК, ДЕ ПРАЦЯ ВІДБУВАЄТЬСЯ З ПЕРЕРВАМИ /наприклад у проводках дзвонкових та сигналізаційних/. Елемент Леклянше при нескладній конструкції, та дешевій ціні вимагає мінімального догляду, не витрачається в ті часи, коли не працює, й зберігає свою силу протягом дуже значного періоду. Все це робить його найпопулярнішим джерелом електричного току.

Т.зв. СУХІ ЕЛЕМЕНТИ, що виготовляються різними фірмами, в'являються нічим іншим, як незначно-модифікованими елементами Леклянше. Вони складаються з вугільного аноду, деполаризатора складеного з кокоа й MnO_2 та циліндричного цинкового електрода. Просторінь поміж катодом та анодом виповнена паперовою масою, напитою розчином САЛЬМІАКУ NH_4Cl та цинкового ХЛОРАКУ $ZnCl_2$.

Закінчивши огляд головних типів гальваничних елементів, яких вживається на практиці, зведемо до купи основні відомості про них, уклавши їх в окрему таблицю:

ТАБЛИЦЯ ГАЛЬВАНИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

/Головні типи./

Назва елемента.	Анод	Катод	Основна теча	Деполаризатор	Електромоторна сила /в замкн.ст./ Вольтів.	Внутр. опір χ Омів
Вольтів	Cu	Zn	H_2SO_4 (20%)	Не має	1,1	0,5-1,0
Грене	C	Zn	H_2SO_4 (10%)	$K_2Cr_2O_7$ (15%)	2,0	-
Данієлів	Cu	Zn	$ZnSO_4$	$CuSO_4$	$\begin{cases} 1,08 \\ 1,12 \end{cases}$	0,3-0,6
Мейдинґерів	Cu	Zn	$ZnSO_4$	$CuSO_4$	1,2	3-3,5
Бунзевів	C	Zn	H_2SO_4 (10%)	HNO_3	1,9	0,1-0,2
Леклянше	C	Zn	Розчин NH_4Cl	MnO_2	$\begin{cases} 1,4 \\ 1,5 \end{cases}$	0,5
Сухий	C	Zn	Розчин NH_4Cl та $ZnCl_2$	MnO_2	1,5	0,1-0,2

§ 63. На прикладі Данієлевого елемента ми бачили, що електромоторна сила навіть найбільш сталих гальваничних елементів не творить собою точно-овзначеної сталої величини, а в'являється певною функцією фізичного стану елемента. Докладніше дослідження цієї справи показує, що на вартість електромоторної сили гальваничного елемента впливають наступні чинники: 1/ концентрація течей, 2/ степень хемичної чистоти електродів і 3/ температура елемента. Такий стан річей утруднює користування будь-яким елементом у ролі еталона електромоторної сили. А само собою розуміється, що питання про такий еталон є дуже важливим для

х/ Внутрішній опір елемента в значній мірі залежить від його конструкції та розмірів. Тут подано пересічні вартості внутрішнього опору

практичної науки. З метою належного полагодження цієї справи де-якими дослідниками було зроблено спроби сконструювання т.зв. НОРМАЛЬНОГО ЕЛЕМЕНТА, себ-то такого елемента, який би в мінімальній мірі підпадав температурним впливам і при певній температурі давав точно-означену електромоторну силу.

Відомі дві конструкції нормальних елементів: елемент ЛАТИМЕРА-КЛАРКА /Latimer-Clark/ та елемент ВИСТОНА /Weston/.

Схему елемента Латимера-Кларка подає рис. 139. Елемент уявляє собою дві сполучені по-між собою скляні пробирки, в дніща яких уложено платинові електроди. Над анодом знаходиться трохи ртуті, а поверх неї міститься верства ртутного сірчану / Hg_2SO_4 /. Над катодом знаходиться ртутна амальгама, а над нею верства кристалів цинкового купервасу / $ZnSO_4$ /. Решта вільної просторини виповнена концентрованим водняним розчином цинкового купервасу. Обидві посудини закорковані й запарафіновані. Електромоторна сила елемента визначається наступним взором:

$$\mathcal{E} = 1,432 - 0,0012 /t - 15/ \text{ вольтів } /164/$$

В елементі Вистона цинк усяди заступлено КАДМОМ. Схему його подає рис. 140. Ухвалою Міжнародного З'їзду, що відбувся року 1908 в Лондоні, елемент Вистона визнано за еталон електромоторної сили. Отання визначається взором:

$$\mathcal{E} = 1,0183 - 0,0000406 /t - 20/ \text{ вольтів } /165/$$

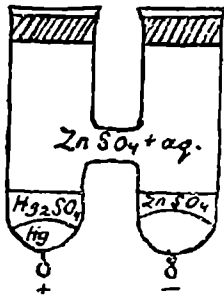


Рис. 139.

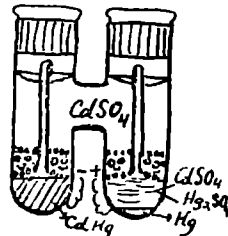


Рис. 140.

При ПОСЛІДОВНОМУ сполученні /рис. 141/ катод кожного попереднього елемента злучається з анодом послідувального елемента; таким чином зливаються: анод першого елемента та катод останнього елемента. При системі ПОСЛІДОВНОГО СПОЛУЧЕННЯ ЕЛЕКТРОМОТОРНІ СИЛИ ЕЛЕМЕНТІВ ТА ЇХНІ ВНУТРІШНІ ОПОРИ СУМУЮТЬСЯ. Таким чином у цьому випадку батарея поводить себе як один елемент з сумарною електромоторною силою та сумарним внутрішнім опором; отже маємо:

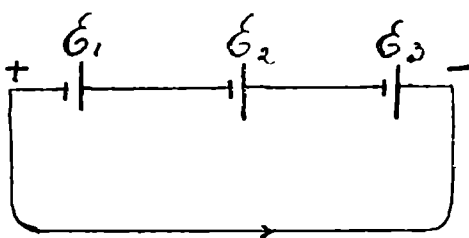


Рис. 141.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_n = \sum \mathcal{E}_i; \quad /166/$$

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum R_i; \quad /167/$$

В тому випадку, коли всі елементи, що творять батарею, з'являються по-між собою ідентичними, взори (166) та (167) перетворюються в такі:

$$\mathcal{E} = n \cdot \mathcal{E}_i; \quad R = n \cdot R_i \quad /168/$$

Отже, як що через $\mathcal{Z}$ зазначимо опір зовнішнього контуру, то для сили току $\mathcal{I}$ дістанемо вираз:

$$\mathcal{I} = \frac{n \cdot \mathcal{E}_i}{n \cdot R_i + \mathcal{Z}} \quad /169/$$

При сполученні РІВНОБІЖНОМУ /рис. 142/ злучаються по-між собою окремо всі аноди та катоди. Таким чином у точці А витворюється ніби спільний анод, а в точці В - спільний катод, так що ток в зовнішній

контурі протікає в напрямку від точки A до точки B .

Зазначимо опір зовнішнього контура ACB через z . Тоді для цього контура ми матимемо:

$$y = \frac{V_A - V_B}{z} \quad /170/$$

де V_A та V_B означають значення потенціалів у точках A та B .

Для контурів BE_1A , BE_2A та BE_3A , що містять у собі електромоторні сили, ми матимемо:

$$y = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_1}{R_1} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_2}{R_2} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_3}{R_3}$$

де R_1 , R_2 та R_3 означають внутрішні опори елементів. Уважатимемо що: $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_3 = \dots = \mathcal{E}_n$. Тоді, приклавши до точки A перше Киргофове правило, зможемо написати:

$$y = \frac{V_A - V_B}{z} = n \cdot \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i/n} \quad /171/$$

Приклавши правило пропорцій, дістанемо:

$$\frac{V_A - V_B}{z} = \frac{V_B - V_A + \mathcal{E}_i}{R_i/n} = \frac{(V_A - V_B) + (V_B - V_A + \mathcal{E}_i)}{z + \frac{R_i}{n}}$$

Отже кінець-кінцем зможемо написати:

$$y = \frac{\mathcal{E}_i}{z + \frac{R_i}{n}} \quad /172/$$

Рис. 142.

себ-то: ПРИ СИСТЕМІ РІВНОБІЖНОГО СПОЛУЧЕННЯ n ЕЛЕМЕНТІВ ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА БАТАРЕЇ Є РІВНА ЕЛЕКТРОМОТОРНИЙ СИЛІ ОДНОГО СКЛАДОВОГО ЕЛЕМЕНТА, А ЇЇ ВНУТРІШНІЙ ОПІР Є В n РАЗІВ МЕНШИМ ВІД ТАКОГО Ж ОПОРУ КОЖДОГО ЗІ СКЛАДОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

При мішаному сполученні /рис. 143/ елементи розбиваються на ГРУПИ, при чому всередині груп переводиться послідовне сполучення, а самі групи лучаться по-між собою рівнобіжно.

Нехай ми маємо m груп, що кожна з них складається з n однакових елементів. Тоді кожна з m груп дасть електромоторну силу $n \cdot \mathcal{E}_i$ й матиме внутрішній опір $n \cdot R_i$. Рівнобіжне сполучення усіх m груп дасть ту ж електромоторну силу $n \cdot \mathcal{E}_i$ і зменшений в m разів внутрішній опір $\frac{n \cdot R_i}{m}$. Отже як що опір зовнішнього контура зазначимо через z , для сили току y дістанемо наступний вираз:

$$y = \frac{n \cdot \mathcal{E}_i}{z + \frac{n \cdot R_i}{m}} = \frac{n \cdot m \cdot \mathcal{E}_i}{zm + n \cdot R_i} \quad /173/$$

Рис. 143.

§ 65. Яка ж-саме з описаних вище систем сполучення гальванічних елементів у батареї є найбільш доцільною та вигідною.

Щоби розв'язати це питання звернемося до вазору /173/. Для даної

батареї $n = \text{Const}$, $m = \text{Const}$; а через те чисельник названого взору має сталу вартість. Отже сила току I буде найбільшою, коли вираз $zm + nRi$ матиме мінімальну вартість. Взявши на увагу, що $zm + nRi = N$, де N означає цілу кількість елементів батареї, на основі відповідної теореми теорії чисел скажемо, що вираз $zm + nRi$ матиме мінімальну вартість при умові рівенства обох складників: $zm = nRi$, що дає:

$$z = \frac{nRi}{m} \quad \dots \quad /174/$$

Як ми вище бачили величина $\frac{nRi}{m}$ означає внутрішній опір цілої батареї. Отже взір /174/ маємо прочитати так: НАЙВИГІДНІШИМ СПОЛУЧЕННЯМ ЕЛЕМЕНТІВ Є ТАКЕ, ПРИ ЯКОМУ ОПІР ЗОВНІШНЬОГО КОНТУРА Є РІВНИЙ ВНУТРІШНЬОМУ ОПОРУ БАТАРЕЇ.

З цього загального правила витікає ніяка поодиноких правил для різних випадків. Розглянемо їх.

1. ЗОВНІШНІЙ ОПІР Є ЗНАЧНИМ. При цій умові величину z у взорі /174/ ми маємо вважати за безконечно-велику. Тоді, щоби задовольнити названому взору для величини n належить взяти вартість можливо найбільшу, а для величини m - вартість можливо найменшу. Отже приходимо до висновку, що в даному випадку НАЙВИГІДНІШОЮ СИСТЕМОЮ СПОЛУЧЕННЯ Є СПОЛУЧЕННЯ ПОСЛІДОВНЕ.

2. ЗОВНІШНІЙ ОПІР Є НЕЗНАЧНИМ порівнюючи з внутрішнім опором елемента. При цій умові величину z належить трактувати близькою до нуля. Тоді, щоби задовольнити взору /174/ маємо для величини n взяти мінімальну вартість, а для величини m - вартість максимальну. Отже приходимо до висновку, що в даному випадку НАЙВИГІДНІШОЮ СИСТЕМОЮ СПОЛУЧЕННЯ Є СПОЛУЧЕННЯ РІВНОБІЖНЕ.

§ 66. Сполучимо по-між собою полі гальванічного елемента провідником, опір якого виносить R . Нехай внутрішній опір самого елемента є z . Тоді на основі закону Ома зможемо написати $\mathcal{E} = I(R+z)$. Величина спаду потенціалу в зовнішній частині нашого контура виноситиме: $\mathcal{V} = IR$ а у внутрішній його частині $\mathcal{V} = Iz$. Отже бачимо, що $\mathcal{E} = \mathcal{V}_1 + \mathcal{V}_2$ або

$$\mathcal{V} = \mathcal{E} - \mathcal{V}_2 \quad \dots \quad /175/$$

себ-то СПАД ПОТЕНЦІАЛУ В ЗОВНІШНІЙ ЧАСТИНІ КОНТУРА Є РІВНИЙ РІЖНИЦІ ПО МІЖ ЕЛЕКТРОМОТОРНОЮ СИЛОЮ ЕЛЕМЕНТА /вимірюваною при НЕЗАМКНеному ЕЛЕМЕНТІ/ ТА СПАДОМ ПОТЕНЦІАЛУ ВНУТРИ ОСТАННЬОГО. Величина $\mathcal{V}$ називається ВОЛЬТАЖЕМ ЕЛЕМЕНТА. Як бачимо, ця величина завжди є меншою від величини $\mathcal{E}$. Така різниця буде тим значнішою, чим більші вартості матимуть величини z та I . Отже бачимо, що ВОЛЬТАЖ ЕЛЕМЕНТУ Є ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ МЕНШИМ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ВНУТРІШНІЙ ОПІР ОСТАННЬОГО; ЗІ ЗРОСТОМ СИЛИ ТОКУ В КОНТУРІ ВОЛЬТАЖ МАЛІЄ.

Ми ваяли до розгляду поняття про вольтаж для того, щоби виразніше окреслити факт неоднакової вартості різниці потенціалів на полях елемента в незамкненому та замкненому стані. Першому з них відповідає поняття про електромоторну силу, другому - про вольтаж.

§ 67. Гальванічні елементи мають ту позитивну рису, що без особливого догляду за ними здібні постачати електричну енергію протягом значного часу. Але запаси цієї енергії в середині елементів обмежені. Гальванічні батареї іноді зовсім не в стані задовольнити потребам практичного життя, які вимагають /наприклад для справи освітлення/ витворення електричної енергії значної інтенсивності, хоч би й на протязі недовгого-порівнюючи часу. Загалом умови названого життя складаються здебільшого так, що з'уживання енергії обмежується в кожній добі певними годинами /наприклад освітлення - ніччю/, але в ці години вимагається до вжитку великі запаси енергії. І через те сама собою народжується та ар

стає думка, про доцільність використання вільного від безпосередньої праці генераторів електричного току часу для нагромадження тим або іншим способом електричної енергії, яку в потрібні хвилини можна було б вжити на задоволення широких потреб практичного життя. Цією дорогою ми приходимо до ідеї ЕЛЕКТРИЧНОГО АКУМУЛЯТОРА. Як-саме названа ідея здійснена була на практиці, покаже нам послідуєчий виклад.

§ 63. Ми вже знаємо, що при проходженні току через електроліт має місце з'явище, яке ми назвали ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ ЕЛЕКТРОДІВ. Це з'явище є вислідом того, що продукти розпаду молекул електроліту, осідаючи на поверхні електродів, змінюють характер контакту й витворюють певну електромоторну силу. В гальванічних елементах така електромоторна сила має знак протилежний знаку електромоторної сили самого елемента, через що тиск ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ТОКУ спричинявся до зменшення сили току витвореного елементом /в тих звичайних випадках, коли ефект поляризації не усувався відповідними заходами/. Є цілком зрозумілим, що з'явище поляризації електродів має місце при всяких умовах і не залежить від походження току, що проходить через електроліт. Отже поляризаційна електромоторна сила виникне й тоді, коли ми перепустимо через елемент /що підпадає поляризації/ ток від СТОРОННЬОГО джерела /наприклад іншого елемента/. Витворення такої електромоторної сили буде вислідом тих хімічних процесів електролізу, які відбудуться при проходженні через електродит току. Процес електролізу є процесом перетворення енергії електричної в енергію хімічну: процес поляризаційного току є протилежним процесом перетворення нагромадженої хімічної енергії в енергію електричну. Отже бачимо що ЗА ЕЛЕКТРИЧНИЙ АКУМУЛЯТОР МИ МАЄМО ПРАВО ВВАЖАТИ ВСЯКИЙ ВОЛЬТАМЕТР, ЧЕРЕЗ ЯКИЙ ПРОТЯГОМ ПЕВНОГО ЧАСУ ПРОПУСКАВСЯ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТОК.

Припинивши останній й сполучивши по-між собою електроди вольтметра, ми дістанемо ток, що буде ПРОТИВНИМ ПО НАПРЯМНОСТІ ТОКУ ПЕРВІСНОМУ. Перепустимо наприклад ток через газовий вольтметр, показаний на рис. 144, який має платинові електроди і виповнений підкисленою H_2SO_4 водою. У вислід виділення на одному з електродів /катоді/ водня, а на другому /аноді/ кисеня витвориться певна електромоторна сила, що дасть поляризаційний ток. Вартість цієї електромоторної сили сягатиме аж до 1,15 вольт. Як що, припинивши перепускання току, ми сполучимо по-між собою електроди, - всередині вольтметра розпочнеться процес протилежний процесу електролізу: іони обох газів /додатні-водня, та від'ємні - кисеня/ переходитимуть від електродів до розчину й сполучатимуться в нейтральні молекули: вислідом цього буде виникнення току, протилежного по напрямності току первісному. Описаний вище пристрій відомий під назвою ГАЗОВОГО ЕЛЕМЕНТА ГРОВЕ. Як бачимо в першій стадії процесу, що має назву НАПРУДЖЕННЯ або НАВІВАННЯ акумулятора, кінетична енергія електричного току перетворюється в потенціальну хімічну енергію; в другій стадії процесу, яка має назву ВИПРУДЖЕННЯ акумулятора, потенціальна енергія хімічного своєтства переходить в кінетичну енергію електричного току.

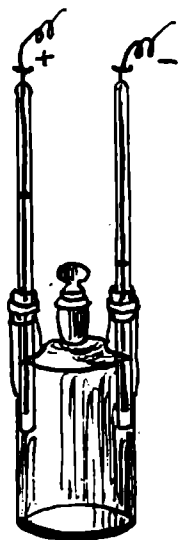


Рис. 144.

Ефект, подібний до описаного вище, ми дістанемо й в вольтметром металевим. Візьмемо посудину, виповнену розчином $ZnSO_4$, і вмістимо до неї два мідяні електроди, яким надамо певне положення. Верхню плитку алуємо в від'ємним полюм батареї, нижню /помічку ізольованого провідника/ - з полюм додатним. Молекули $ZnSO_4$ у вислід диссоціації дадуть два іони: Zn та SO_4 , з яких перший попростує до верхнього від'ємного електрода, а другий, алувшись в мідю, що її виділив нижній додатний електрод, дасть $CuSO_4$. Розчин $CuSO_4$ матиме більший питомий тягар ніж розчин $ZnSO_4$, а через те, простуючи додолу, він займе нижню частину посудини. Отже кінець кінцем витвориться

картина, яку показано на рис. 145. Ця картина в повній мірі відповідає схемі Данієлевого елемента і таким чином наш акумулятор працюватиме на тих же засадах, що і названий елемент. Отже при праці такого акумулятора з одного боку витрачатиметься осівний на катоді цинк, з другого боку $CuSO_4$ перетворюватиметься в $ZnSO_4$. Коли названий процес закінчиться, припиниться й праця акумулятора. При процесі набивання акумулятора, на основі ввору /161/ цинк виділиться в кількості:

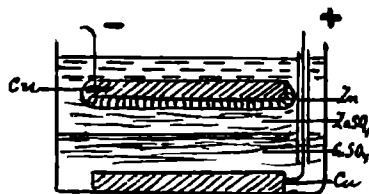


Рис. 145.

$M = 0,00001036 \cdot \frac{64,8}{2} \cdot \gamma \cdot t$ грамів, а мідний купервас витвориться в кількості

$M_1 = 0,00001036 \cdot \frac{159,4}{2} \cdot \gamma \cdot t$ грамів. При

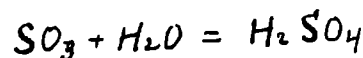
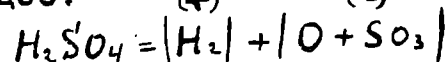
розчиненні M грамів цинку та розпаді M_1 грамів $CuSO_4$ теоретично мала би виділитися та ж сама кількість $Q = \gamma \cdot t$ електричності, яка була затрачена при набиванні акумулятора. Але в дійсності з цілої низки причин ми дістаємо меншу кількість Q' . Величина $\eta = \frac{Q'}{Q}$ визначає собою КОРИСНИЙ ЕФЕКТ АКУМУЛЯТОРА.

Кількість електричності Q' /виражена в кулонах/, яку можна одержати від акумулятора при повному його використанні, називається ЗАБИРНІСТЮ акумулятора.

§ 69. Основною вимогою, якій конче повинен задовольняти акумулятор, є значна ЗАБИРНІСТЬ. Ті примітивні акумулятори, які ми мали нагоду розглянути, цій основній вимозі не задовольняють. Отже вже від перших часів після виникнення самої ідеї акумулятора різними досліджувачами робились /і продовжують робитися далі/ спроби, скеровані в напрямку можливого збільшення забірності акумуляторних електродів. Звертаючися до історичного огляду справи, ми в першу чергу маємо зупинитися на досвіді ПЛАНТЕ /Gaston Planté, 1834-1889/, французький вчений, професор фізики/, який року 1860 викрив той факт, що чим більшу кількість разів акумулятор піддається набиванню та випрудженню тим значнішим та тривалішим стає поляризаційний ток.

Спираючися на ці свої спостереження, Планте сконструював акумулятор, що в значній мірі задовольняє вгаданам вище вимогам. Акумулятор Планте складався з двох ОЛИВ'ЯНИХ ПЛИТ, уміщених до розчину H_2SO_4 . Перед тим, як набивати акумулятор, Планте піддавав його особливій обробці, яка має назву ФОРМУВАННЯ акумулятора. Процес формування полягає в низці повторних набивань та випруджень акумулятора, що розпушує поверхню олив'яних електродів й спричиняється до зросту їхньої електрозабірності. При

набиванні акумулятора /рис. 146/ всередині нього відбувався наступний процес:



/176/

Таким чином сполучення SO_3 в H_2O давало знову H_2SO_4 на катоді виділявся водень /що в реакцію зі Pb звичайно не вступає/, а на аноді кисень, вступаючи в сполучення з оливом, ви-

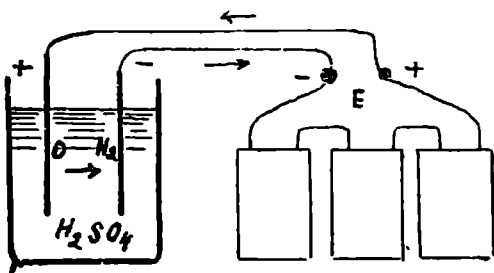


Рис. 146.

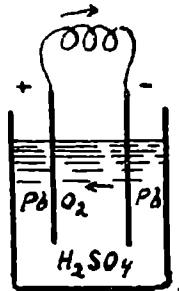
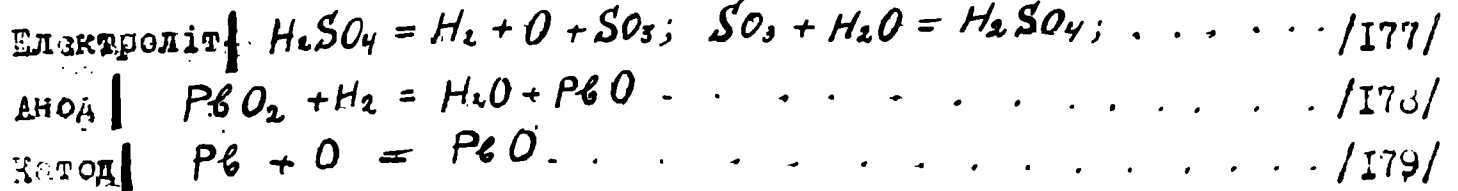


Рис. 147.

чайно не вступає/, а на аноді кисень, вступаючи в сполучення з оливом, ви-

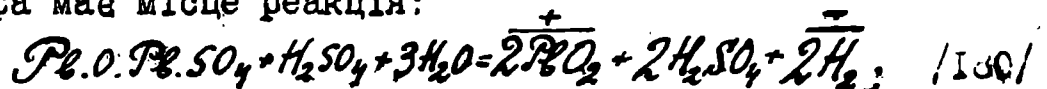
створював спочатку PbO , а пізніше PbO_2 . Як бачимо, акумулятор Плянте після його напрудження складався з плиток PbO_2 /анод/ та Pb /катод/, уміщених до розчину H_2SO_4 . При сполученні електродів акумулятора по-між собою /рис. 147/ у витвореному контурі проходить електричний ток, що в зовнішній своїй частині мав напрямність від анода PbO_2 до катода Pb , а всередині акумулятора — від катода до анода. При цьому у вислід розкладу H_2SO_4 відбувався протилежний процес розкислення анода з PbO_2 на PbO й окислення катода, себ-то перетворення його в PbO . Таким чином процес випускнення акумулятора окреслюється наступними зворотами:



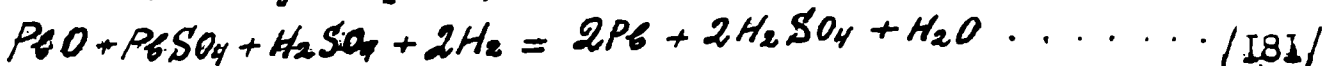
Після закінчення процесу окислення катода й розкислення анода /перетворення кожного з них у PbO / поляризаційний ток акумулятора підкобито припиниться. Для відновлення діяльності акумулятора його необхідно напрудити наново.

Забирність акумулятора Плянте є тим більшою, чим довше час триває процес формування. Для досягнення значного ефекту останній доводиться переводити протягом тижнів і навіть цілих місяців. Така витрата часу та електричної енергії не промовляє на користь акумулятора Плянте й робить його нездатним до широкого вжитку. Дей момент спричинився до того, що вже відразу почали вишукувати шляхів до більш радикального розв'язання справи. До цього підійшов року 1861 ФОР /*Camille Faure*/, який запропонував укривати поверхні акумуляторних електродів вертвон сурику $[PbO_2 (PbO)_2]$; змішуючи останній з водою, Фор намазував цим тістом акумуляторні плити; для того, щоб сурик не відпадав од плиток, Фор по-між останні вставляв войлочні прокладки. Близький досвід показав, що загадані прокладки уявляли собою слабке місце Форової конструкції: вони з одного боку не тримали міцно сурикової маси, а з другого — помітно збільшували внутрішній опір акумулятора. Значною перевагою Форового акумулятора перед акумулятором Плянте, було те, що він не потребував неваручного й нееканометного процесу формування електродів. При перепусканні току через Форів акумулятор на аноді сурик перетворюється з PbO_2 , а на катоді розкислюється в Pb .

Відбувається таким чином процес, з яким ми вже ознайомилися вище. Як до би цей процес ми добавляли окреслити трохи глибше, то мали би взяти на увагу той факт, що при опущенні електродних плит до розчину оливо вступає в реакцію з H_2SO_4 і витворює $PbSO_4$. Таким чином при НАБИВАННІ акумулятора має місце реакція:



На катоді водень розкислює PbO , переводячи його в Pb , що набуває пористої структури й через те стає в більшій мірі електрозабирним. При цьому має місце наступна реакція



Взори /180/ та /181/ показують, що ВИСЛІДОМ ПРОЦЕСУ НАБИВАННЯ є ЗРАСТ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ.

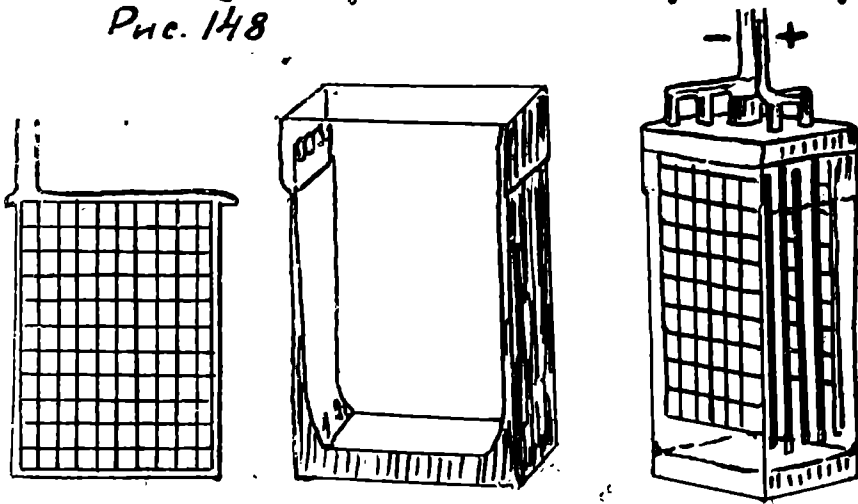
При випускненні акумулятора наведені вище реакції відбуваються в протилежному напрямку. ПРОЦЕС ЗАПРУДУ АКУМУЛЯТОРА МАЄ ВИСЛІДОМ ЗМЕНШЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ.

Для кожної системи акумуляторів існує певна нормальна концентрація розчину H_2SO_4 , як для стану повного напрудження /с для 1,21, так

х/ і для стану дозволеного випряду /біля 1,15/. Стже на практиці як проц напрудження так і процес випруднення контролюють дорогою визначення ко центрації акумуляторної течі /помічку густомірів/

Що-до згаданих вище хиб форової конструкції, то різними особа ми було зроблено низку спроб до їх усунення. Перша така спроба належить братам ТЮДОРАМ *Tudor*, які в своїй конструкції об'єднали певним чи ном схеми Плянте та Фора. Додатний електрод вони зробили з чистого Р6 /з глибокими в ньому прорізами для збільшення поверхні/, а від'ємний у вигляді плоскуватої з дірчастими стінками оливняної скриньки, набитої знутри Р60. З почину СОЛЫ/МАРА увішли до вжитку ГРАТЧАТІ ЕЛЕКТРОДИ в яких оливняна основа тримає в своїх заглибинах активну масу. В сучас них акумуляторах уживається здебільшого РЯМОЧНИХ електродів, в яких ак тивна маса тримається на одній зовнішній рамі; це зменшує тягар електр одів, а разом з тим і цілого акумулятора. Типом такої конструкції може служити акумулятор БЕЗЕ. На рис. 148 подано його загальний вигляд і по казано окремі частинки - плитку та посудину. Остання виготовлена зі ш

Рис. 148



і має спеціальну форму, я дозволяє тримати електродні плитки в ПІДВІШЕНОМУ СТАНІ /так що нижні їх частини дотикаються дна посудин і крім того гарантує МІЦНЕ ПОЛОЖЕННЯ ПЛИТ, при якому вони не можуть приходити взаємний дотик і зберігаю стале по-між собою віддал ня. З практичного погляду всі ці моменти мають вели вагу і ось через що: від електродних плит іноді /о бливо коли через акумулят перепущено невідповідно-з

чний ток/ можуть відпадати уламки активної маси; ці уламки, збираючи на дні посудини, можуть витворити контактне сполучення по-між двома сідніми /різних знаків/ плитами, спричинитися таким чином до коротког з'єднання, і цією дорогою викликати попсовання поверхні плит непомірно сильним током.

При системі підвішених електродів така небезпека усувається, електродні плити не доходять до дна посудини. Нетривке положення пл так само ховає в собі велику незручність, особливо тоді, коли акумуля ри підлягають переносці з місця на місце.

В акумуляторі Безе плити міцно сидять на пазах скляних стіно і через те незмінність віддалення по-між ними цілковито гарантована.

§ 70. Акумулятор є одним із тих пристроїв, які рішучо не тер плять токів занадто значної сили. І в процесі набивання акумулятора і процесі його випруднення сила току не може переступати певної гранич вартості /остання звичайно зазначається фірмою на самому акумуляторі/. Порухення такої вимоги має своїм вислідом те, що маса акумуляторних п руйнується й після того починає відвалюватися кавалками від рами, що тримає. Пояснення такого факту слід шукати в тій зміні обсягу активно маси електродів, яка має місце і при набиванні акумулятора і при його випрудненні /в першому випадку перехід Р6 у Р60 та Р602 зв'язуєть зі збільшенням обсягу, в другому - перетворення Р02 у Р60 та Р6 ма наслідком зменшення обсягу/. Стже при всіх маніпуляціях з акумулятора ми належить твердо пам'ятати про те, що перепущення через них токів не відповідно-значної сили шкідливо відбивається на їхніх електродах і м же мати дуже прикрі наслідки.

х/ Процес випряду акумулятора, як далі побачимо, можна переводит ЛИШЕ В ПЕВНИХ МЕЖАХ, перехід яких спричиняється до попсовання акумуля торних плит.

Різниця потенціалів на полях акумулятора на початку процесу його напрудження підноситься до 2,1 вольт і далі протягом значного часу майже не змінюється; лише під кінець згаданого процесу вона знову починає зростати, досягаючи вартості біля 2,6 вольт. Ця стадія процесу відзначається т. зв. "кипінням" акумуляторної течі, себ-то енергійним виділенням з неї газових баньок. При випусданні акумулятора перебіг з'явився має відповідно-протилежний характер: спочатку вольтаж швидко спадає від 2,6 до 2,0 - 1,9 вольтів, далі більш-менш тримається на цьому рівні. Нарешті починає зменшуватися далі. Перебіг процесів набивання та випускання акумулятора окреслюють криві рисунку 149. З них ми між иншим

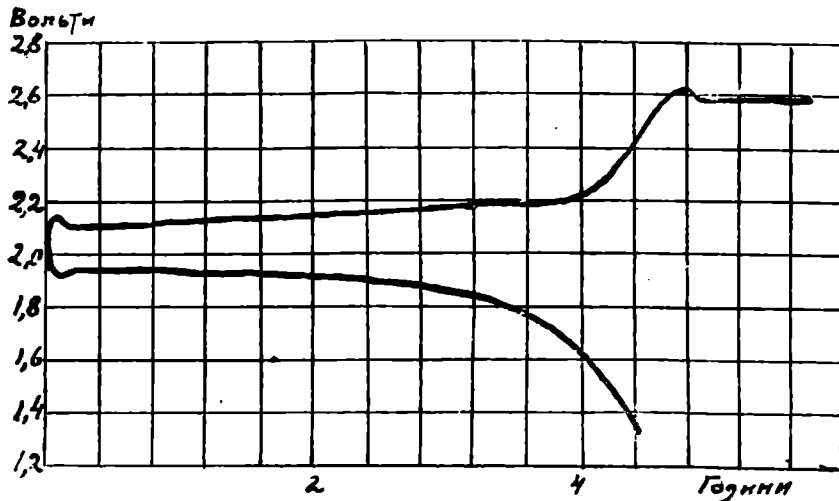


Рис. 149

Вартість електромоторної сили акумулятора виносить 2 вольти. Незначний внутрішній опір акумуляторів та значна сталість їхньої електромоторної сили пояснює широкий їхній ужиток при наукових працях.

Щоби закінчити огляд акумуляторів скажемо ще пару слів про новий залізо-нікелевий акумулятор Едісона (*Thomas Alva Edison*), геніальний електротехнік, народився року 1847, винайдений ним на початку минулого століття. Додатну його плиту (рис. 150 I) творають порожняві з

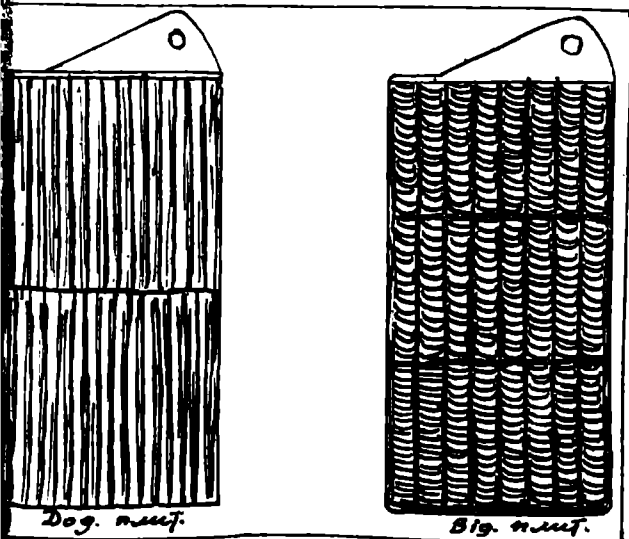


Рис. 150

дірчастими стінками сталеві трубки, виповнені гидратом нікеля чистим нікелем. Гидрат нікеля з'являється активною масою, що є до самого нікеля, то він добувається у вигляді тонесеньких дрібних плиточок, лише з метою побільшити електропровідність діючої маси. Від'ємна плита (рис. 150 II) складається з плоских сталевих скриньок, стінки яких мають вузькі прорізи. Ці скриньки виповнено окисом заліза (Fe_2O_3) з домішкою до неї окису ртуті (HgO). Акумулятор виповнений 2% розчином їдкого поташу (KOH) з домішкою їдкого літу (Zn). Електродні рями та всі інші основні частини, рівним чином як і скринька, з котрій міститься акумулятор, виготовлені зі штампованої сталі. Акумулятор міцно закритий сталевсю покриткою, через яку перепущено вивідні за-

писки електродів; по середині її міститься зачищена прищуреною затич-

ка. За одиницю забірності акумулятора приймається здебільшого АМПЕР-СЕКУНДА /рівна 3600 ампер-секундам, себ-то 3600 кулонам/.

якою відтулина, через яку при потребі до електроліту додається води. такому підливанні води /щоб течя вкривала до самих верхків електродів/ власне й полягає цілий догляд за акумулятором. При простоті конструкції, незначному порівняючи тягарі, зручній компактності та портативності, найголовніше великій міцності, - Едісоновий акумулятор з'являється не тільки генератором електричного струму в різних рухомих установках /в авто, на вагізницях і т.инш./, одним його мінусом з'являється досить низький корисний ефект, величина якого виносить лише біля 60%.

§ 71. З'явившись електричного струму полягає в перенесенні електричних набоїв від одних місць провідника до його других місць. Такий рух електричності, як нам відомо, є безпосереднім вислідом існування певної різниці потенціалів і його інтенсивність, згідно закону Ома, є прямо-пропорційною до названої різниці. Але всяке переміщення набоїв електричному полю є зв'язане з довершенням праці; отже дорогою логічних міркувань приходимо до висновку, що при перепливі через будь-який провідник струму електричними силами довершується певна праця. Свого часу бачили, що при переміщенні електричної маси q від точки з потенціалом V до точки з потенціалом V' довершується праця W , що виносить $q(V - V')$. У даному випадку різниця потенціалів визначається вартістю електромоторної сили $\mathcal{E}$, а через те для величини W ми дістаємо вираз

$$W = q \mathcal{E} \dots \dots \dots /182/$$

Як що покладемо в ньому взорі: $q = 1; \mathcal{E} = 1$, то матимемо: $W = 1$. Отже дістаємо наступний вираз.

$$\text{ДЖУЛЬ} = \text{ВОЛЬТ} \times \text{КУЛОН} \dots \dots \dots /183/$$

Цей вираз встановлює зв'язок по між одиницею механічної праці та однією різницею потенціалів і кількості електричності.

Взявши на увагу, що $q = it$, де i означає силу струму, а t - його переплив, вираз /182/ зможемо написати в такому вигляді:

$$W = \mathcal{E} \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /184/$$

що дає нам нову важливу залежність:

$$\text{ДЖУЛЬ} = \text{ВОЛЬТ} \times \text{АМПЕР} \times \text{СЕКУНДА} \dots \dots \dots /185/$$

Поділивши обидві частини взору /184/ на t , дістанемо такий взір:

$$S = \mathcal{E} \cdot i \dots \dots \dots /186/$$

де S означає СПРАВНІСТЬ електричного струму. З цього взору дістаємо

$$\text{ВАТТ} = \text{ВОЛЬТ} \cdot \text{АМПЕР} \dots \dots \dots /187/$$

Вирази /185/ та /187/ показують що при електромоторній силі в один вольт і силі струму в один ампер за одну секунду електричний ток довершує працю в один джуйль.

Як бачимо електричну енергію можна міряти тими ж одиницями, встановлено для виміру енергії МЕХАНИЧНОЇ. На практиці воно так дійсно робиться; пізніше ми довідаємося, що електричні станції при відпуску енергії споживачам обраховують її в "КИЛОВАТ-ГОДИНАХ". Яка це одиниця не трудно собі в'ясувати:

$$1 \text{ киловатт} = 1000 \text{ ваттів} = 1000 \frac{\text{джуйль}}{\text{секунда}}$$

$$1 \text{ киловатт} - \text{година} = 3600 \text{ киловатт-секунд} = 3600 \cdot 1000 \text{ джуйлів} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ джуйлів}$$

§ 72. Куди ж дівається праця, довершена електричним током; на що саме вона витрачається і які маємо висліди її зужитковання. Відповідь на це запитання подає довід; останній каже нам, що ЕНЕРГІЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ТЕПЛО: ПРИ ПЕРЕПЛИВІ ТОКУ ЧЕРЕЗ БУДЬ-ЯКИЙ ПРОВІДНИК ВИСЛІДОМ ТАКОГО ПРОЦЕСУ Є ОГРІТТЯ НАЗВАНОГО ПРОВІДНИКА. Як що електрична енергія перетворюється в енергію теплову, то натурально, що найаручнішою одиницею для поміру цієї енергії в'являється КАЛОРІЯ.

Отже як що ми станемо на цей ґрунт, то звір /теоретичний/

$$W = E \cdot i \cdot t \text{ джулів} \dots \dots \dots /189/$$

замінітьося ввором /практичним/

$$Q = 0,24 \cdot E \cdot i \cdot t \text{ калорій} \dots \dots \dots /190/$$

Вартість множника пропорціональності: 0,24 у зворі /190/ було встановлено Джулем, а через те названий звір окреслює собою т.зв. ЗАКОН ДЖУЛЯ. Останній звичайно подається в иншому вигляді а саме:

$$Q = 0,24 \cdot i^2 \cdot r \cdot t \text{ калорій} \dots \dots /191/$$

і на словах сформульовується наступним чином: КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА ВИДІЛЕНОГО ЕЛЕКТРИЧНИМ ТОКОМ, Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ СИЛИ ТОКУ, ОПОРУ ПРОВІДНИКА ТА ЧАСУ ПЕРЕПЛИВУ ТОКУ ЧЕРЕЗ ПРОВІДНИК.

Звір /190/ показує, що в провіднику на кінцях якого різниця потенціалів виносить 1 вольт і по якому проходить ток силою в 1 ампер, у кождо секунду виділяється 0,24 малих калорій тепла.

Звори /190/ та /191/ були встановлені Джулем дорогою експериментальною. Але їх можна вивести й дорогою теоретичною. Опрсвді ми маємо:

$$\begin{aligned} \text{Джув} &= 10^7 \text{ ергів} = 10^7 \text{ дина-см.} = \frac{10^7}{981} \text{ грам-см.} = \\ &= \frac{10^2}{981} \text{ кграм-метр} = \frac{1}{9,81} \text{ кгр.-метр} \end{aligned}$$

Килограм-метр має своїм еквивалентом 1/427,1 великої калорії, або 1/0,4271 малої калорії. Таким чином остаточно дістанемо:

$$\text{Д Ж У Л Ї} = \frac{1}{9,81 \cdot 0,4271} = 0,239 \text{ мал. кал.} \quad /192/$$

§ 73. Крім виразів:

$$Q = E \cdot i \cdot t \dots \dots \dots /193/$$

$$Q = i^2 \cdot r \cdot t \dots \dots \dots /194/$$

закон Джуля може бути поданий ще і в такій формі:

$$Q = \frac{E^2}{r} \cdot t \dots \dots \dots /195/$$

Зі звору /194/ бачимо, що, 1/ ПРИ ОДНАКОВИХ СПРАХ ДВОХ ПРОВІДНИКІВ, ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ СИЛИ ТОКУ і 2/ ПРИ ОДНАКОВИХ СИЛАХ ТОКУ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ОПОРІВ. Зі звору /195/ бачимо що: 1/ ПРИ ОДНАКОВИХ ОПОРАХ ПРОВІДНИКІВ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО КВАДРАТІВ ЕЛЕКТРОМОТОРСЬОЇ СИЛИ і 2/ ПРИ ОДНАКОВИХ ЕЛЕКТРОМОТОРСЬОКИХ СИЛАХ ТЕПЛОВІ ЕФЕКТИ СЮТЬ ЗДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНІ ДО ОПОРІВ.

§ 74. Теплові діяння току знаходять безліч застосовань у сучасній техніці. Згадаймо тут про найголовніші з них:

1. ЛАБОРАТОРНІ ПЕЧІ. Така піч /рис. 151/ уявляє собою порцеляновий циліндр, обкручений платиновим чи іридовим дротом. Щоби запобігти можливій втраті тепла, особливо через випромінювання, згаданий циліндр уміщується до другого більшого циліндру, при чому вільна просторина між стінками обох циліндрів вповнюється *окисом магнію (MgO)*. Тіло, що підпадає ogrіттю, вноситься до печі в платиновій посудині. Ток через пристрій пропускається з таким обрахунком, щоби температура печі не перевищила точки топлення платини чи іриду.

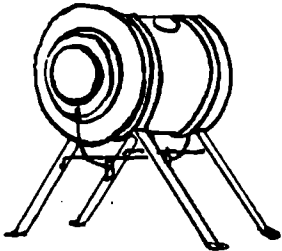


Рис. 151.

2. ТЕРМОСТАТИ, себ-то комори з певною сталою температурою, необхідною для переведення тих або інших досвідів з обсягу наук природничих та медичних.

3. ОГРІВАЛЬНІ ПРИСТРОЇ В ДОМАШНЬОМУ ГОСПОДАРСТВІ. Сюди належить віднести а/ ЕЛЕКТРИЧНІ ГРУБИ для ogrівання повітря в помешканнях, б/ ЕЛЕКТРИЧНІ ІНКУБАТОРИ, в/ ЕЛЕКТРИЧНІ КУХНІ /рис. 152/ г/ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПОСУД для варива страви (рис. 153), д/ ЕЛЕКТРИЧНІ УТЮГИ /рис. 153/, ogrівальники води /рис. 154/ і т.д. В усіх цих пристроях електричний ток проходить через скручений в спіралі дріт, вироблений з таких металевих стопів, які володіють значним опором і мають високі точки топлення /аргентан, нікелін, ніхром і т. инш./.

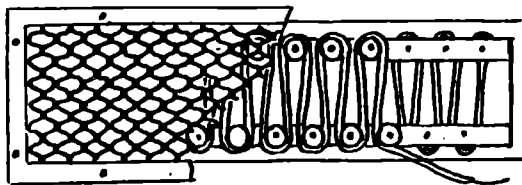


Рис. 152.

омілися з законом Віна /часть II, § 88/, який показує, що максимум випромінювання в міру піднесення температури джерела світла пересувається

4. ЖАРОВІ ЛАМПИ. Без сумніву найбільшим застосуванням теплового діяння електричного току з'являються ЕЛЕКТРИЧНІ ЛАМПИ і в першу чергу лампи жарові. В жарових лампах джерелом світла з'являються виготовлені з того або иншого матеріалу тонкі волокна, які у вислід значного свого опору ogrіваються електричним током до високої температури. В курсі оптики ми ознайомимся з законом Віна /часть II, § 88/, який показує, що максимум випромінювання в міру піднесення температури джерела світла пересувається в бік коротких хвиль, себ-то в напрямку від червоної частини спектра до його фіолетової частини. Червоні промені, з оптичного боку з'являються, як відомо, найменш активними. Через те при невисоких порівнюючи температура жарові лампи уявляють собою неекономні джерела світла: переважаючи більшість енергії електричного току переходить при цих умовах у

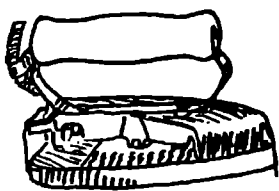


Рис. 153.

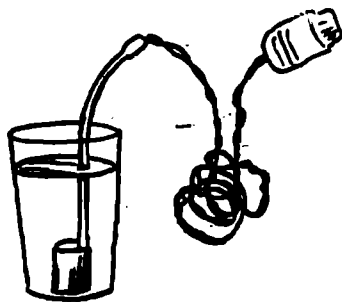


Рис. 154.

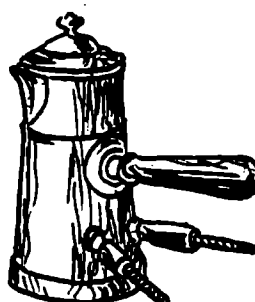


Рис. 155.

тепло, лише незначна її частина перетворюється в енергію світляну. З цих причин для волоконць жарових ламп можна вибрати лише такі матеріали, які в стані витримати дуже високі температури. В первісній конструкції жарових ламп автором якої був ЕДИСОН, таким матеріалом з'являвся ВУГІЛЬ. Вугільне волокно вироблялося при цьому наступним чином: густа маса, що містила в собі деревину, целулойд та інші продукти, протискувалася через малесенькі відтулини, витворюючи таким чином тонесенькі волоски: останні

містилися до газової ванни і піддавалися тут діянню електричного току; внаслідок цього відбувалася "карбонізація" волосків, себ-то їхнє вуглявиння. Щоби вирівняти поверхню волосків, яка після переведення згаданого процесу з'являлася неправильною, їх уміщувалося до камери, виповненої вуглеводанами, де вони знову розпікалися током до температури червоного гарту. У внаслідок розкладу вуглеводанів на поверхні волосків осідала сажа, яка найбільше скупчувалася у найтонших місцях волосків, бо там опір мав максимальні вартості і через те термічний ефект був найзначнішим. Цією дорогою поверхня волосків вирівнювалася і вони в усіх місцях набували однакової товщини. Виготовлене такою дорогою вугляне волоконеце містилося внутрь скляного закритого резервуара, з якого до можливої міри випомповувався воздух /без досягнення високих розріджень жарова лампа не в стані була би працювати, бо у внаслідок сполучення з киснем воздуха вугіль хутко згорав би/. Ток до волоконця підводився через платинові дротики пролотовані через скло /платину в цьому випадку довелося взяти через те, що вона має той же коефіцієнт теплового розширення, що і скло/. Для включення ламп в електричну лінію Едісон сконструював особливий ПАТРОН, який дістав величезне поширення і вживається всюди донині. Загальний вигляд лампи з вугляною ниткою показано на рис. 156, загальний вигляд патрону - на рис. 157.

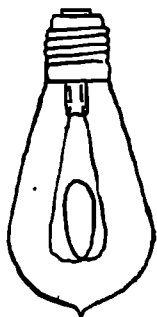


Рис. 156.

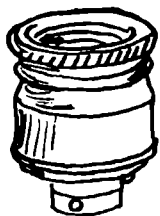


Рис. 157.

Вугільна лампа працювала при 1800°C . і через те її корисний світляний ефект був, порівнюючи, досить малим. Для витворення світла силою в 1 нормальну свічку вона вимагала від 3 до $3\frac{1}{2}$ ватт електричної енергії. Через те технічна думка стала вишукувати таких матеріалів, які дозволяли би виготовляти більш тривкі нитки, що витримували би температури в 2000° і вище. Першим вдалий крок в цьому напрямку було зроблено АУЕРОМ, який року 1900 сконструював свою ОСМОВУ ЛАМПУ, що потребувала всього лише 1,5 ватта на 1 свічку. Це пояснюється тим, що осм /Os/ уявляє собою метал, точка топлення якого лежить

близько 2500°C . Металева нитка виготовлювалася в цьому випадку дорогою спресовання осмового порошку. Ауєрова лампа не знайшла однак належного поширення, бо практика виявила одну її важливу хибу, а саме: металева нитка не мала належної міцності й розламувалася при найменш-необережному поводженні в лампою.

Року 1903 відома німецька фірма "СІМЕНС і ГАЛЬСКЕ" випустила ТАНТАЛОВУ ЛАМПУ /рис. 158/. Тантал у внаслідок значної його пластичності втягається в дуже тоненькі дротики /0,02 мм. у проміні/, що з технічного боку дає великі переваги. Точка топлення цього металу лежить біля 2200° . При температурі в 2000° танталова лампа споживала біля 1,7 ватта на 1 свічку.

Новим кроком наперед було сконструювання ВОЛЬФРАМОВОЇ ЛАМПИ /рис. 159/, що споживала біля 1 ватта на свічку. Вольфрам уявляє собою дуже туготопкий метал; точка його топлення лежить біля 3200° , а через те виготовлені з нього /дорогою пресовання порошку/ нитки, без труднощів витримують температуру в 2300° /при вищих температурах, вольфрам як і тантал починає розм'ягшуватися/. Вольфрамкові лампи почала випускати фірма "Осрам", через що вони більше відомі під назвою ОСРАМОВИХ.

За останні п'ять років техніка виготовлення жарових ламп зробила нові поважні успіхи. На сьогодні фірмою "Осрам" і іншими випускаються на ринок різноманітних зрізів "ПІВВАТОВКИ", себ-то такі жарові лампи, які споживають лише пів ватта /трохи більше/ на свіч



Рис. 158.

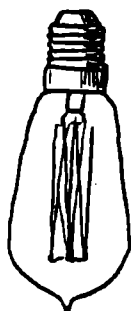
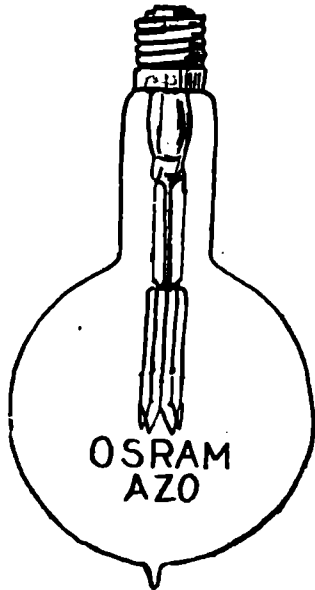


Рис. 159.

ку.

Ці лампи нитки мають здебільшого вольфрамові; вони скручені в густі спіралі, які займають дуже небагато місця. Характерною ознакою півватових ламп, є те, що вони виповнені хімічно-неактивними газами /азотом, аргоном і т. інш./, які перебувають під тисненням, близьким до атмосферного. Таке виповнення лампи газом має своїм зисом відібрання ним тепла від металеві нитки, яка через те витримує значно довший час; з цієї причини лампи виповнені неактивними газами дають до 1000 годин горіння. Сконцентровання металеві нитки в одному місці і надання їй вигляду густої спіралі спричиняється до того, що передача тепла назовні не є ванадто значною і не досягає тих розмірів, які змушують переводити евакуацію газу. Півватовки, виповнені азотом /т. зв. **НІТРОЛАМПИ** або **АЗОЛАМПИ**/, можуть давати силу світла до 4000 свічок. По своєму складу їхнє світло в значній мірі підходить до світла сонячного і через те приємно вражає око. Загальний вигляд азолампи подає рис. 160.



Отже бачимо за короткий 42-літній період, який відділює нас від менту Едісонового винаходу, техніка електричного освітлення довершила блискучу еволюцію, що привела до остаточного закріплення пріоритету цієї методи продукції світляної енергії.

б. ЛУКОВІ ЛАМПИ. Жарові лампи не з'являються поодиноким способом розв'язання проблеми освітлення за поміччю електричної енергії; крім нього ми маємо ще й другий спосіб, який реалізовується в т. зв. **ЛУКОВИХ ЛАМПАХ**. Року 1813 англійський хімік **ДЕВИ** /*Davy*/, злучивши два вугільні стрижні з полями гальванічної батареї в 50 елементів Вольти і витворивши контакт по між їхніми вільними кінцями, сконстатував, що внаслідок акції Джуларового тепла названі кінці стрижнів розпеклися до температур червоного гарту. Коли Деви збільшив віддалення по між отриманими, то через виступ опору температура піднялася ще більше і як наслідок цього з'явилася іскрава полум'я, що висвітлювало білим світлом. При послідовному розсуненні стрижнів це полум'я зросло.

Як що названий досвід переводити припозволеному положенні обох вугільних стрижнів, то у вислід конвекційного процесу, що заходить в найближчому повітряному оточенні, середня частина полум'я підноситься догори; така викривлена форма останнього послужила приводом до засвоєння йому назви "**ВОЛЬТОВОГО ЛУКУ**". Вольтовий лук виникає, як вислід того значного огріття повітряних мас, яке повстає в безпосередньому сусідстві з місцем контакту двох вугільних стрижнів. Ми вже знаємо, що в сильно розпеченому стані газ перетворюється в добрі провідники; отже немає справляти здивувань той факт, що перенесення електричності від одного вугільного стрижня до другого не припиняється й тоді, коли ми їх розсовуємо і таким чином нищимо взаємний контакт. До цього маємо додати, що вже в дуже швидкому часі після розсунення стрижнів до молекул повітря починають домішуватися й молекули вуглецю у вислід процесу сублімації на обох електродах /вугіль на них по часті згорає, а почасти перетворюється в пар/.

Вже побільше ознайомлення з перебігом досвіду відкриває перед нами той факт, що інтенсивність світла не є однаковою на обох електродах: **ГОЛОВНУ МАСУ ПРОМІНІВ ВИСИЛАЄ ЕЛЕКТРОД ДОДАТНИЙ**. Цей останній також і значно швидше /майже вдвічі/ згорає; при цьому на його кінці витворюється виразно-означена заглибнина /рис. 161/.

Щоби інтервал по-між кінцями вугілів не вмінявся доводиться з бігом часу надсовувати їх один до другого. Для такого переміщення вугільних стрижнів вживається тих або інших механізмів. Найпростішим із них вважається **РУЧНИЙ РЕГУЛЯТОР** /рис. 162/. В лукових ліхтарях, яких широко

х/ Через те додатні вугілі виготовляються товстішими ніж вугілі від'ємні.

вживається для освітлення вулиць та великих публичних помешкань; регуляція відбувається автоматично за помічу особливих механізмів, в принципах конструкції яких ми ознайомимося в останній частині нашого курсу.

Ми скавали, що максимум світляного проміння висилає додатний вугіль. Але на дорозі цього проміння стоїть вугіль від'ємний, що перешкоджає правильно-рівномірному розподіленню світляної енергії. Як саме відбувається розподілення об-

таннями показує крива I рис. 163. На практиці цю хвилю в певній мірі виправляють тим, що до ліхтаря додають відносної форми абажур з опаленого скла, який певним чином змінює розподілення світла (крива II рис. 163); але при цьому значайно через поглинення губиться певна частина світляної енергії. Іноді для ліпшого використання світла вольтової лампи стрижням II надають



Рис. 161.

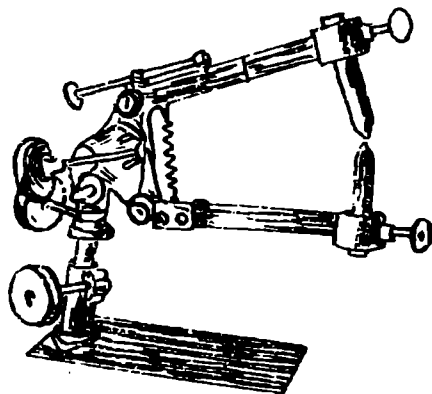


Рис. 162.

положення, що показані на рисунках 164 та 165.

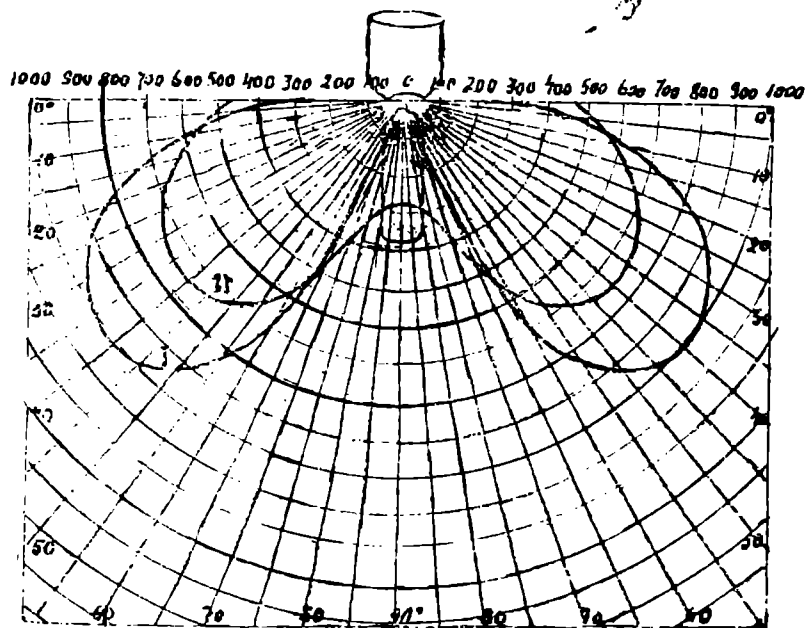


Рис. 163.

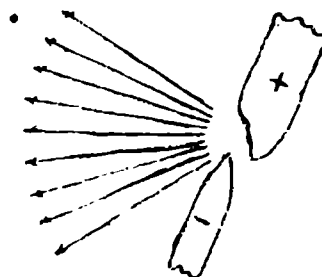


Рис. 164.

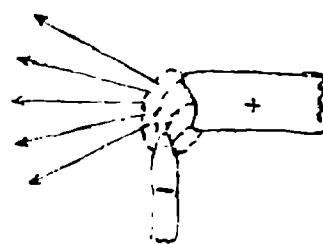


Рис. 165.

6. РТУТНІ ЛАМПИ. Року 1896 АРОНС /L. Arons/ викрив той факт, що в евакуованій трубці зі ртутиними електродами витворюється світляний дуг. Після того, як додержу струмування ртуті поміж названими електродами справлено контакт. Для елем випробніннювання в цьому випадку в'являється

ртутна пара, розпечена током до високої температури. Процес паровання на двох електродах відбувається нерівномірно: на додатньому електроді він проходить значно швидше, ніж на від'ємному. Висока температура, що повстає всередині трубки, спричиняється до того, що остання лускає, або починає розтоплюватися. Щоби цього уникнути, трубки доводиться виготовляти з відповідних ґатунків скла і надавати їм таку форму, при якій тепловий ефект стає по можливості мінімальним.

Ртутні лампи в'являються досить економним джерелом світла: вони вживають лише біля 1 ватта на свічку. Але ці лампи мають деякі такі риси, які усовують найменшу можливість використання їх для потреб освітлення. Річ у тім, що в СВІТЛІ РТУТНИХ ЛАМП Е ЦІЛКОВИТО ВІДСУТНІ ЧЕРВОНІ ПРОМІНІ І НАТОМІСЬ В НЕЗВИЧАЙНО-ВЕЛИКІЙ КІЛЬКОСТІ ПРИСУТНІ ПРОМІНІ УЛЬТРА-ФІОЛЕТОВІ. З цих причин у наваному світлі всі предмети прибирають ненатурального і неприємного вигляду; білі об'єкти виглядають зеленкуватими, ясно-жовті - яскраво-зеленими, червоні - синіми. Через те людське обличчя видається при такому освітленні зеленим, а щокита уста - яскраво-синіми. По-за всім цим присутність ультра-фіолетового проміння, активного під оглядом фізіологічним, робить небажаним вживання такого світла /шкідливий вплив на орган зору/. Отже в наведених причинах ртутні лампи усовуються з ширшого повсякденного вжитку^{х)}. Але за те вони лишаються в галузях науковій та медичній, де іноді їм доводиться відігравати дуже важливу й корисну роль генераторів ультра-фіолетового світла. Вважаючи на те, що ультра-фіолетові проміні досить інтенсивно поглинаються шклом, останнє довелось замінити КВАРЦЕМ. Такі лампи мають назву "уфіолевих ламп" або ламп із кварцевого скла. Загальний вигляд

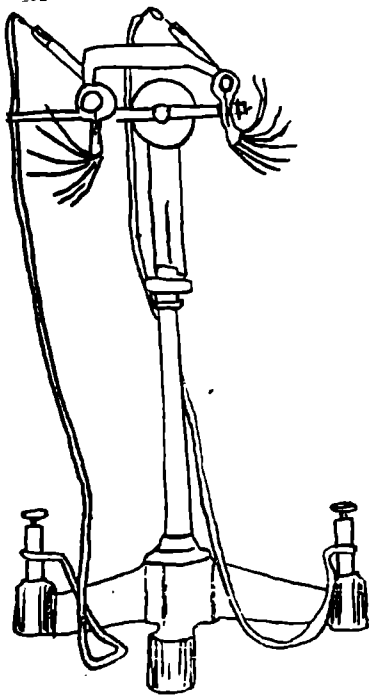


Рис. 166.

такої лампи показано на рис. 166. Як бачимо, біля кожного електрода уміщено по жмутку бляшаних плиток, за помічку яких зайве тепло відводиться до зовнішнього оточення. Для потреб медичних існують лампи спеціальних конструкцій.

При праці зі ртутними кварцевими лампами **КОНЧЕ ПОТРІБНО ВЖИВАТИ ШКЛЯНИХ ОКУЛЯРІВ**; цей захід забезпечує наш орган зору від шкідливих впливів на нього ультра-фіолетового проміння.

7. ПЕЧІ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР. Температура вольтового дуку виносить від 3000 до 4000^оЦ. При таких температурах топиться переважача більшість тіл. Отже вольтів лук є дуже вигідним засобом утворення високих температур, що їх у такій мірі потребує часом новітня техніка. Практичне впровадження цієї думки вперше було переведено французьким хемиком **МОАСАНОМ** /*Mosand*/. Досвіди останнього привели до витворення карбиду кальція^{х)}, /остільки поширеної тепер сполуки, що служить для видобування ацетилену/, викриття карборунда і цілої низки інших інтересних хемичних реакцій. Пізніше Моасанові пощастило дістати окристалізований вугіль у формі зерняток **ШТУЧНОГО АЛМАЗУ**.

Загальний вигляд електричної печі для високих температур подає рис. 167. Стінки печі робляться з відповідно-утеплених та мало-теплопроводних матеріалів.

8. МІРНИЧІ ПРИСТРОЇ. На тепловому діянні току базується конструкція деяких мірничих пристроїв сучасної електротехники. Ми розглянемо тут конструкцію т.зв. **ТЕПЛОВОГО АМПЕРМЕТРА**, себ-то пристрою, що слугує до поміру сили електричного току. Головну частину цього пристрою /рис. 162/ складає тонкий платиново-срібний дротик, нап'ятий поміж дво-

х/ Їх уживається лише для потреб реклами та при фотографічних працях
хх/ Карбид кальцію витворюється через таку реакцію: $CaO + 3C = CaC_2 + CO$

ма штифтами *a* та *b*. В точці *e* до нього прилютовано другий дріт, закріплений вільним своїм кінцем на штифті *a*. До цього дроту в свою чергу прилютовано дріт *z*, який відтягає /в лівий бік/ пружина *p*. Останній дріт при своєму переміщенні приводить в рух вісь стрілки *L*, що ходить вдовж шкали *ss*; остання проступіньована на ампері. Для швидкого загасання коливань стрілки до останньої долучено глинцеву плитку *nn*, що ходить по-між полями натурального магнету *M*; поле останнього індукуює в плитці *nn* токи Фуко і викликає

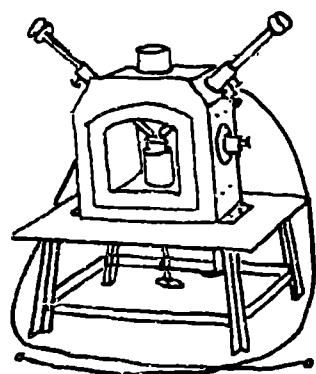


Рис. 167.

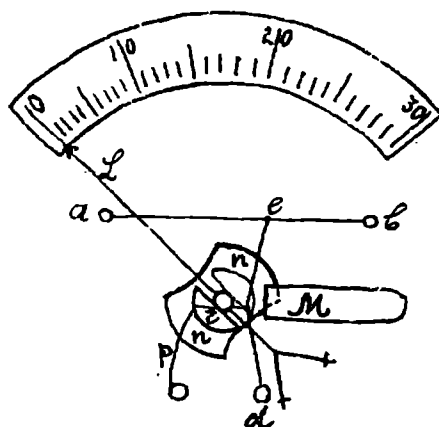


Рис. 168.

аперіодичні її рухи.

9. ЗАПОБІЖНИКИ. Всяка електрична установка розраховується на ток певної сили. Вживання току більшої сили може мати своїм наслідком /через виділення в значній кількості джулевого тепла/ ушкодження установки, а іноді і спричинитися до пожежі. Здебільшого аномально-сильний ток виникає у вислід т.зв. КОРОТКИХ З'ЄДНАНЬ /*Kurzschluss*/. Коли з тих або інших причин ток проходить не через значний опір, на який було розраховано при проектуванні установки, а через опір дуже малий /таке коротке з'єднання повстає, наприклад, у вислід безпосереднього ополучення двох проводів звичайної міської установки, призначеної для освітлення; ампераж такої установки обрахований у тій гадці, що ток має проходити через жарові лампи з певним значним опором; отже, при безпосередньому злученні двох дротів, сила току зростає в значній мірі, а через те досягає дуже великих розмірів і тепловий ефект; у вислід цього може зайнятися ізоляція на проводах, а від неї загорітися й ціле помешкання/.

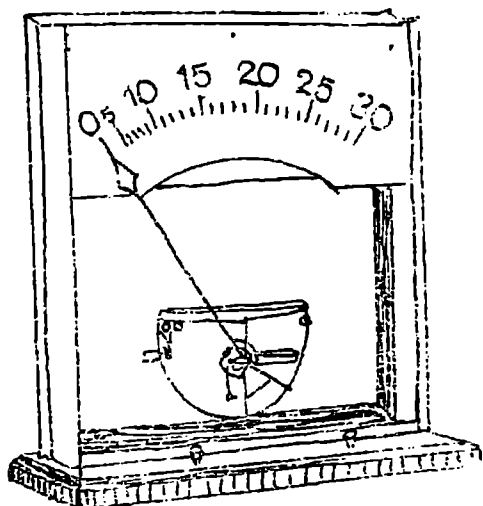


Рис. 169.

Щоби при таких коротких з'єднань теплові діяння току не спричинилися до небажаних шкідливих наслідків, звертаються до помочі особливих засобів, які своєю базою мають той же тепловий ефект електричного току. В ролі цих засобів виступають т.зв. ЗАПОБІЖНИКИ, що уявляють собою тоненькі дротики /здебільшого олов'яні/, уміщені всередині невеличких порцелянових коморок. Дротики розраховані на певний граничний ампераж. Як що сила току переходить цю граничну вартість, дріт розплавляється і тим самим розмикає лінію току. Згорання дроту відбувається всередині порцелянової коморки, а через те не ховає в собі найменшої небезпеки. Цілком зрозуміло, що після кожного короткого замикання для відновлення діяльності лінії необхідно даний запобіжник замінити новим /або до старого закласти знову дріт/.

Покажемо як обрахувати для кожного випадку товщину дротика. В міру ogrівання током дроту зростатиме різниця температур Δt по-між ним та зовнішнім оточенням /воздухом/, а через те зростатиме й віддача тепла металом назовні; при певних умовах по-між двома процесами витвориться стан рівноваги, так що кількість тепла випродукована за певний протяг часу током, рівнятиметься кількості тепла, що її поверхня провідника за

той же протяг часу віддала назовні. Таким чином, як що через l вазначимо довжину дроту, а через d - його промір, то зможемо написати наступне рівняння:

$$0,24 \cdot \tau \cdot i^2 = \kappa \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot \Delta t \quad /196/$$

де κ уявляє собою певний множник, вартість якого залежить від низки чинників, зокрема від природи та стану обох тіл.

Як що через ρ вазначимо питомий спір дроту, то матимемо:

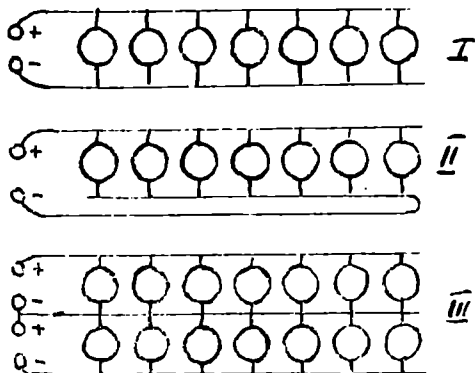
$$\tau = \rho \cdot \frac{l}{\pi r^2} = \frac{4 \rho l}{\pi d^2}$$

а через те взір /196/ дасть:

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,24}{\pi^2} \cdot \frac{i^2 \rho}{\kappa \Delta t}} \quad /197/$$

Взявши відповідну вартість величини Δt , що мав уявляти собою різницю по-між точкою топлення даного металу /напр. олива/ та температурою зовнішнього оточення /для олива $330^\circ - 15^\circ = 315^\circ$ /, і виразивши величину ρ в "омо-сантиметрах" /для олива $\rho = 21 \cdot 10^{-6}$ /, зможемо візвору /197/ обчислити промір дротику d , що відповідатиме заданій силі току i .

§ 75. В попередньому § ми ознайомились з конструкцією жарових ламп. Скажемо тепер пару слів про СИСТЕМИ СПОЛУЧЕННЯ їх, себ-то про порядок включення їх в лінію. Найпростішим способом буде спосіб РІВНОБІЖ-



НОГО сполучення /рис.170 - I/; але при цій системі, у вислід спаду різниці потенціалів при віддаленні від генератора, різні лампи горітимуть при різних напруженнях; цього можна уникнути сполучивши лампи способом, показаним на рис.170 - II. Іноді звертаються до т.зв. ТРИПРОВОДНОЇ системи /рис.170 - III/ при якій уживається двох генераторів; одна пара їхніх полів різних знаків алуцається по-між собою і далі з землею; від цієї пари полів відходить середній провід, від кожного з інших полів відходять крайні проводи.

Рис. 170.

/року 1823/, що при огріванні місця аляту мідяного та бісмутового дротиків у витвореному ними контурі виникає електричний ток. Перебіг т.зв. З'ЯВИЩА ЗЕЕБЕКА в'ясовує рис.171. Характер відхилення магнетної стрілки показує при цьому, що в огрітому аляті ток іде від B_i до C_u , в неогрітом навпаки від C_u до B_i .

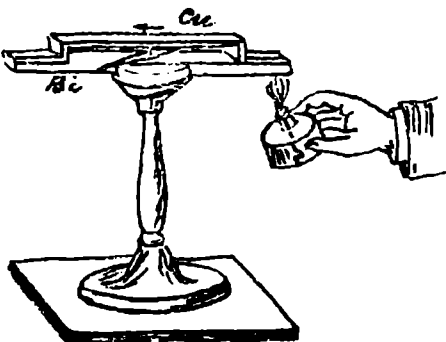


Рис.171.

Таким чином випадає так, ніби то C_u має вищий потенціал, а B_i - нижчий.

Пізніші дослідження показали, що всі метали можна розмістити в певний ряд, так що кождий попе-

х/ Замість того щоби огрівати місце аляту, ми могли би його ОХОЛОДЖУВАТИ; в цьому випадку повстав би той же термоелектричний ефект, в тією лише різницею, що ток мав би протилежну напрямність.

редній його член матиме потенціал вищий, а кождий посліду́ючий потенціал нижчий. Цей ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИЙ РЯД є*):

[+] АНТИМОН /*Sb*/ ЗАЛІЗО /*Fe*/ ЦИНК /*Zn*/ СРІБЛО /*Ag*/ ЗОЛОТО /*Au*/
 ЦІНА /*Sn*/ ОЛИВО /*Pb*/ РТУТЬ /*Hg*/ МОСЯЖ
 МІДЬ /*Cu*/ ПЛАТИНА /*Pt*/ НІКЕЛЬ /*Ni*/ БІСМУТ /*Bi*/ [-] /198/

Чим більше віддалені в цьому ряді два тіла, тим значнішою буде /при даній температурній різниці з'єднаних/ термоелектрична різниця потенціалів.

Таким чином маємо сказати що, ВАРТІСТЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ РІЗНИЦІ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗАЛЕЖИТЬ з одного боку ВІД ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ З'ЄДНАНИХ, а з другого - ВІД ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ ТІЛ, ЩО ВИТВОРЮЮТЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНУ ПАРУ. Як бачимо максимальний термоелектричний ефект витворює пара: БІСМУТ - АНТИМОН. При температурній різниці в 1°C ми маємо наступні вартості термоелектричної різниці потенціалів у мікрровольтах /1 мікрровольт = 10^{-6} вольтів/:

Термоелектрична пара	Електром. сила в мікрвол.	Термоелектрична пара	Електром. сила в мікрвольт
АНТИМОН - БІСМУТ	100	НІКЕЛЬ - МІДЬ	22
КОНТАНТАН - ЗАЛІЗО	53	ПЛАТИНА - ЗАЛІЗО	17
НІКЕЛЬ - ЗАЛІЗО	32	ПЛАТИНОРОД - ПЛАТИНА	10

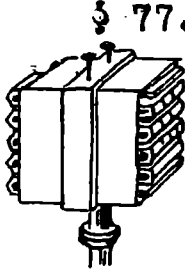
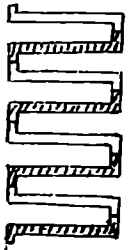
Термоелектричні властивості СТОПІВ залежать у великій мірі від співвідношення їхніх сучасток.

Досвід показує, що в МЕЖАХ НЕЗНАЧНИХ ТЕМПЕРАТУРНИХ РІЗНИЦЬ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНА ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ВЕЛИЧИНИ ТЕМПЕРАТУРНОЇ РІЗНИЦІ З'ЄДНАНИХ. Але в міру переходу до вищих температур КОЕФІЦІЄНТ ПРОПОРЦІОНАЛЬНОСТІ ЗМІНЮЄТЬСЯ, ПРИ ЧОМУ ПРИ ПЕВНИХ УМОВАХ МОЖЕ ОБЕРНУТИСЯ В НУЛЬ І НАВІТЬ НАБУТИ ВАРТОСТЕЙ ВІД'ЄМНИХ. Таке з'явище дістає назву ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ ІНВЕРСІЇ. Точка яка відповідає нульовій вартості електромоторної сили, називається НЕЙТРАЛЬНОЮ ТОЧКОЮ. Щоби засвоїти собі зміст з'явища термоелектричної інверсії розглянемо який небудь приклад. Візьмемо пару: залізоб-мідь і будемо тримати один зі з'єднаних при температурі 0°C , а другий поступінно підігрівати; тоді виникне термоелектричний ток. Сила якого спочатку зростатиме, потім почне маліти й нарешті при температурі в 276°C обернеться в нуль; при посліду́ючому піднесенні температури виникне ток протилежної напрямності.

Електромоторна сила будь-якої термоелектричної пари з'являється, як ми бачили величиною дуже незначною /порядку 10^{-5} або 10^{-4} вольта/. Отже з'явище термоелектричності може надатися до використання його для практичних потреб лише при умові ПОСЛІДОВНОГО СПОЛУЧЕННЯ ЗНАЧНОЇ КІЛЬКОСТІ ТЕРМОЕЛЕМЕНТІВ. Схему такого сполучення показано на рис. 172; загальний вигляд ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОЇ БАТАРЕЇ подає рис. 173. Існують різні конструкції термоелектричних батарей значних розмірів, пристосованих до ogrівання їх світільним газом. Така батарея в 50 термоелементів /рис. 174/ дає електромоторну силу в 3,9 вольта при внутрішньому опорі в 0,48 ома. Вже найповер-

х/ У різних авторів метали в термоелектричному ряді розміщуються не зовсім однаково. Я зупинився на тому розміщенні, яке дає проф. *Grimschle*

ховніший обрахунок показує, що термоелементи з економічного боку в'являються дуже не вигідними генераторами електричного току: вони побирають занадто велику кількість теплової енергії.



§ 77. З'явище термоелектричності знаходить важливе застосування на практиці в сфері ПОМІРУ ДУЖЕ ВИСОКИХ ТА ДУЖЕ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР. У цих випадках з відповідних пар виготовляється термоелектрична батарея, до якої приєднується чутливий /дзеркальний/ гальванометр. Одна група електродів термоелектричної батареї підтримується при сталій температурі, друга набуває температуру відповідного оточення, тепловий стан якого необхідно в'ясувати. Цілковито зрозуміло, що відхилення гальванометра будуть пропорційні до величини температурної різниці електродів. Як бачимо окреслена схема подає нам чутливу ТЕРМОСКОПІЧНУ установку. Щоби цю

установку перевести на ТЕРМОМЕТРИЧНУ, необхідно проступити гальванометричну шкалу; для цього належить те відхилення стрілки, яке відповідає температурній різниці в 1°C .

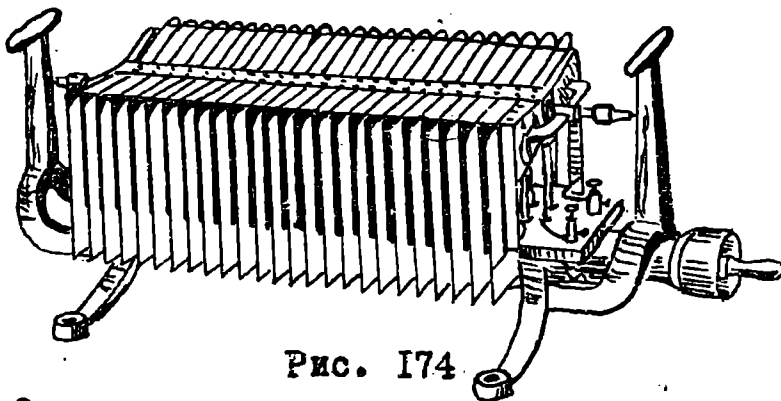


Рис. 174

Найважливішим застосуванням окресленої вище методи з'являється т.зв. ПИРОМЕТР ДЕ-ШАТЕЛЬЕ *Le Chatelier* - пристрій, призначений до поміру дуже високих температур; про нього ми вже згадували в нашім про тепло /Ч. III § 7/. Цей пристрій /рис. 175/ уявляє собою термоелемент, виворочений паром: ПЛАТИНА - СТОП ПЛАТИНИ ТА РОДУ (АН) в межах до

1600° показання пристрою з'являються досить правдивими, при чому віст температурної різниці на 100° збільшує різницю потенціалів на 0,001 вольтів.

Для поміру температур дуже низьких уживається термоелементів, складених з пари: КОНСТАНТАН - ЗАЛІЗО. Така пара при температурній різниці в 1°C дає електромоторну силу в 0,000053 вольт/. Цих же термоелементів уживається й для дослідження РОСПРЕДІЛЕННЯ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ В СО-НЯШНОМУ СПЕКТРІ. РУБЕНС *Rubens* сконструював для цієї мети особливий пристрій, вигляд якого в двох проекціях подана на рис. 176 та 177. Основну його частину творить напятий на рамку тонкий дріт, складений з кавалків заліза та константану. Непаристі електроди містяться на самій рамці, паристі - посеред неї. Проміні, що всередині пристрою потрапляють через конічний роstrуб $\angle\angle$, ogrівають лише паристі електроди, через що в елементі виворочується термоелектричний ток; останній викривається помічу дуже чутливого гальванометра. Термоелемент Рубенса дозволяє переводити температурні поміри з виключною докладністю - до 0,000001 і навіть 0,000001 ступеня.

§ 78. Року 1834 ПЕЛЬТЬЕ *Peltier*, 1785 - 1845/ викрив з'явище, протилежне по змісту з'явищу термоелектричності: при передусканні току через ланцюг складений з бісмута та антимона в напрямку від першого до останнього в місці електроду виникає ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ, а при передусканні в напрямку від антимона до бісмута - ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Таке з'явище має місце для всякої термоелектричної пари; в науці воно відомо під назвою З'ЯВИЩА ПЕЛЬТЬЕ. Ефект Пельтьє найвручніше спостерігати за помічу особливого воздушного термометра, показаного на рис. 178. У двох кулястих резервуарах цього пристрою знаходиться по термоелементу; термоелементи розміщені так, що коли в одному з них ток іде від бісмута до антимона, то в другому він проступає від антимона до бісмута. Таким чином

огріванню воздуха в одному резервуарі товарищить охолодження його в другому. У вислід цього стоя- пик течі в трубі, що лучить о- бидва резервуари починає зміню- вати своє положення.

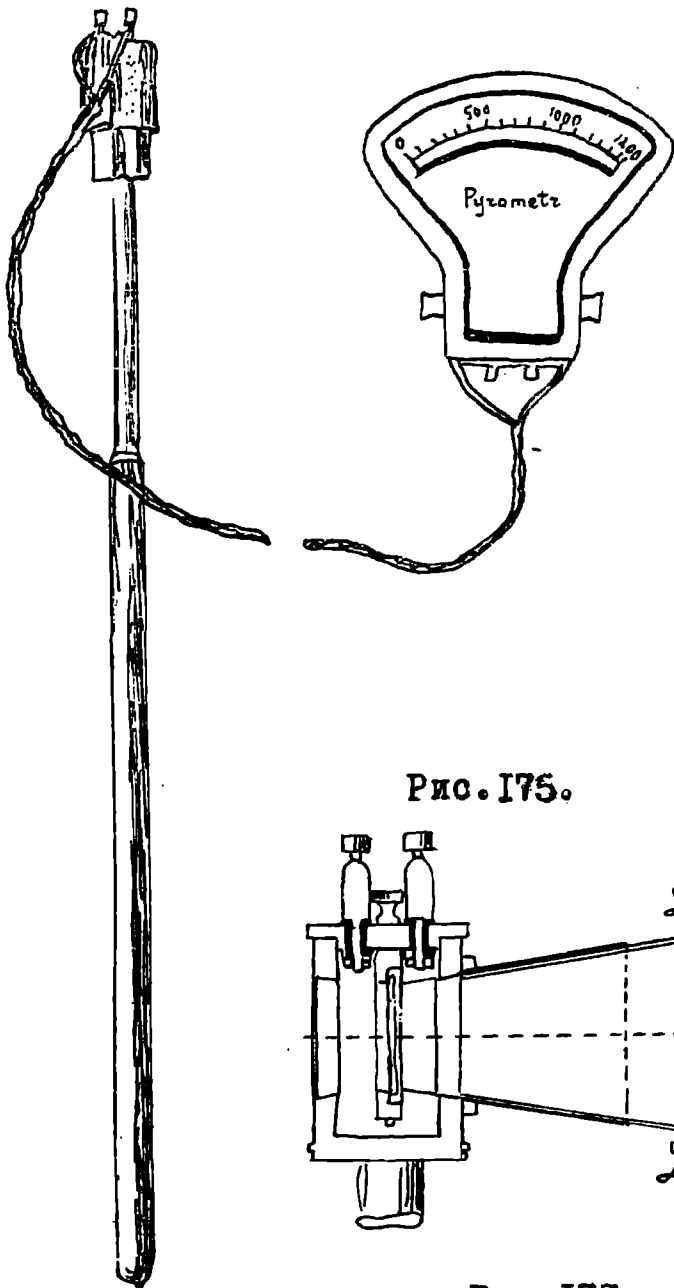


Рис. 175.

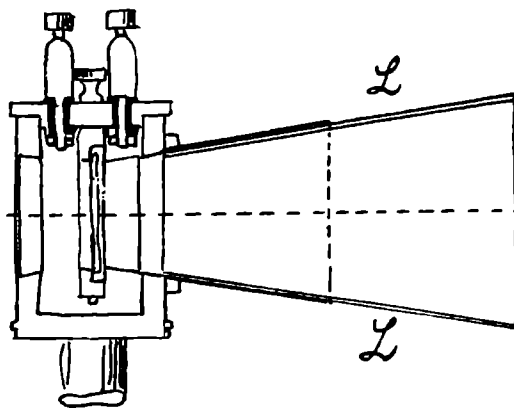


Рис. 177.

Немає по провіднику K не йде ток, рух тепла від точки C до точок A та B відбувається ОДНАКОВО. З цієї причини точки M та N мають однакову температуру, через що в провіднику L ІЗОЛЮВАННОМУ, який у названих точках дотикається провідника K , термоелектричного току не виникає. Як що тепер ми провідник K залучимо з полями Гальванічно- го елемента, то побачимо, що Гальванометр G , введений в контур провідника L , дає певне відхилення. Такий факт безпосередньо промовляє за те, що в точках M та N витворилася різниця температур; а це останнє з'яви- ще без сумніву має свою причиною те, що в одній части- ні провідника K напрямність руху електричності є про- тивною напрямності руху тепла, в другій частині цього провідника є з нею згідною.

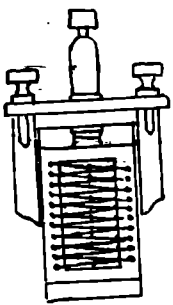


Рис. 176.

Для демонстрації викритого ним з'явища дуже оригінальну і разом з тим просту методу при- думав сам ПЕЛЬТЬЕ. Схему її по- дає рис. 179. Дві плитки з анти- мону та сурьми складено навхрес. Коли до кінців A та B приєдна- ємо гальванічний елемент G , то в місці з'єднання плиток O відбу- ватиметься процес огрівання; виключимо елемент G і приед- наймо до кінців C та D Гальва- нометр; тоді у вислід огрівання з'єднання плиток O витвориться термоелект- ричний ток, який опрацює від- хилення Гальванометру. Як що би первісний ток мав напрям- ність протилежну, то в точці O ми мали би не огрівання, а охо- лодження, і через те в протилеж- ний бік відхилився б і Гальва- нометр.

§ 79. Дорогою теоретичних міркувань В. ТОМСОН прийшов /року 1854/ до висновку, що тер- моелектричний ток має повстава- ти і в тому випадку, коли РІЗНІ МІСЦЯ ВОЄ-ТОГО Ж ПРОВІДНИКА МА- ЮТЬ НЕОДНАКОВУ ТЕМПЕРАТУРУ. До- овід ствердив теоретичну гадку Томсона; в названих умовах спра- вді повстає термоелектричний ток, хоч і надзвичайно малої сили. Для спостереження ТОМСО- НОВОГО З'ЯВИЩА дуже зручною є установка, запропонована ЛЕРУ /Le Roux/; схему останньої подає рис. 180. Одна частина провідника K піддержується при високій температурі T , друга - при низькій температурі t .

Томсонів ефект з найбільшою інтенсивністю виявляється в БІСМУ-ТІ та ЦИНКУ; при згідних напрямностях електричного та теплового току в цих тілах має місце ПІДНЕСЕННЯ температури; ЗАЛІЗО та ПЛАТИНА при тих же умовах дають ЗНИЖЕННЯ температури.

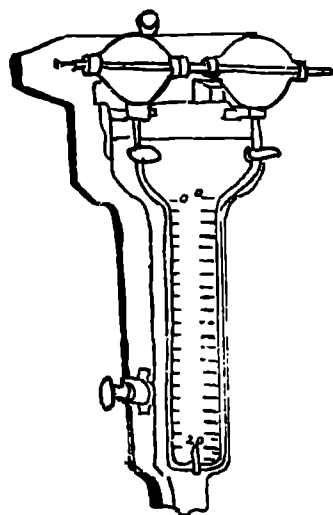


Рис. 178.

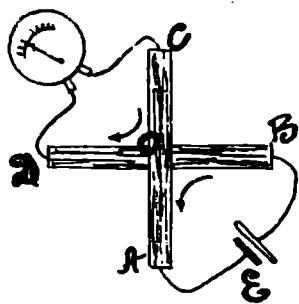


Рис. 179.

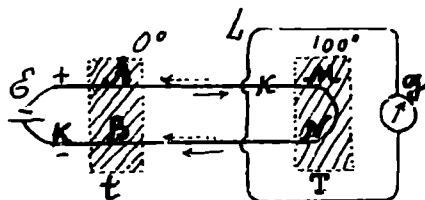


Рис. 180.

Досвід Дару показав, що при температурній різниці в 1° бісмут дає електромоторну силу в 0,00001 вольт.

§ 80. З'явище ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОСТІ перебуває в безпосередньому зв'язку зі з'явищем КОНТАКТНОЇ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ, далішим розвитком якого воно з'являється. Подивимось як саме сучасна наука тлумачить внутрішній зміст цілої цієї групи електричних з'явищ. Пригадаймо собі, що новітня наука, прийнявши за основу й первісну цеглину в цій усео світовій будівлі ЕЛЕКТРОН, себ-то незв'язаний з матерією атом від'ємної електричності намагається за поміччю цієї уяви намалювати картину усіх процесів, що відбуваються в природі. Пригадаймо собі також і те, що згідно з поглядами електронної теорії, провідники елек-

тричності, з'окрема метали, належить трактувати як тіла, що в своїй масі містять більшу або меншу кількість ВІЛЬНИХ /себ-то не зв'язаних з матеріальними атомами електронів/. Становище таких вільних електронів цілком нагадує становище газових молекул, що теж не зв'язані якими-небудь сталими зв'язками по-між собою й мають повну волю руху; з цих причин усяке металеве тіло ми можемо розглядати як просторинь, виповнену "електронним газом". Як що в двох сусідніх тілах *A* та *B* густота такого "електронного газу" з'являється різною, то у вислід процесу дифузії розпочинається перехід електронів від одного тіла до другого. Не трудно переконатися в тому, що названий процес триватиме обмежений час і в певній своїй стадії автоматично припиниться. Нехай у тілі *A* густота "електронного газу" є більшою ніж у тілі *B*. Тоді електрони переходитимуть від першого тіла до другого; при цьому в тілі *A* кількість їх вставатиме МЕНШОЮ ВІД НОРМАЛЬНОЇ, а в тілі *B* - БІЛЬШОЮ ВІД НОРМАЛЬНОЇ. Як вислід такого стану річей обидва тіла вийдуть з нейтрального стану, при чому тіло *A* наелектризується ДОДАТНО, а тіло *B* - ВІД'ЄМНО. Таким чином у міру переходу електронів через поверхню розподілу двох тіл, по-між останніми витворюватиметься все більша й більша різниця потенціалів. Напрямок поля, що повстане при цьому, йтиме від тіла *A* до тіла *B*; а через те акція сил цього поля перешкоджатиме руху від'ємно-наелектризованих електронів. У певній стадії процесу інтенсивність поля стане настільки значною, що рух електронів цілковито припиниться. Таким чином буде досягнуто певний стан рівноваги. Вартість різниці потенціалів тіл *A* та *B*, що відповідатиме цій стадії, уявлятиме собою КОНТАКТНУ РІЗНИЦЮ ПОТЕНЦІАЛІВ.

Згаданий допіру стан електричної рівноваги не є сталим. Його порушує всяка ТЕМПЕРАТУРНА ЗМІНА. Температура, як відомо, впливає на всі дифузійні процеси. Цей вплив виявляється і в даному випадку: різниця температур у місцях контактів спричиняється до зміцнення електронного руху і через те до зросту різниці потенціалів по між двома металами.

У з'явищі термоелектричного току ми маємо діло з перетворенням внутрі молекулярної теплової енергії в енергію електричну; при зворотньому процесі, себ-то при перепусканні електричного току через поверхню ро-

споділу двох тіл має місце протилежне з'явище: електричні сили довершують додатну або від'ємну працю внаслідок якої з'являється ogrіття або охолодження місця з'єднання металів /ефект Пельтьє//.

§ 81. Звернемося до короткого ознайомлення зі з'явищем т.зв. ПИРОЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Це з'явище було відкрито цілком випадково голандськими купцями, які року 1703 набули для себе партію цейлонського ТУРМАЛІНУ. Було спостережено, що турмалінові кристали після їхнього ogrіття починають притягувати до себе попіл, який відпадає знову геть після закінчення процесу охолодження кристалів. Причина такого дивовижного з'явища довгий час лишалася невідомою; пізніше було з'ясовано, що ogrівання турмаліну справляє в його масі певне електричне напруження, як-раз у внаслідок електризації кристалів і повстає описаний вище ефект. Турмалінові кристали належать до ГЕКСАГОНАЛЬНОЇ системи і мають вигляд, показаний на рис. 181.

Як показували дослідження КУНДТА /Kundt/, переведені ним при допомозі електрооскопового порошку, при OГРІВАННІ турмалінового кристалу на одному з його кінців /А/ витворюється ДОДАТНИЙ електричний набій, на другому /Б/ - набій ВІД'ЄМНИЙ. Перший кінець називається АНАЛОГІЧНИМ ПОЛЕМ, другий - ПОЛЕМ АНТИЛОГІЧНИМ. Лінія, що лучить поміж собою ці два полі, називається ПИРОЕЛЕКТРИЧНОЮ ВІСЬЮ. При OХОЛОДЖЕННІ кристалу з'явище має протилежний перебіг: аналогічний кінець електризується ВІД'ЄМНО, антилогічний - ДОДАТНО. І в тому і в другому випадку піроелектричний ефект зникає, як тільки кристал набув СТАЛОЇ температури /хоч би остання й була дуже високою чи дуже низькою/. Тут треба взяти ще на увагу й той побічний факт, що кождий мінерал підпадає піроелектричності ЛИШЕ В ПЕВНОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ ІНТЕРВАЛІ; наприклад турмалін при зрості температури вище 150° губить свої діелектричні властивості, а через те не може справляти й електризаційного ефекту. В процесах піроелектричності різні мінерали поведуть себе неоднаково: у деяких витворюється електричність ЛИШЕ ОДНОГО ЗНАКУ /прикладом може служити ПІРІТ/, у інших - різні їх сучастки електризуються різно /наприклад у ТОПАЗА брахиперекутневі руби витворюють додатні набіи, а макроперекутневі - набіи від'ємні/; у кристалів гемиморфних, як то ми бачили на прикладі турмаліну, на протилежних полюсах осей гемиморфізму витворюється електричність протилежних знаків.

Кількісні дослідження з'явища піроелектричності приводять до наступних вислідів: 1/ величина електричного набію, витвореного кристалом, є просто-пропорційна до поля його поперечного перерізу й не залежить від його довжини. 2/ Величина електричного набію не залежить від часу на протязі якого відбувалося ogrівання чи охолодження кристалу на дане число ступенів.

§ 82. Подружжям КЮРІ /P. et J. Curie/ було встановлено /року 1880/, що електричний ефект, подібний до описаного в попередньому параграфі, справляє просте МЕХАНІЧНЕ СТИСНЕННЯ КРИСТАЛІВ. Це з'явище відомо в науці під назвою ПІЕЗОЕЛЕКТРИЧНОСТІ. Для спостереження пізоелектричного ефекту в ТУРМАЛІНІ /чи іншому гемиморфному кристалі/ належить виготовити з нього призму поздовжні руби якої були би рівнобіжними до головної осі кристала. Призму міститься на металеву плитку, з'єднану з землею; поверх призи кладеться друга така ж плитка, з'єднана з однією парю квадрантів Томсоного електрометра. При допомозі особливого пристрою призма піддається односторонньому стискуванню або розтягання; тоді електрометр починає

х/ Ефект Пельтьє досягає свого максимуму ПРИ ПЕВНІЙ СИЛІ ТОКА. Так само сила термоелектричного тока стає максимальною ПРИ ПЕВНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ РІЗНИЦІ. Отже бачимо, що "електронний газ" НЕ слідує закону Гей-Люссака.

виявляти електризацію кристала. Докладніші дослідження показали, що СТИСНЕННЯ КРИСТАЛА /в напрямку головної осі/ СПРЯВЛЯЄ ТОЙ ЖЕ ЕФЕКТ, ЩО І ЙОГО ОХОЛОДЖЕННЯ, А РОСТЯГАННЯ ВИКЛИКАЄ ТОЙ ЖЕ ЕФЕКТ, ЩО Й ОГРІВАННЯ. При цьому в кожному мінералі пізоелектричність виявляється в тому ж напрямку, що й піроелектричність і в напрямках інших зовсім не витворюється.



Наука про магнетизм.

§ 83. Натуральна залізна руда, що уявляє собою мінерал МАГНЕТИТ і має хімічний склад Fe_3O_4 , виявляє особливу здібність притягувати до себе ЗАЛІЗНУ тирсу. Цей факт був відомий вже за стародавніх часів; перші поклади згаданої вище руди викрито було в Малій Азії поблизу міста Магнезії, через що вона і дістала наведену вище назву. Крім заліза притягальному ефекту з боку магнетиту підпадають також НІКЕЛЬ та КОБАЛЬТ; у цих двох випадках названий ефект є однак значно слабшим. Причину, яка справляє притягання магнетитом часточок заліза, нікеля та кобальта, ми назовемо МАГНЕТИЗМОМ, а всякий її прояв — МАГНЕТНОЮ СИЛОЮ. Магнетит уявляє собою т. зв. НАТУРАЛЬНИЙ МАГНЕТ у відмінну від МАГНЕТІВ ШТУЧНИХ, зі способом виготовлення яких ми ознайомимося пізніше. Уміщення до певного оточення магнетної маси змінює фізичні властивості цього оточення; воно стає ареною акції магнетних сил, яка до того часу в ньому місця не мала. Цією дорогою в даному оточенні витворюється МАГНЕТНЕ ПОЛЕ. В кожній точці поля магнетна сила має певну величину та напрямок. Щоби з'ясувати собі характер розподілення магнетних сил у полі натурального магнету, ми маємо звернутися до відповідних досвідів. Візьмемо кавалок магнетиту й наблизимо його до купки залізної тирси. Тоді побачимо (рис. 182), що тирса поприставала до поверхні магнетиту переважно в двох місцях, що з'являються таким чином осередками акції магнетних сил. Як бачимо силові

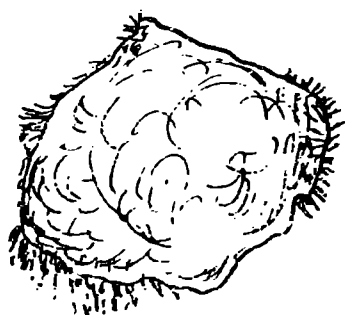


Рис. 182.

знаходяться поблизу кінців бруска, але віддалені від них приблизно на $1/12$ цілої довжини бруска (рис. 183).

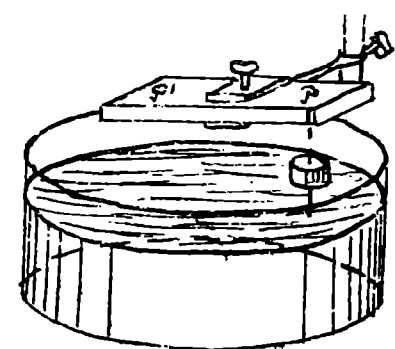


Рис. 183.

прояви натурального магнета не розподілені рівномірно по цілій його масі, а скупчені в певних місцях. Осередки цього скупчення ми назовемо ПОЛЯМИ МАГНЕТА. Полі магнету лежать не на самих його кінцях, а на певному від них віддаленні. В цьому ми пересвідчимось, як що переведемо, наприклад, такий досвід: над посудиною з водою закріпимо в певному положенні магнет у формі правильного брусочка і після цього пустимо на воду поплавки в кавалком залізного дроту. Тоді побачимо, що поплавки після різних переміщень по водній поверхні, зупиняються супроти однієї з двох точок P та P' , що знаходяться поблизу кінців бруска, але віддалені від них приблизно на $1/12$ цілої довжини бруска.

На перший погляд і один полюс магнету і другий справляють цілком ідентичні силові акції; однак ближче дослідження цієї справи встановлює певну внутрішню різницю по-між ними. Вона виразно окреслиться перед нами, як що, взявши будь який натуральний магнет, ми підвісимо його вільно на тонкій нитці. Тоді після декількох коливань він займе цілком означене положення, при якому один з його полюсів буде звернений НА ПІВНІЧ, а другий — НА ПІВДЕНЬ. Таким чином ВІСЬ МАГНЕТА, себ-то лінія, що лучить по-між собою його полюси, в'орієнтується в площі, близькій до площі географічного полуденника. Той полюс магнета, який звертається до північного бігуна земної кулі, дістає назву ПІВНІЧНОГО або ДОДАТНОГО поля, той, що звертається до півден-

ного бігуна земної кулі, - ПІВДЕННОГО або ВІД'ЕМНОГО поля.

§ 84. Акція магнетних сил у натуральних магнетах є порівнюючи слабкою; значно інтенсивніше виявлена вона в магнетах штучних. А через те раніше ніж переходити до дальшого ознайомлення з властивостями магнетного поля, ми покажемо де-кілька слів про виготовлення штучних магнетів, з якими вже й будемо оперувати в усіх послідовних досвідах.

Як що до натурального магнета ми наблизимо залізну плитку й магнет притягне до себе один її кінець, то при піднесенні до другого, вільного її кінця залізної тирси спостерігається виразно-означений притягальний ефект. Таким чином ми бачимо, що ЧЕРЕЗ ДОТИК ДО НАТУРАЛЬНОГО МАГНЕТУ ЗАЛІЗНА ПЛИТКА НАБУЛА МАГНЕТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ. Як що тепер плитку ми відірвемо від магнету, то помітимо, що в ту ж хвилину зникають і набуті нею магнетні властивості. Повторимо той же досвід з плиткою СТАЛЕВОЮ; побачимо, що магнетні властивості плитки зберігаються протягом значного часу й після того, як дотик по-між нею та натуральним магнетом було усунено. Такий вислід наших спостережень показує, що сталь уявляє собою цілком придатний матеріал для виготовлення ШТУЧНИХ МАГНЕТІВ. Це виготовлення переводиться наступним чином: беремо сталеву плитку AB

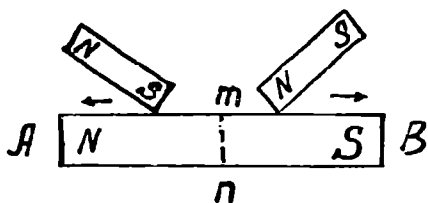


Рис. 184.

і, наблизивши до її середини m натурального магнета NS обернений до плитки додатним полем, проводимо ним де-кілька разів у напрямку від m до B . Ту-ж маніпуляцію повторюємо в другій половині плитки, наблизивши на цей раз до неї від'ємний полюс магнета. У вислід цілої такої операції плитка AB обертається в штучний магнет, при чому TA її половина, яка підпадала впливу додатного N полюсу натурального магнета, виявляє МАГНЕТИЗМ ВІД'ЕМНИЙ S , а друга половина, що підпадала впливу від'ємного S полюсу натурального магнета, виявляє МАГНЕТИЗМ ДОДАТНИЙ.

Штучні магнети виготовляються в формі простих прутиків та плиток, а найчастіше в формі підків /рис. 185/. Остання форма з'являється найзручнішою, коли магнета вживається для притягування якихсь предметів. Через те що кавалки стали легше піддаються намагнетичуванню тоді, коли вони не з'являються грубими, штучні магнети, яких вживається на практиці, складаються здебільшого з де-кількох ідентичної форми магнетів /рисунки 186 та 187/, які творять собою так би мовити МАГНЕТНІ БАТАРЕЇ. Полі магнету впливають певним чином на внутрішні частини останнього; цей вплив скерований до "розмагнетчення" металю, себ-то до ослаблення сили штучного магнету.

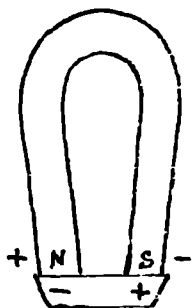


Рис. 185.

Щоби опаралізувати по можливості такий процес "саморозмагнетчення" під ту пору, коли магнет не працює, до його кінців прикладають т.зв. ЯКОР, себ-то плитку мягкого заліза. Такі якорі ми бачимо на всіх трьох рисунках, де показано штучні магнети.

§ 85. Досвід показує, що всякий раз як ферромагнетні тіла: залізо, кобальт та нікель перебувають в безпосередній близості натуральних



Рис. 186.

чи штучних магнетів, вони самі починають виявляти магнетні властивості, які знову-таки зникають при віддаленні від названих тіл магнетів. Окреслене з'явище дістає назву МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ. Для з'ясування його можуть служити наступні досвіди: візьмемо залізний брусок A і, вмістивши його на дерев'яному штативі /рис. 188/, до верхнього його кінця наблизимо один з полюсів сильного /штучного/ магнету M . Тоді, підневши до нижнього кінця бруска заліз-

ну тирсу, побачимо, що остання притягається бруском. При віддаленні магнету M тирса починає негайно спадати додолу. Як бачимо присутність магнету M спричинилася до хвилювального змагнення залізного бруска A , який володів магнетними властивостями аж доти, поки магнет M , що їх в'индукував, перебував у безпосередній близькості до нього. Візьмемо декілька невеличких залізних брусочків і наблизимо до магнету один з них; тоді, приставши до поверхні магнету, цей брусочок у вислід індукції перетвориться сам у магнет і при наближенні до нього другого брусочку, притягне його до себе; цей останній брусочок теж змагнетизується й притягне до себе третій брусочок, третій притягатиме в свою чергу четвертий і т.д. Це ми як раз і бачимо на рис. 189.

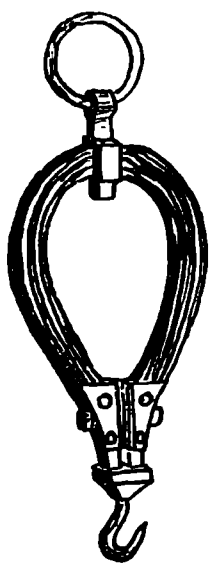


Рис. 187.

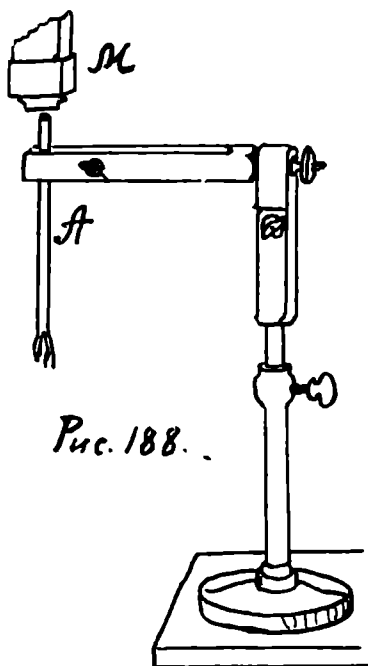


Рис. 188.

Підвісимо на тонкій нитці МАГНЕТНУ СТІЛКУ, себ-то невеличкий штучний магнет, знаки полів якого є нам відомі, і наблизимо її по черзі до магнету M , а потім до кінців бруска A . Тоді по силовому діянню на полі стрілки ми встановимо, що НА НАБЛИЖЕННІ ДО МАГНЕТУ M ЧАСТИНІ БРУСКА A З'ИНДУКУВАВСЯ МАГНЕТИЗМ ЗНАКУ П Р О Т И В Н О Г О, А НА НАДАЛЬШІ - ЗНАКУ З Г І Д Н О - Г О З НАЗВАНІМ МАГНЕТОМ. Завначене окреслює собою ОСНОВНИЙ ЗАКОН МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ. Як бачимо він створює повну аналогію закону індукції електростатичної.

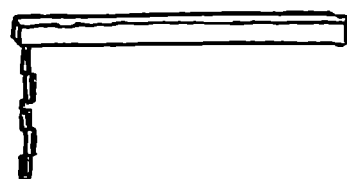


Рис. 189.

Як що в першому з наведених вище двох досвідів ми виготуємо брусок A не із заліза, а зі СТАЛІ, то побачимо, що після віддалення магнету M спаде додолу лише незначна частина залізної тирси; більшість залізних часточок продовжує триматися на бруску. Продовжуючи такі досвідні дослідження ми кінцем кінцем приходимо до наступного важливого висновку: В ПРОЦЕСАХ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ ЗАЛІЗО ТА СТАЛЬ ПОВОДАТЬ СЕБЕ НЕОДНАКОВО: ЗАЛІЗО ЗНАЧНО ЛЕГШЕ ПІДДАЄТЬСЯ НАМАГНЕЧЕННЮ, АЛЕ ЗА ТЕ НЕ ЗАТРИМУЄ В СОБІ МАГНЕТНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПІСЛЯ ПРИПИНЕННЯ ІНДУКЦІЇ; СТАЛЬ НАМАГНЕЧУВАННЮ ПІДДАЄТЬСЯ ТЯЖЕ, АЛЕ ЗА ТЕ ЗДОБУТІ МАГНЕТНІ ВЛАСТИВОСТІ ЗБЕРІГАЄ І ПІСЛЯ ТОГО ЯК ПРОЦЕС ІНДУКЦІЇ ПРИПИНІВСЯ /хоч звичайно в ослабленому вигляді/.

Власне кажучи і м'яке залізо затримує магнетизм, але в дуже незначній мірі, не до порівняння меншій ніж сталь. З наведених вище причин магнетиз сталі дістає назву ПЕРМАНЕНТНОГО /себ-то тривалого/, магнетизм заліза - РЕМАНЕНТНОГО. Чинник, яким ставиться збереження магнетних властивостей даного тіла, називається КОЕРЦІТИВНОЮ СИЛОЮ цього тіла.

§ 86. Послідуючий наш виклад з'ясує між иншим той факт, що магнетизм є з'явищем характеру МОЛЕКУЛЯРНОГО. А як що так, то натурально слід сподіватися існування певної його залежності від температурних умов. Це дійсно і встановлює експеримент. Як що наприклад переводячи досвід з залізним бруском /рис. 188/, ми за поміччю бунзенової горілки ogrіємо середину останнього до температур червоного гарту, то спостережимо раптове опадання залізної тирси. Залізний дріт, розпечений до температури 800° , не притягується магнетом. Таким чином піднесення температури залізних предметів має вислідом страту ним магнетних властивостей. Фізико-хемічні дослідження переведені над залізом, дають пояс-

нення наведеному факту; вони показують, що при температурі біля 780° залізо перетворюється в певну АІЗОТРОПНУ ВІДМІНУ в цілком іншими внутрішніми фізичними властивостями.

Подібне з'явище виникнення магнетних властивостей в піднесенням температури має місце й для двох інших ферромагнетних тіл - нікеля та кобальта. "Точка зникну" для першого з них означається температурою 310° а для другого - температурою 1150° .

§ 87. На основі викладеного ми можемо сказати, що ЗОВНІШНІЕ ДІЯННЯ МАГНЕТІВ МАЄ ТРИ НАСТУПНІ ФОРМИ СВОГО ПРОЯВУ: 1. ПРІТЯГАННЯ НАМАГНЕЧЕНИХ НАВАЛКІВ ФЕРРОМАГНЕТНИХ ТІЛ; 2. ВЗАЄМНЕ ПРІТЯГАННЯ РІЗНИХ ПОЛІВ ДВОХ МАГНЕТІВ І ВІДПІХАННЯ ПОЛІВ ОДНОГО РІДНИХ; 3. МАГНЕТНА ІНДУКЦІЯ.

Такі прояви магнетизму нам пощастить погодити по-між собою і дати всім їм логічне пояснення лише після того як ми примемо т. зв. ГІПОТЕЗУ МОЛЕКУЛЯРНИХ МАГНЕТІВ. Згідно цій гіпотезі молекули ферромагнетних тіл творять собою перманентні елементарні магнети, що ніколи не повбавляються своїх магнетних властивостей. При звичайних умовах ці елементарні магнети розміщені в тілі безладно /рис. 190/; коли ж тіло приведено до магнетного стану таке розміщення стає правильно-упорядкованим, при чому однозначні полі елементарних магнетів звернені в один бік.

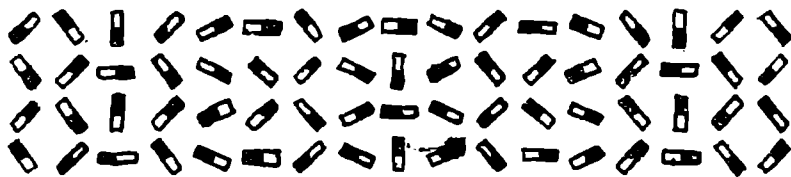


Рис. 190.

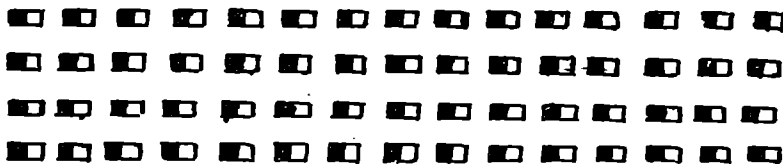


Рис. 191.

переошуються в бік протилежний. Через таке упорядкування в системі росташовання елементарних магнетів діяння їх набуває характеру спільності, і вислідом цього з'являється перетворення даного тіла в тимчасовий магнет, ближчий полі якого має знак протилежний знаку поля, що справив індукцію, а дальший - має знак згідний з ним. З причини неоднаковості віддалень притягальна сила по-між основним магнетом та першим полем буде більшою, ніж відпихальна сила по-між ним та другим полем, через що вислідний ефект, - буде ефектом притягальним; останній зростатиме в міру зменшення віддалення по-між даним тілом та магнетом. Отже як бачимо, З'ЯВИЩЕ ПРІТЯГАННЯ МАГНЕТАМИ ФЕРРОМАГНЕТНИХ ТІЛ Є БЕЗПОСЕРЕДНІМ ВИСЛІДОМ МАГНЕТОІНДУКТИВНИХ ПРОЦЕСІВ ВУТРИ ЦИХ ТІЛ.

Гіпотеза молекулярних магнетів пояснює й ще один факт, викритий на досвіді, а саме те, що ПРИ РОЗРІЗАННІ МАГНЕТУ НА ДВІ ЧАСТИНИ В МІСЦІ РОЗРІЗУ ЗАВШЕ ВИТВОРЮЄТЬСЯ ДВА ПСЛІ ПРОТИВНИХ ЗНАКІВ /рис. 192/. Остан-

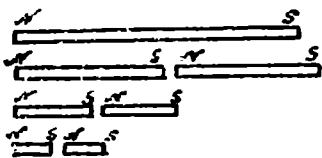


Рис. 192.

ній досвід каже нам між іншим про те, що ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ НЕ МОЄНА ДІСТАТИ РОЗДІЛІ З Окрема МАГНЕТИЗМИ РІЗНИХ ЗНАКІВ. Додатний і від'ємний магнетизми завше повстають одночасово і в однакових кількостях; і коли при витворенні штучного магнету ми одну половину бруска намагнечуємо додатно, то тим самим у другій його половині спра-

вляємо намагнення від'ємне. Під цим оглядом по-між з'явищами магнетними та з'явищами електричними існує певна різниця; там при витворенні електричностей двох знаків ми мали можливість тими або іншими засобами взаємно їх розділяти й кожду з них діставати в самотійному стані; тут же до здійснення цілковито не надається: мати окремо додатний або від'ємний магнетизм нема найменшої змоги.

Окреслена вище картина магнетної індукції безпосередньо нагадує нам відповідну картину індукції електростатичної. Але про повну аналогію ми маємо право казати тоді, коли візьмемо на увагу лише тіла ДІЕЛЕКТРИЧНІ. Лише в цих тілах, де немає волі руху електричних набоїв, електричності двох знаків перебувають у звязаному стані й не надаються до взаємного відокремлення. Цього ми не можемо віднести до провідників, на які через те не можемо й поширювати сферу нашої аналогії. Отже на основі цих зауважень приходимо до такої вислідної думки: **ПРОВІДНИКІВ МАГНЕТИЗМУ НЕ ІСНУЄ, МАГНЕТНИЙ СТАН ФЕРОМАГНЕТНИХ ТІЛ НАЛЕЖИТЬ ТРАКТУВАТИ, ЯКО СТАН МАГНЕТНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ.**

Наведене твердження що-до неможливості існування провідників магнетизму промовляє за те, що ПОЛЕ ІСНУЄ І ВНУТРИ МАГНЕТІВ і що таким чином МАГНЕТНІ СИЛОВІ ЛІНІЇ СЮТЬ ЛІНІЇ ЗАМКНЕНІ /рис.193/.

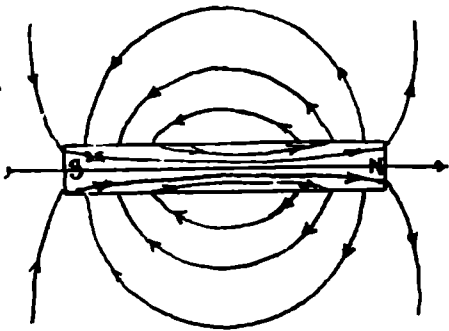


Рис. 193.

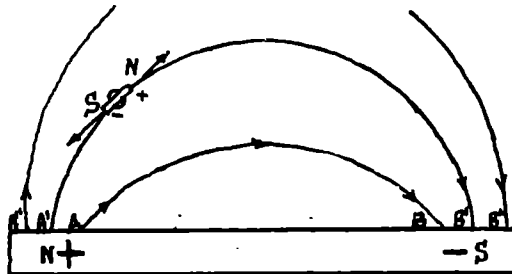


Рис. 194.

§ 88. Звернемося до ближчого ознайомлення з властивостями магнетного поля. Візьмемо маленьку магнетну стрілку й почнемо містити її в різних точках поля. Тоді ДОДАТНИЙ напрямок воєї стрілки, себ-то нап-

рямо, що йде од від'ємного її поля до поля додатного, для кожного положення стрілки визначить НАПРЯМОК МАГНЕТНОЇ СИЛИ у відповідній точці.

Цілком натурально, що магнетна сила F в даній точці поля уявляє собою вислідну двох сил F_N та F_S , витворених двома різними полями /додатним N та від'ємним S магнета /рис.195/. Як що через певну групу точок магнетного поля ми проведемо криву, дотичні до якої в усіх її точках відповідатимуть напрямкам магнетної сили в цих точках, то така крива дасть нам те, що має назву МАГНЕТНОЇ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ. На рис. 194 такими лініями з'являються $AB, A'B', A''B''$.

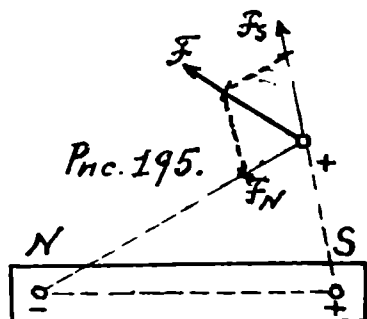


Рис. 195.

Як бачимо, МАГНЕТНІ СИЛОВІ ЛІНІЇ СВОЇМ ДЖЕРЕЛОМ МАЮТЬ ДОДАТНИЙ ПОЛЬ МАГНЕТУ, а ЗАКІНЧЕННЯМ-ГО ВОД'ЄМНИЙ ПОЛЬ. Зі сказаного вище слідує, що НАПРЯМОК МАГНЕТНОЇ СИЛОВОЇ ЛІНІЇ ВІДПОВІДАЄ ТОМУ НАПРЯМКУ, В ЯКОМУ ПОРУШУВАВСЯ БИ ІЗОЛЮВАНИЙ ДОДАТНИЙ ПОЛЬ. Ізолювати один поле магнета ми можливості не маємо. Але можна поставити досвід таким чином, що додатний поле рухомого магнета в більшій мірі буде наближений до магнета нерухомого, ніж поле від'ємний. Одну з таких установок подає нам рисунок 196. Тут верхній кінець заостроєної до поплавка голки, що уявляє собою додатний поле, при своєму русі закреслює певну криву, що початком своім має додатний поле магнета й кінцем його від'ємний поле. В усіх тих випадках, коли для нас є бажаним дістати образ розподілення силових ліній магнетного поля, ми поступимо наступним чином: безпосередньо над магнетами містимо /в певному положенні/ тоненьку деревляну дошку й посипаємо її залізною тирсою; вдаряючи

тихенько по дошці, ми дозволяємо залізним часточкам приймати бажані для них положення. Ці положення відпові-

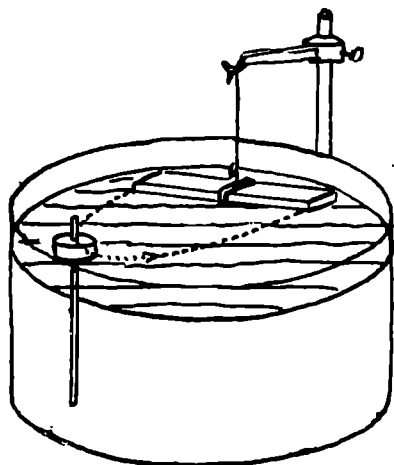


Рис. 196.

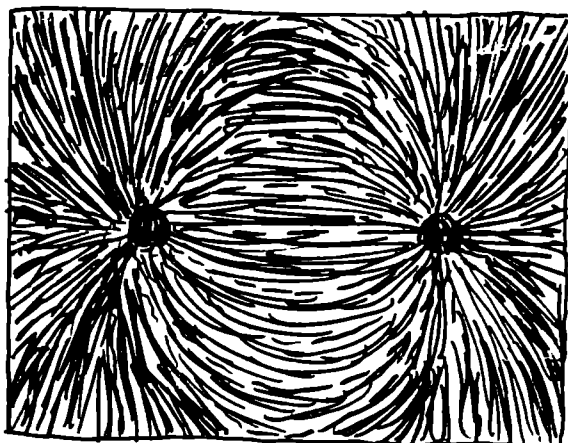


Рис. 197.

датимуть у кожному випадку напрямком силових ліній. Взявши два РІЗНОРІДНІ полі /два намагнетичені сталеві прутки, звернені до дошки різними кінцями/ ми дістанемо картину показану на рис. 197, взявши два ОДНАКОВІ полі - дістанемо картину, показану на рис. 198.

Вигляд поля цілого простолінійного магнета /при поже-

му його положенні/ подає рис. 199. Магнетне поле, силові лінії якого виг-

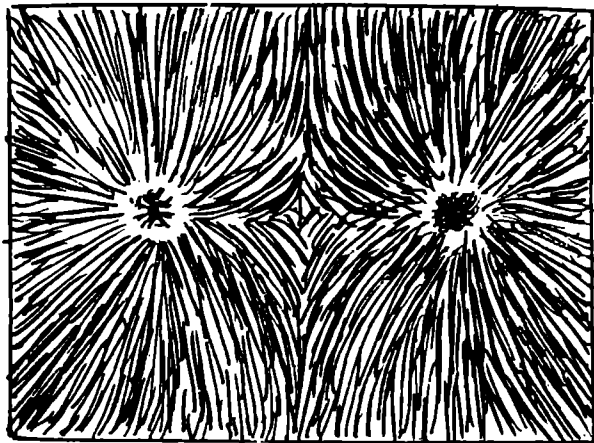


Рис. 198.

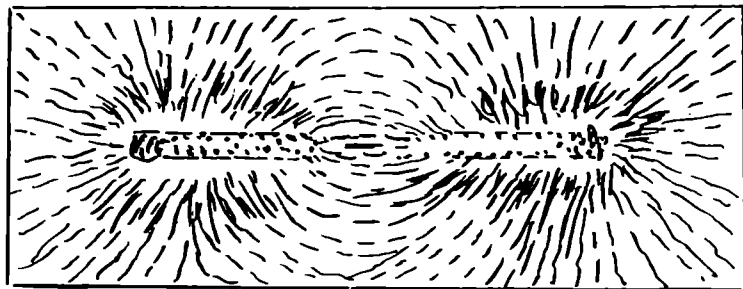


Рис. 199.

начають рівнобіжними простими, називається ОДНОРІДНИМ, або ГОМОГЕННИМ. Близьким до такої однорідності з'являється поле по-між двома плоскими магнетами /рис. 200/

§ 89. Уміщена до однорідного магнетного поля магнетна стрілка не порушується поступним рухом, а під впливом названого поля довершує лише рух оборотний, простуючи при цьому до скерування своєї осі в напрямку силових ліній поля. З того факту, що магнетна стрілка довершує лише ОБОРОТНИЙ рух, безпосередньо слідує, що вона підпадає акції ПАРИ сил. Як що одну з них зазначимо F_1 , а другу F_2 , то точками приложення названих сил з'являтимуться ПОЛІ МАГНЕТУ. Акція пари сил справлятиме рух магнету аж доти, поки лінії діяння обох сил не війдуться в одну лінію, яка проходить через точку підвішення стрілки /такою точкою має бути осередок маси стрілки/. Факт існування пари сил промовляє за те, що ВПЛИВ З БОКУ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ НА ДОДАТНИЙ ТА ВІД'ЕМНИЙ ПОЛІ ДАНОГО МАГНЕТУ ПО СВОЇМ ВЕЛИЧИНІ СЯТЬ ОДНАКОВІ. А такий висновок логічно приводить нас до нового висновку, а саме: В ОБОХ ПОЛЯХ МАГНЕТУ З'ОСЕРЕДЖЕНІ ОДНАКОВІ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ. Таким чином ми знову приходимо до певного основного твердження, яке можемо назвати ЗАСАДОЮ МАГНЕТНОЇ ЕКВІВАЛЕНТНОСТІ.

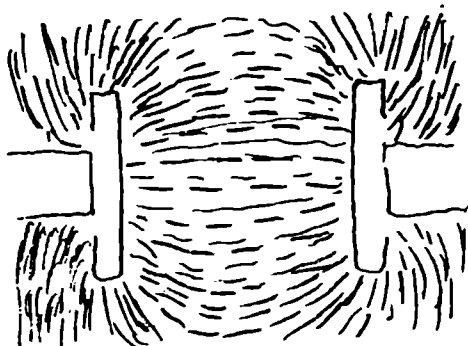
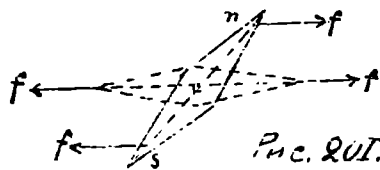


Рис. 200.

х/ Цей науковий термін вперше ужито мною; оскільки він є вдалим сам міркувати не могу.

Остання каже, що ПРИ ВСЯКИХ УМОВАХ КІЛЬКІСТЬ МАГНЕТИЗМУ, З'ОСЕРЕДЖЕНА В ОДНОМУ З ПОЛІВ МАГНЕТУ, Є РІВНОЮ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ, З'ОСЕРЕДЖЕНІЙ У ДРУГОМУ ЙОГО ПОЛІ.

Умовимося надалі поруч з виразом: кількість магнетизму вживати рівнозначний йому вираз: МАГНЕТНА МАСА.



Величина сили f , з якою магнетне поле діє на кожний з полів даного магнета, залежить з одного боку від НАПРУЖЕННЯ H цього поля, з другого боку від величин магнетних мас $+m$ та $-m$, що витворюють магнет. Таким чином ми загалом можемо покласти:

$$f = c H m \quad /199/$$

При належному виборі одиниць множник пропорційності c обертається в одиницю й тоді ми маємо:

$$f = H \cdot m \quad /200/$$

Покладаючи в цьому виразі $m=1$ дістанемо:

$$H = f; \quad /201/$$

себ-то НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ СИЛУ, З ЯКОЮ ПОЛЕ ДІЄ НА ВМІЩЕНУ ДО НЬОГО ОДИНИЦЮ ДОДАТНОГО МАГНЕТИЗМУ.

§ 90. Коли ми маємо два магнети /рис.202/, то кожний з полів одного магнета відповідним чином діє на кожний з полів другого магнета.

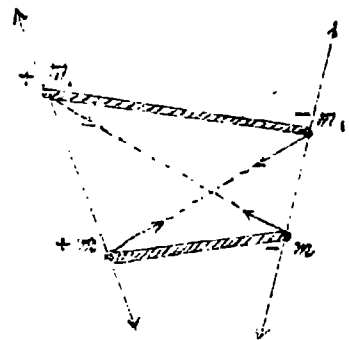


Рис. 202.

Цілком зрозуміло, що з цих діянь найбільш інтенсивними з'являються ті, що відповідають найменшим віддаленням по між магнетними масами. Отже, як що візьмемо два магнети ЗНАЧНОЇ ДОВЖИНИ AB та CD /рис.203/ й умістимо їх поруч здовж однієї простої /рис.203/, то діяння, по-між крайніми масами m_1 та m_2 буде дуже незначним в порівнянні до діяння по між сусідніми масами m_1' та m_2' . З цього бачимо, що є реальна можливість досягнути такого стану, при якому діяння по-між однією парою магнетних мас m_1 та m_2 практично цілком опадає й лишається тільки діяння по-між другою парою мас m_1' та m_2' . Через те в послідуячому викладі ми вважатимемо себе в праві трактувати питання про взаємне діяння по-між ДВОМА магнетними масами /згідними по знаку, або противними/; само собою розуміється, що напрямом такого діяння, як і у випадку

мас матеріальних та електричних, йтиме здовж простої, що лучить дві дані маси.

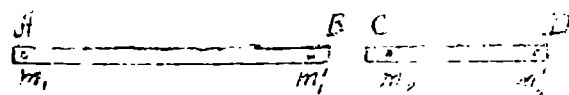


Рис. 203.

З кількостного боку з'являє взаємного діяння по-між двома магнетними масами вперше було окреслено КУЛОНОМ /Charles Augustin de Coulomb, французський інженер, 1785/. За помічу КРУТИЛЬНОЇ ВАГИ /див. § 4 / Кулон прийшов до встановлення наступної закономірності: ДВІ МАГНЕТНІ МАСИ ВЗАЄМНО ПРЯТЯГАЮТЬСЯ АБО ВІДШУКАЮТЬСЯ ЗІ СИЛОЮ, ПРОСТО ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ДОБУТКУ ЦИХ МАС І ВІДВЕРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО КВАДРАТА ЇХНЬОГО ВЗАЄМНОГО ВІДДАЛЕННЯ. Отже маємо:

$$F = c \frac{m_1 m_2}{r^2}; \quad /202/$$

При належному виборі одиниць величин, що увіходять до виразу /202/, множник пропорційності c обертається в одиницю й тоді ми дістаємо:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad /203/$$

Покладаючи у взорі /203/: $m_1 = m_2 = 1$, $r = 1$, дістаємо: $F = 1$; отже приходимо до наступного висновку: ЗА ОДИНИЦЮ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ В СИСТЕМІ /С.І.С./ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКУ МАГНЕТНУ МАСУ, ЯКА, ДІЮЧИ НА ДРУГУ, РІВНУ ЇЇ МАСУ, УМІЩЕНУ ВІД НЕЇ НА ВІДДАЛЕННІ В 1 СМ., ПРИТЯГНЕ АБО ВІДПИХАЄ ЇЇ З СИЛОЮ В 1 ДИНУ. Названа одиниця дістає назву АБСОЛЮТНОЇ ОДИНИЦІ КІЛЬКОСТІ МАГНЕТИЗМУ.

При $m_1 = m_2$ ві взору /203/ ми маємо $m = 2/\sqrt{F}$; на основі цього виразу для кількості магнетизму, яко фізичної величини, ми дістаємо наступний символічний вираз:

$$|S| = |Q|/|F|^{1/2} = |Q|/|QMT^{-2}|^{1/2} = |Q^{1/2}M^{1/2}T^{-1}|, \quad /204/$$

Як бачимо кількість магнетизму S має той же вимір, що й кількість електричності.

Досвід показує, що величина сили взаємного діяння по-між двома магнетними масами ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ОТОЧЕННЯ, в якому містяться названі маси. Через те у взорі /203/ доводиться ввести відповідний множник μ , аналогічно тому, як у електростатиці ми ввели /§ 9 ст.13/ множник ϵ . Для кожного оточення множник μ матиме свою характерну вартість; для АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ /а також ВОЗДУХА/ ми вважатимемо цю вартість рівній одиниці. Для інших оточень вона буде від одиниці більшою чи меншою. Отже в найзагальнішому випадку закон Кулона напишеться:

$$F = \frac{1}{\mu} \frac{m_1 m_2}{r^2}; \quad /205/$$

Величина μ дістає назву МАГНЕТНОЇ ПРОНИКЛИВОСТІ даного оточення.

§ 91. Всі визначення, прийняті нами при розгляді електростатичного поля, а також і всі закономірності, які нами там було встановлено зберігають свою силу і для поля магнетного. Отже так, як і в електростатиці, ми каватимемо, про НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ, про МАГНЕТНИЙ ПОТЕНЦІАЛ і т.д. Таким чином ПІД НАПРУЖЕННЯМ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ В ДАНІЙ ТОЧЦІ МИ РОЗУМІТИМЕМО ТУ СИЛУ, З ЯКОЮ ПОЛЕ ДІЄ НА +1 МАГНЕТИЗМУ, УМІЩЕНУ ДО НАЗВАНОЇ ТОЧКИ. Як що величину напруження поля позначимо через $\mathcal{H}$, то сила F , з якою поле діятиме на магнетну масу m , визначиться виразом

$$F = \mathcal{H} m \quad /206/$$

При $m = 1$, $F = 1$ вираз:

$$\mathcal{H} = \frac{F}{m} \quad /207/$$

дає: $\mathcal{H} = 1$, себ-то ЗА ОДИНИЦЮ НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМІ /С.І.С./ СЛІД ПРИНЯТИ ТАКЕ НАПРУЖЕННЯ, ПРИ ЯКОМУ СИЛОВОЕ ДІЯННЯ З БОКУ ПОЛЯ НА ОДИНИЦЮ МАГНЕТИЗМУ ВИНОСИТЬ ОДНУ ДИНУ. Така одиниця дістає назву Г А - У С А /на честь славного дослідника магнетних в'явищ, відомого німецького математика й фізика - ГАУСА/.

Вираз /207/ дає нам можливість визначити вимір величини $\mathcal{H}$. Отже маємо.

$$|\mathcal{H}| = \frac{|F|}{|S|} = \frac{|QMT^{-2}|}{|Q^{1/2}M^{1/2}T^{-1}|} = |Q^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}|, \quad /208/$$

Магнетним потенціалом v у даній точці $\mathcal{A}$ поля, витвореного масою m . /рис.204/, ми назовемо ПРАЦЮ, ЯКУ НЕОБХІДНО ДОВЕРШИТИ ЩОБИ +1 МАГНЕТИЗМУ ПЕРЕВЕСТИ З ТОЧКИ $\mathcal{A}$ НА БЕЗКОНЕЧНІСТЬ /АБО З БЕЗКОНЕЧНОСТІ ДОПРОВАДИТИ ДО ТОЧКИ $\mathcal{A}$ /. Для величини магнетного потенціалу маємо вираз:

$$v = \frac{m}{r} \quad /209/$$

де r є віддалення даної точки $\mathcal{A}$ від маси m .

В тому випадку, коли поле витворено де-кількома масами: m_1, m_2, m

/рис.205/, потенціал у точці A визначиться виразом:

$$\mathcal{V} = \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \frac{m_3}{r_3} + \dots = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{r_i}; \quad /210/$$

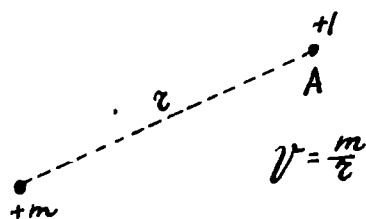


Рис. 204.

Праця R магнетних сил при переміщенні магнетної маси m від точки, що має потенціал $\mathcal{V}_1$, до точки, що має потенціал $\mathcal{V}_2$, визначається виразом:

$$R = m(\mathcal{V}_1 - \mathcal{V}_2) = m\mathcal{V}; \quad /211/$$

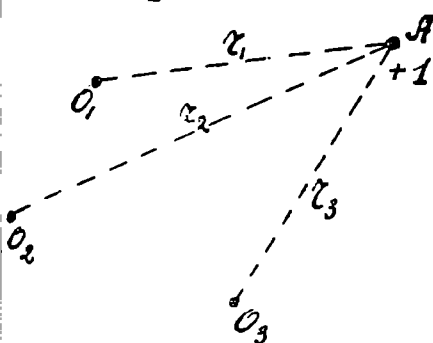
Магнетний потенціал має такий же вимір як і потенціал електричний /а також усякий інший/ себ-то:

$$|\mathcal{V}| = |\mathcal{L}^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \mathcal{T}^{-1}|; \quad /212/$$

Напруження магнетного поля $\mathcal{H}$ в потенціалом $\mathcal{V}$ зв'язано залежністю

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{V}}{r}; \quad /213/$$

де r є віддалення по-між тими точками, різниця потенціалів для яких має вартість $\mathcal{V}$.



Геометричне місце точок, що мають спільні вартості магнетного потенціалу, визначає собою ЕКВІПО-ПЕНЦІАЛЬНУ ПОВЕРХНЮ. При переміщенні вздовж такої поверхні магнетних мас праця сил поля виносить нуль. В кожній точці поля магнетна сила /а значить і напруження поля/ по напрямку збігається з нормаллю до еквипотенціальної поверхні. Образ розподілення еквипотенціальних поверхней в полі звичайного магнету подає рис.206. Напруження $\mathcal{H}$ магнетного поля в даній його точці визначиться взяттю в протилежний знак похідною потенціалу по нормалі:

Рис.205.

$$\mathcal{H} = - \frac{d\mathcal{V}}{dn}; \quad /214/$$

З'явище магнетної індукції має характер цілком аналогічний з'явищу індукції електростатичної і на нього поширюються всі ті закономірності, які свого часу були нами встановлені при розгляді цього останнього. В тому випадку коли силовий потік через дану поверхню S проходить в напрямку нормальному, величина індукції $\mathcal{I}$ визначається виразом:

$$\mathcal{I} = \mathcal{H} S. \quad /125/$$

З цього взору для виміру величини $\mathcal{I}$ дістаємо такий вираз:

$$\begin{aligned} |\mathcal{I}| &= |\mathcal{H}| |\mathcal{L}^2| = |\mathcal{L}^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \mathcal{T}^{-1}| \cdot |\mathcal{L}^2| = \\ &= |\mathcal{L}^{\frac{3}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \mathcal{T}^{-1}|; \end{aligned} \quad /215/$$

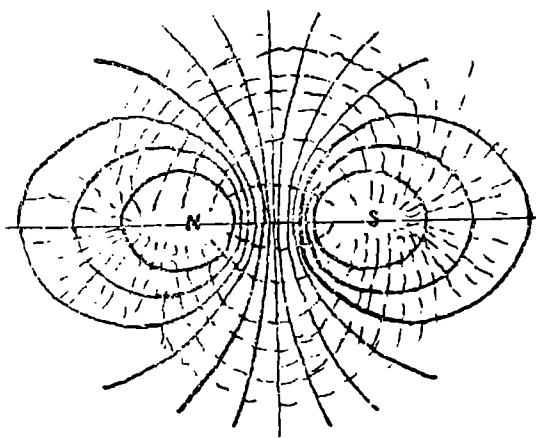


Рис. 206.

Отже бачимо що магнетна індукція має той же вимір, що і кількість магнетизму.

Покладаючи у вгорі /215/ $H=1$, $S=1$, дістаємо: $J=1$, себ-то: ЗА ОДИНЦЮ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ В СИСТЕМІ /СГС/ НАЛЕЖИТЬ ПРИНЯТИ ТАКИЙ ІНДУКЦІЙНИЙ ПОТОК, ЯКИЙ ПРОХОДИТЬ В НОРМАЛЬНОМУ НАПРЯМКУ ЧЕРЕЗ 1 КВАДРАТОВИЙ САНТИМЕТР ПРИ НАПРУЖЕННІ ПОЛЯ В 1 ГАУС. Така одиниця індукції дістає назву **МАКСВЕЛА** /на честь геніального англійського фізика Клерка Максвела/.

Величина J магнетної індукції при даній густоті силових ліній залежить від фізичних властивостей оточення; як що магнетна прониклівість останнього виноситься μ , то вираз /215/ замінюється виразом:

$$J = \mu H S; \quad /216/$$

У тому випадку, коли напрямок індукційного потоку не збігається в нормалю N до поверхні S для величини J ми дістаємо такий загальний вираз:

$$J = \mu H S \cos(\angle H, N). \quad /217/$$

З викладеного вище ми бачимо загально, що величина, яку ми назвали магнетною прониклівістю, у зв'язках магнетизму відповідає сталій діелектричній в електростатичних зв'язках.

§ 92. Розв'яжемо одне конкретне питання, а саме покажемо як обчислювати потенціал для якоїсь точки поля, витвореного простолінійним магнетом. Нехай NS /рис. 207/ уявляє собою простолінійний магнет, у полях якого зосереджені магнетні маси $+m$ та $-m$.

Візьмемо в полі названого магнету якусь точку A і зазначимо віддалення від неї до точки підвішення магнету O та до полів N і S відповідно через r , r_1 , r_2 . Тоді для вартости потенціалу в точці A ми матимемо вираз:

$$V_A = \frac{m}{r_1} + \frac{-m}{r_2} = \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r_2} \quad /218/$$

Поведемо з точок N та S прямі на просту AO . Тоді приймавши $NS = \ell$ і зазначивши кути $S'O'S$ та $N'O'N$ через α , в трикутників $OS'S'$ та ONN' дістанемо:

$$S'O = \frac{\ell}{2} \cos \alpha; \quad N'O = \frac{\ell}{2} \cos \alpha;$$

На основі цих виразів зможемо написати:

$$r_1 = r + \frac{\ell}{2} \cos \alpha; \quad r_2 = r - \frac{\ell}{2} \cos \alpha;$$

Взявши на увагу ці вирази, вір /218/ зможемо переписати так:

$$V_A = m \left\{ \frac{\ell \cos \alpha}{r^2 - \frac{\ell^2}{4} \cos^2 \alpha} \right\} \quad /219/$$

У порівнянні до r^2 величина $\frac{\ell^2}{4} \cos^2 \alpha$ є досить незначною й через те її без особливої помилки можна занехати; отже в певному наближенні вір /219/ можемо написати так:

$$V_A = \frac{m \ell \cos \alpha}{r^2}; \quad /220/$$

§ 93. Назовемо добуток з величини магнетної маси, що міститься в кожному з полів магнета, на віддалення по-між названими полями, **МАГНЕТНИМ МОМЕНТОМ**. Отже напишемо:

$$M = m \ell; \quad /221/$$

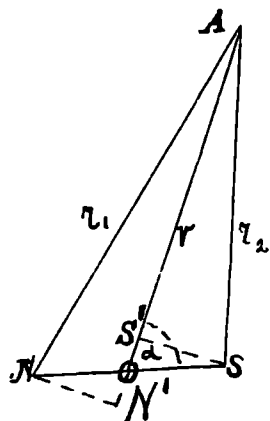


Рис. 207.

Величина $\mathcal{M}$ має вимір:

$$|\mathcal{M}| = |S| |\mathcal{L}| = |\mathcal{L}^{\frac{3}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \text{T}^{-1}| |\mathcal{L}| = |\mathcal{L}^{\frac{5}{2}} \mathcal{M}^{\frac{1}{2}} \text{T}^{-1}|; \quad /222/$$

На основі ввору /221/ вираз /220/ для величини потенціалу перепишеться таким чином:

$$\mathcal{V}_A = \frac{\mathcal{M} \cos \alpha}{r^2}; \quad /223/$$

Стосунок магнетного моменту $\mathcal{M}$ даного магнету до обсягу останнього має назву НАПРУЖЕННЯ НАМАГНЕЧЕННЯ. Отже для напруження намагнення $\mathcal{A}$ даного магнету ми маємо вираз:

$$\mathcal{A} = \frac{\mathcal{M}}{v}; \quad /224/$$

Нехай ми маємо магнет у вигляді правильного прямокутного бруска, довжина якого є ℓ , а поле поперечного перерізу S . Нехай магнетні маси даного магнета мають величину m . Тоді як що через σ позначимо густоту магнетизму поблизу кінців магнету, то матимемо: $m = \sigma S$; а через те для магнетного моменту дістанемо вираз: $\mathcal{M} = \sigma \ell S$, або $\mathcal{M} = \sigma v$, звідки

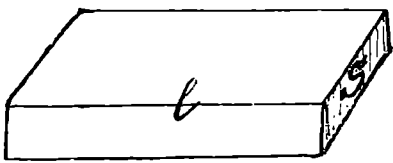


Рис.208.

$$\sigma = \frac{\mathcal{M}}{v}; \quad /225/$$

Порівнявши цей вираз зі ввором /224/ дістаємо: $\mathcal{A} = \sigma$, себ-то: для БРУСКА, НАМАГНЕЧЕНОГО ЗДОВЖ ОСІ ІНТЕНСИВНІСТЬ НАМАГНЕЧЕННЯ $\mathcal{A}$ ТА ГУСТОТА МАГНЕТИЗМУ σ МАЮТЬ ОДНАКОВІ ЧИСЛОВІ ВАРТОСТІ.

§ 94. Розглянемо СТАН, у ЯКОМУ ПЕРЕБУВАЄ МАГНЕТНА СТІЛКА, УМІЩЕНА ДО ОДНОРІДНОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ. На кождо з магнетних мас стрілки діє сила F , що має абсолютну вартість: $|F| = mH$. Момент $\mathcal{M}$ пари сил визначиться виразом: $\mathcal{M} = F \ell \sin \alpha$, де α означає кут по-між вісю стрілки та напрямком поля. При $\alpha = 90^\circ$ величина $\mathcal{M}$ має максимальну вартість, при $\alpha = 0^\circ$ - обертається в нуль. На основі ввору /221/ вираз для моменту пари ми можемо написати в такому вигляді:

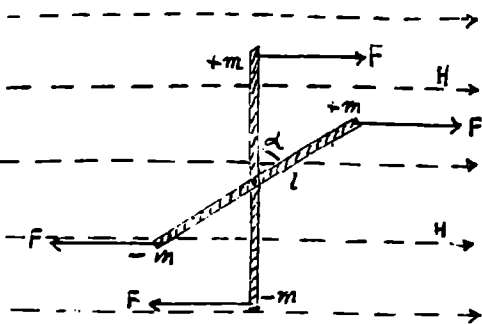


Рис.209.

$$\mathcal{M} = \mathcal{M} \cdot H \cdot \sin \alpha. \quad /226/$$

Як що магнетну стрілку підвішено на пружинній нитці то при всякому відхиленні від положення сталої рівноваги вона намагається до нього вернути, довершуючи при цьому періодичні загасаючі коливання і виступаючи таким чином в ролі ПОЗЕМОГО ВАГАЛА.

Як відомо з курсу механіки повний період коливань такого фізичного вагала визначається /для незначних відхилень/ ввором:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\mathcal{K}}{\mathcal{M}H}}; \quad /227/$$

де $\mathcal{K}$ є момент безвладности тіла, що витворює собою поведе вагало, а $\mathcal{M}$ означає напрямний момент. Як показує вираз /226/, вартість величини $\mathcal{M}$ при $\alpha = 90^\circ$ виносить $\mathcal{M}H$. Отже при цій умові /з орієнтування стрілки в напрямку, прямовому до напрямку поля/, вираз /227/ ми зможемо переписати так:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\mathcal{K}}{\mathcal{M}H}}; \quad /228/$$

Змістивши стрілку до магнетного поля /I/, а потім до магнетного поля /II/ і знайшовши безпосередніми помірами відповідні вартості T , та T_2 періо-

дів коливань, на основі виразу:

$$H_1 : H_2 = I_2^2 : I_1^2$$

/229/

зможемо порівняти напруження H_1 та H_2 названих полів.

§ 95. Вище нами вже було в'ясовано, що силові лінії магнетного поля не уриваються на поверхні магнету, а вступають до нього біля від'ємного полю й виходять знову назовні біля полю додатного. Таким чином силові лінії цілого зовнішнього поля проходять крізь магнет, концентруючись всередині його у стиснутий, вузький жмуток, у вислід якого стану річей напруження поля всередині магнету значно зростає. По за цим ВАРТІСТЬ ВЕЛИЧИНИ M ДЛЯ ЗАЛІЗА З'ЯВЛЯЄТЬСЯ НЕ ДО ПОРІВНЯННЯ БІЛЬШОЮ НІЖ ДЛЯ ВОЗДУХУ /в 5 - 5 1/2 тисяч разів/; а через те величина індукції всередині магнету має дуже значну вартість.

Той факт, що залізо має дуже велику магнетну проникливість використовується на практиці для цілей МАГНЕТНОГО ЗАХИСТУ. Як що якусь просторинь ми хочемо ухоронити від ухоронення до неї силових ліній тих або інших магнетних полів /випадкових/, то цю просторинь ми оточуємо з усіх боків масивною залізною огорожею /кулястою, циліндричною чи якоїсь іншої форми/, осягнувши поверхні якої силові магнетні лінії продовжують далі свою дорогу ВИКЛЮЧНО КРІЗЬ ЗАЛІЗНУ МАСУ, не увиходячи до тієї просторині, що міститься всередині останньої; з цим практичним застосуванням згаданої властивості заліза ми здибаємося в останній частині нашого курсу при розгляді конструкцій де-яких мірничих пристроїв; нагадаємо також, що з тих же мотивів на кінці магнетів одягаються залізні "черевики"; ці залізні маси мають своїм призначенням концентрувати магнетні силові лінії й зводити їх у вузький жмуток /рис.210/; при такому стані річей напруження магнетного поля значно зростає.

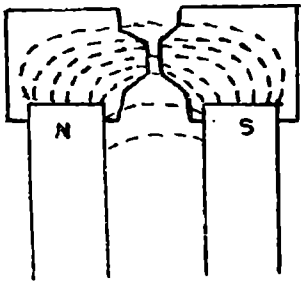


Рис.210.

Існує група тіл, всередині яких розміщення магнетних силових ліній з'являється не густішим, а рідшим ніж у повітрі; такі тіла дістають назву ДІАМАГНЕТНИХ. На основі досвідних спостережень ми приходимо до такого остаточного твердження: ІСНУЄ ДВІ ГРУПИ ТІЛ, ЩО НЕОДНАКОВО ПОВОДАТЬ СЕБЕ В МАГНЕТНИХ ПРОСЕСАХ; - першу групу творять тіла ПАРАМАГНЕТНІ, ЯКІ І/ПРИТЯГУЮТЬСЯ МАГНЕТАМИ, 2/ ЗБІЛЬШУЮТЬ ГУСТІТУ СИЛОВИХ ЛІНІЙ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ; ДРУГУ ГРУПУ ТВОРЯТЬ ТІЛА ДІАМАГНЕТНІ, ЯКІ І/ВІДНІХАЮТЬСЯ МАГНЕТАМИ, 2/ ЗМЕНШУЮТЬ ГУСТІТУ СИЛОВИХ ЛІНІЙ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ. Прикладом діаманетних тіл можуть служити: з твердих тіл БІСМУТ, з рідких - ВОДА, з газових - ЧОТИРИОКСИ ВУГЛЕЦЯ /CO₂/.

Уміщаючи поміж полями сильного електромагнету /рис.211/ яке-небудь ПАРАМАГНЕТНЕ тіло ми бачимо, що більша вісь його симетрії орієнтується В НАПРЯМКУ ПОЛЯ /рис.212, 1/; повторюючи той же досвід з тілами ДІАМАГНЕТНИМИ бачимо, що більша вісь симетрії орієнтується в напрямку НОРМАЛЬНОМУ ДО НАПРЯМКУ ПОЛЯ /рис.212, 2/. /При досвідах з течами спостерігаємо зміни в їхній формі; для цього течу в малій кількості наливаємо до годинникового скла; з гавами теж досвід ставимо так, щоби тим або іншим чином зробити помітними їхні переміщення/.

Досвід показує, що парамагнетизм чи діаманетизм даного тіла з'являється властивістю УМОВНОЮ, що залежить від фізичної природи оточення, в якому міститься тіло; при уміщенні парамагнетного тіла до середовища в більшій мірі магнетного, ніж само це тіло, останнє губить свої парамагнетні властивості й стає діаманетним. Наприклад скло, яке у повітрі виявляє незначні парамагнетні властивості, після уміщення його до розчину ТРИХЛОРИДУ ЗАЛІЗА /FeCl₃/ перетворюється в тіло діаманетне /відштовхується полями магнету/. Щоби пояснити собі таке

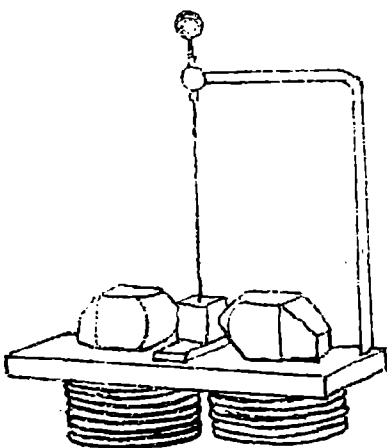


Рис.211.

до діаманетне /відштовхується полями магнету/. Щоби пояснити собі таке

з'явище звернемося до рис. 213. При звичайних умовах /у повітрі/ в ближчій до полю N частині шкляної плитки A повстав би магнетизм від'ємний, а до полю S - додатний. При уміщенні плитки A до середовища B , що само виявляє магнетні властивості в більшій мірі ніж тіло A , картина змінюється; бо в ближчій до полю N частині тіла B індукується теж від'ємний магнетизм. Вислідом цього є повстання відпихальних сил, що й справляє діамagnetний ефект.

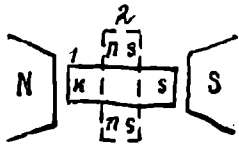


Рис. 212.

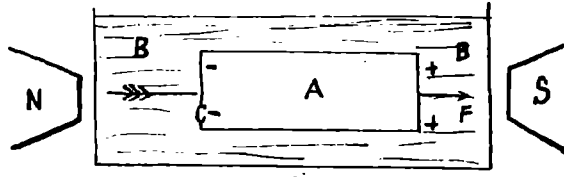


Рис. 213.

дучи вміщеним до магнетного поля, підпадає процесу МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ, у вислід якого само перетворюється в магнет. Ефект з'індукованого намагнетчення не завжди буває однаковим і залежить не лише від напруження H магнетного поля, а також і від фізичних властивостей даного тіла. Отже напруження намагнетчення A творитьме собою певну функцію як величини H , так і особливої величини K , що для кожного тіла посідає свою вартість і має назву МАГНЕТНОЇ ПЕРЕНЯТЛИВОСТІ. Величина K характеризуватиме собою стосунок напруження намагнетчення ($A = \frac{\partial H}{\partial H}$) до напруження магнетного поля H . Отже матимемо:

$$K = \frac{A}{H};$$

$$A = K H.$$

/230/

/231/

звідкиля

Для ЗАЛІЗА в різних його відмінах /сталь, чавун/, НІКЕЛЯ та КОБАЛЬТА величина K має ЗМІННУ ВАРТІСТЬ, спочатку зростаючи з піднесенням напруження поля, а потім маліючи. З цієї причини названі три тіла виділяються в окрему групу т.зв. ФЕРОМАГНЕТНИХ тіл. Магнетна перенятливість K в магнетною проникливості μ звязана наступною сталою залежністю:

$$\mu = 1 + 4\pi K$$

/232/

а через те для феромагнетних тіл і величина μ має ЗМІННУ вартість. Залежність по-між μ та H для заліза визначає крива рис. 214. Крім того величина K ЗАЛЕЖИТЬ І ВІД ТЕМПЕРАТУРИ; І ПРИ ПЕВНІЙ ВАРТОСТІ ОСТАННЬОЇ ОБЕРТАЄТЬСЯ В НУЛЬ /для заліза таке повне зникнення ефекту намагнетчення повстає в температурному інтервалі 700° - 900°, для сталі - 600° - 700°, нікеля - для 300°.

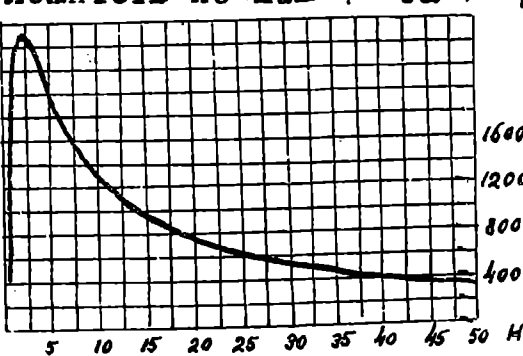


Рис. 214.

При звичайній температурі для величини магнетної перенятливості ми маємо наступні вартості:

Назва тіл	K	Назва тіл	K
Залізо	до 440	Воздух	$0.027 \cdot 10^{-6}$
Нікель	" 23	Бісмут	$-14.5 \cdot 10^{-6}$
Кобальт	" 11	Вода	$-0.75 \cdot 10^{-6}$
Кисень	$0.16 \cdot 10^{-6}$	Чотирино-кис вуглеця	$-0.008 \cdot 10^{-6}$

§ 97. Ідучи дорогою тих міркувань, які свого часу привели нас до встановлення закону ламання силових ліній електростатичного поля, /§ 28/ ми приходимо до виразу:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2};$$

/233/

який окреслює собою ЗАКОН ЛАМАННЯ МАГНЕТНИХ СИЛОВИХ ЛІНІЙ при переході їх через границю розподілу двох оточень; тут α_1 та α_2 означають відповідно кути падіння та ламання, а μ_1 та μ_2 - магнетні проникливості названих оточень.

§ 98. Як що кавалок заліза ми вмістимо до змінного магнетного поля, напруження якого на початку виносить нуль, а потім зростає до величини H , то одночасово в піднесенням напруження поля зростатиме й магнетна індукція B названого кавалка заліза / $B = \mu H$ /. Геометрична інтерпретація цього процесу дасть нам певну криву; таку криву OL ми

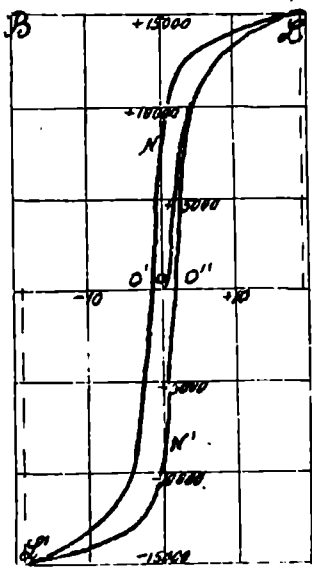


Рис. 215.

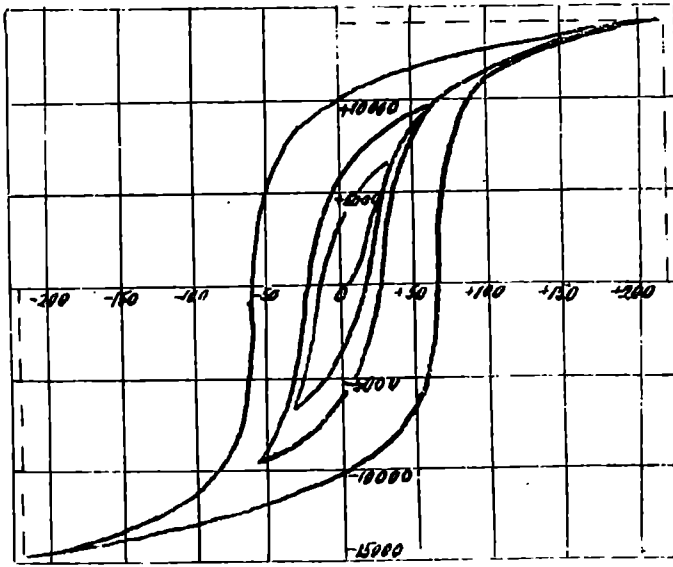


Рис. 216.

маємо на рис. 215, де поєма координатна вісь відповідає напруженню поля, а прямовісна - індукції. Як що досягнувши напруження поля H , ми, почнемо вартість останнього зменшувати й доведемо її знову до нуля, то помітимо, що процес пішов уже іншою дорогою й що йому відповідає НОВА КРИВА LN' , що лежить у лівий бік від першої. Таким чином ПРИ ПОВЕРНЕННІ ДО НУЛЕВОЇ ВАРТІСТІ НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ ВЕЛИЧИНА ІНДУКЦІЇ ЗБЕРІГАЄ ВАРТІСТЬ СЯ НУЛЯ ВІДМІННУ; цій вартості на нашому рисунку відповідає ордината ON . Вона характеризує собою т.зв. НЕЗВОРОТНИЙ МАГНЕТИЗМ. Як бачимо для заліза величина неворотного магнетизму є досить значною. Як що тепер ми витворимо поле протилежного знаку, то при певній від'ємній вартості $-H$ неворотний магнетизм зникне - індукція B обернеться в нуль і наш кавалок заліза розмагнетиться, себ-то верне до нейтрального стану. Цьому процесу відповідатиме крива MO' . Продовжуючи далі збільшення величини H у бік від'ємних вартостей дістанемо криву $O'L'$. Як що тепер розпочнемо процес у напрямку протилежному, то він знову не підє попереднього дорогою й ми знову дістанемо НОВУ криву $L'N'$, при чому на цей раз нулевій вартості H відповідатиме вже ВІД'ЄМНА вартість величини B / її визначатиме відтінок ON' /. Продовжуючи процес далі і перейшовши від від'ємних вартостей H до додатних ми кінець кінцем прийдемо до ПЕРВІСНОЇ точки L ; цей момент відповідатиме завершенню т.зв. ЦИКЛУ НАМАГНЕЧЕННЯ. Як що би замість заліза ми взяли СТАЛЬ, то дістали би ще більш виразну картину: її нам подає рис. 216.

Стже попередній виклад показав нам, що при довершенні цикла намагнетчення має місце СПІЗНЕННЯ МАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ; таке в'явище дістає назву МАГНЕТНОГО ГІСТЕРЕЗИСА. У вислід гистерезису залежність по-між величинами μ та H страчує сталий характер, бо вартість магнетної проникливості ставиться в залежність не лише від напруження магнетного поля в даний мент, а також і від попереднього магнетного стану дано-

го тіла. З цих причин для заліза зберігає свою силу крива рис.214 лише в тому випадку, коли в початковій стадії процесу намагнення дане тіло перебувало в стані НЕЙТРАЛЬНОМУ /індукція $B=0$ /.

Порівнюючи криві рисунків 215 та 216, ми бачимо, що в той час коли для знищення неворотного магнетизму в залізі потребується лише незначного намагнення тіла в протилежному напрямку, - для знищення того ж неворотного магнетизму в сталі є необхідним намагнення досить значне. Таким чином ЗНИЩЕННЯ НЕВРОТНОГО МАГНЕТИЗМА СТАЛЬ СТАВИТЬ БІЛЬШИЙ ОПІР, НІЖ ЗАЛІЗО; одже кажуть, що у порівнянні до заліза сталь володіє більшою "КОЕРЦИТИВНОЮ СИЛОЮ". На основі цієї властивості стали вона вважається найбільш згідним матеріалом для виготовлення штучних магнетів, бо останні в цьому випадку найдовший час зберігають свою силу. З піднесенням температури коерцитивна сила маліє.

§ 99. Близьке дослідження процесів намагнення показує, що поле циклу намагнення, себ-то поле фігури, втвореної парю відповідних кривих, є пропорціональним до праці, зусилтої в процесі намагнення. Таким чином рисунки 215 та 216 кажуть нам, що ЦЯ ПРАЦЯ НАМАГНЕННЯ СТАЛИ Є ЗНАЧНО БІЛЬШОЮ НІЖ ПРАЦЯ НАМАГНЕННЯ ЗАЛІЗА. Випадає так, що процес магнетної поляризації відбувається у сталі з більшими труднощами, ніж у залізі й потребує ватрети більших зусиль; але за те магнетний стан першого з наведених тіл є більш тривчим ніж такий же стан другого; і для нас є тепер цілком зрозумілим через те-само для стали коерцитивна сила є більшою, ніж для заліза.

§ 100. Стаючи на ґрунт прийнятої нами ГІПОТЕЗИ МОЛЕКУЛЯРНИХ МАГНЕТІВ і вважаючи в цілому магнетизм явищем порядку МОЛЕКУЛЯРНОГО, ми вже *a priori* можемо висловити гадку що-до ІСНУВАННЯ ПЕВНОГО СТАЛОГО ЗВ'ЯЗКУ ПО МІЖ МАГНЕТНИМИ ТА ПРУЖИНИМИ ВЛАСТИВОСТЯМИ РІЗНИХ ТІЛ. Досвідні спостереження стверджують правдивість такої гадки й показують, що оправді по-між величинами, що характеризують магнетний стан тіла, та величинами, що визначають його пружинні властивості, існує певний зв'язок. З особливою виразністю це спостерігається в нікелі. Механічні деформаційні процеси впливають з'окрема на неворотний магнетизм; через те при ударах, струшуваннях та інших механічних діях ст. ачують свою силу штучні магнети.

§ 101. Досвід показує, що вільно підвішена /себ-то така, яка може довершувати оборіт і довкола поземної і довкола прямої осі/ магнетна стрілка /рис.217/ приймає цілком означене положення. Повторюючи з однаковим успіхом цей досвід у різних точках земної поверхні і пересвідчуючись кожного разу, що поблизу не міститься жадних магнетних мас, ми дорогою логічних міркувань приходимо до висновку, що в цілій просторині, яка творить найближче оточення нашої планети, існує магнетне поле. Ту причину, яка справляє це поле, ми назовемо ЗЕМНИМ МАГНЕТИЗМОМ.

Перевсюди згадані допіру досвіди, ми помічаємо що при переході від одних точок земної поверхні до других, сусідніх з ними, напрямок магнетної стрілки не змінюється. З цього робимо висновок, що ПРИ РОЗГЛЯДІ ПОРІВНЮЮЧИ — НЕЗНАЧНОЇ ЧАСТИНИ ЗЕМНОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ ОСТАННЄ МИ МОЖЕМО ТРАКТУВАТИ ЯКО ПОЛЕ ОДНОРІДНЕ.

Напрямок вільно підвішеної магнетної стрілки визначає видімо напрямок напруження H земного магнетного поля. Цей вектор H ми можемо розкласти на два складові вектори: один — P поземний, другий Q — прямоїсний. Як що тут справлений стрілкою в площину позему завначимо через $\angle$, то матимемо:

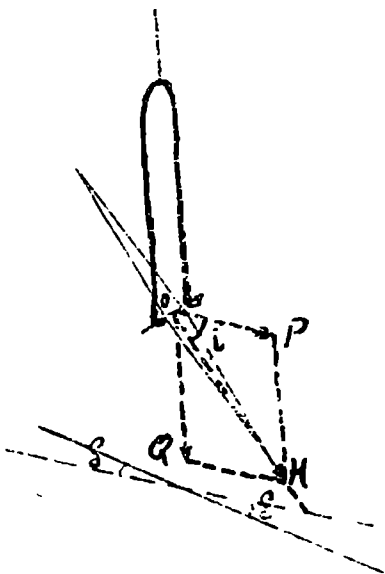


Рис. 217.

$$\left. \begin{aligned} P &= H \cdot \cos i \\ Q &= H \cdot \sin i \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /234/$$

Величину P ми називатимемо ПОЗЕМОЮ СКЛАДОВОЮ, а величину Q - ПРЯМОВІСНОЮ СКЛАДОВОЮ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМУ; кут i назовемо КУТОМ НАХИЛЕННЯ /ІНКЛІНАЦІЇ/. Як що магнетну стрілку підвісимо на одній прямовісній осі, то на неї діятиме лише ПОЗЕМА складова земного магнетизму, як що ж підвісимо її на поземній осі, то діятиме лише ПРЯМОВІСНА СКЛАДОВА. Під діянням поземної складової магнетна стрілка займає певне положення в поземній площі. При цьому з полуденною лінією^{х)} даного місця вісь стрілки вит-

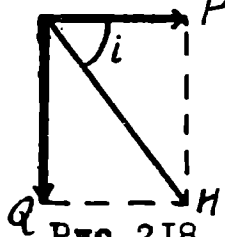


Рис.218. ворює певний кут δ ; цей кут дістає назву КУТА ВІДХИЛЕННЯ /ДЕКЛІНАЦІЇ/. Прямовісна площа, поведена через вісь магнетної стрілки, визначить собою площу МАГНЕТНОГО ПОЛУДЕННИКА. Отже бачимо, що величина магнетного відхилення визначає собою КУТ ПО МІЖ ПОЛУДЕННИКАМИ МАГНЕТНИМ ТА ГЕОГРАФІЧНИМ.

До визначення магнетного відхилення служить особливий пристрій - ДЕКЛІНАТОР /рис.219/. Головними його сучастками в'являються магнетна стрілка, що обертається довкола прямовісної осі, та оптична труба, вісь якої при її поземному положенні є рівнобіжною до лінії $0^\circ - 180^\circ$ шкалі пристрою. Отже, як що пристрій установлено так, що стрілка показує поділки 0° та 180° , то оптична вісь труби лежить у площі магнетного полуденника й предмети, що їх видно в трубу, визначають напрямок останнього. Як що тепер трубу скеруємо докладно в напрямі північному або південному, то стрілка відійде від лінії $0^\circ - 180^\circ$ і кут її відступлення визначить собою вартість відхилення.

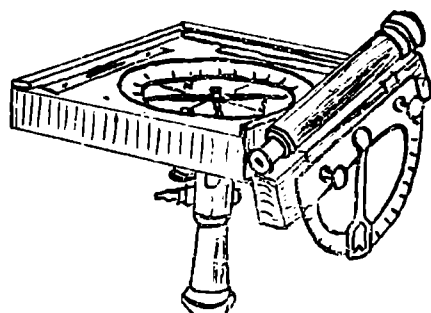


Рис.219.

Знаючи для даної місцевості вартість магнетного відхилення, можна розв'язати задачу протилежну попередній, себ-то по магнетному полуденнику визначити полуденник географічний. Пристроями, за поміччу яких це переводиться, в'являються КОМПАС^{хх)} та БУСОЛЬ.

Відхилення може бути скерованим або в бік СХОДУ, або в бік ЗАХОДУ; перше вважається ДОДАТНИМ, друге - ВІД'ЕМНИМ.

Для знаходження вартості магнетного нахилення служить особливий пристрій - ІНКЛІНАТОР. Його конструкцію пояснює рис.220. Позема складова, відхилення та нахилення творять собою МАГНЕТНІ ЕЛЕМЕНТИ даного місця земної поверхні.

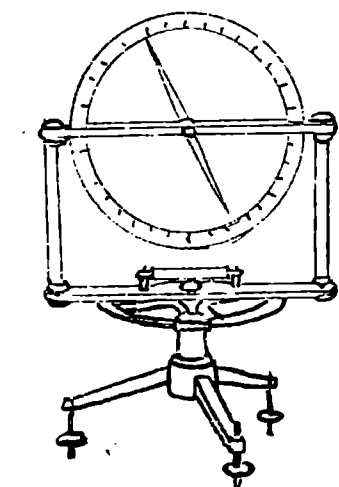


Рис.220.

Взявши на увагу, що а/ додатний полюс магнетної стрілки завжди обертається на північ, а від'ємний - на південь і б/ що напрямки магнетних полуденників суть одмінні од напрямків полуденників географічних, ми приходимо до наступного важливого висновку: ЗЕМНА КУЛЯ ТВОРИТЬ СОБОЮ НАТУРАЛЬНИЙ МАГНЕТ, ДОДАТНИЙ ПОЛЮС ЯКОГО ВІДПОВІДАЄ ПІВДЕННОМУ ГЕОГРАФІЧНОМУ БІГУНОВІ, А ВІД'ЕМНИЙ - ГЕОГРАФІЧНОМУ БІГУНОВІ ПІВНІЧНОМУ; НАЗВАНІ ПОЛІ ЛЕЖАТЬ ПОБЛИЗУ БІГУНІВ ЗЕМЛІ, АЛЕ З НИМИ НЕ ЗІГЛАЮТЬСЯ.

Загальний характер магнетного поля Землі показує рис.221.

На рис.222 подана магнетна мапа землі, на якій ми знаходимо ВІД'ЕМНИЙ /південний/ ПОЛЮС та МАГНЕТ-

х/ ПОЛУДЕННОЮ ЛІНІЄЮ називається лінія вистрічі площі полуденника даного місця з площею позему.

хх/ Компас є дуже давнім винаходом; його авторами в'являються Китайці. Компас, якого вони вживали, уявляв собою магнет, уміщений на корковому поплавку/.

НИЙ РІВНИК /визначений грубою лінією/. Названий полюс знаходиться під 70°

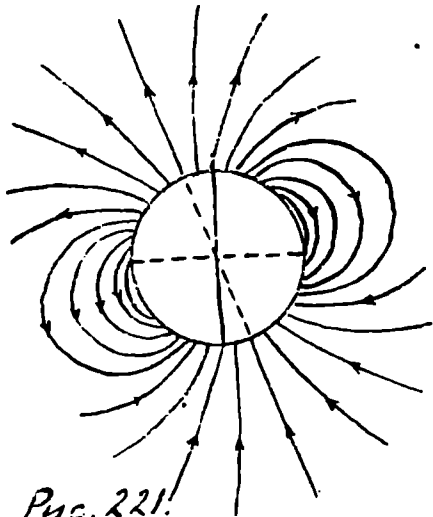


Рис. 221.

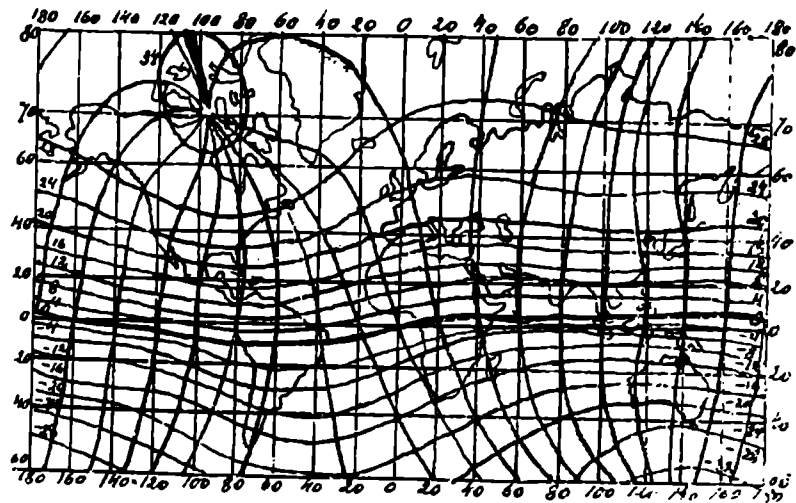


Рис. 222.

$05^{\circ} 17''$ півн. широти і $96^{\circ} 45' 48''$ східн. довготи. /Півострів *Bootia Felix*/. ПОЛЮС ДОДАТНИЙ /ПІВНІЧНИЙ/ знаходиться під $72^{\circ} 25'$ півден. широти та $155^{\circ} 15'$ східн. довготи /по-між Вікторією та Вільгельмовою Землями/.

§ 102. З мапи, поданої на рис. 222, видно, що в зоні між 20° північної та південної широт магнетний полуденник від полуденника географічного відходить незначно і що навпаки такі відступлення стають значними для місцевостей, що лежать на більшому віддаленні від названої зони. Таким чином бачимо, що МАГНЕТНЕ ВІДХИЛЕННЯ МАЄ НЕЗНАЧНІ ВАРТОСТІ /І НАВІТЬ ІНОДІ ОБЕРТАЄТЬСЯ В НУЛЬ/ В МІСЦЕВОСТЯХ РІВНИКОВИХ І ЗРОСТАЄ ПРИ ПЕРЕХОДІ ДО МІСЦЕВОСТЕЙ БІГУНОВИХ. Як що на географічній мапі ми відмітимо місцевості, що мають спільну вартість магнетних відхилень і злучимо їх поміж собою тяглими лініями, то дістанемо КРИВІ ОДНАКОВИХ ВІДХИЛЕНЬ або ІЗОГОНІ. Зі сказаного вище слідує, що в рівниковій зоні мають проходити переважно ізогони незначних вартостей /від 0° до $\pm 20^{\circ}$ /, а в зонах бігунових - переважно ізогони значних вартостей /до $\pm 90^{\circ}$ /. Це ми бачимо на ізогонній мапі рисунку 223. Ця мапа показує нам, що всі ізогони сходяться до купи біля магнетних полюсів Землі. На самих полях стрілка відхилення не займає певно-означеного положення; таким чином маємо скас. зп, що на магнетних полях відхилення має невизначену вартість.

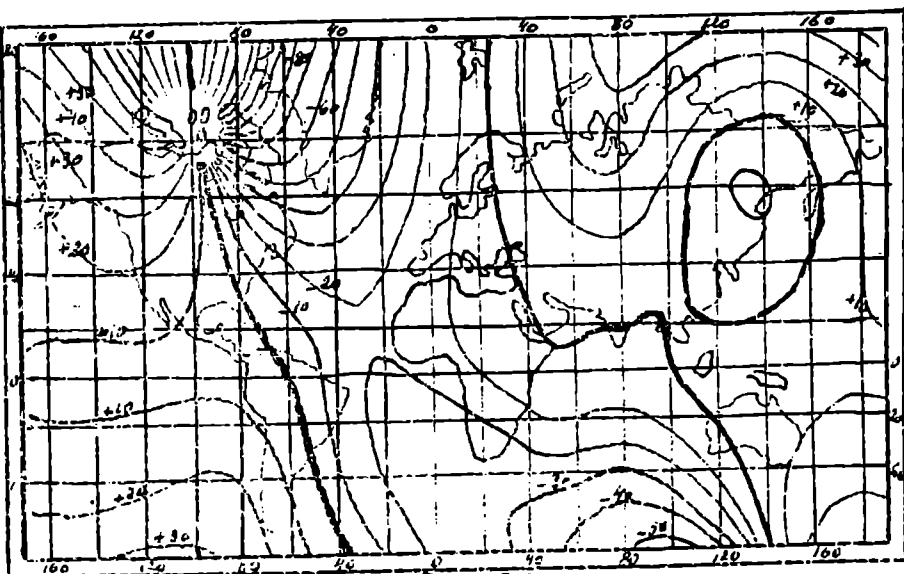


Рис. 223.

Співставляючи тяглою лінією місцевості, що мають спільні вартості нахилення, ми дістаємо КРИВІ ОДНАКОВОГО НАХИЛЕННЯ або ІЗОКЛИНИ. Розподілення ізоклін, як показує мапа рис. 224, є досить правильним, особливо в рівниковій зоні, де вони мало відходять від географічних рівно-

x/ Північний магнетний полюс відкрито року 1831 ДЖОНОМ РОССОМ /John Ross/, південний полюс відкрито року 1909 ШЕКЛІТОНСКОМ /Shackleton/ та ДАВІДСОМ /David/.

xx/ Ізогони, що відходять від нульової вартості відхилення, називаються АГОНАМИ.

лежників. Зрозуміла річ, що НАХИЛЕННЯ МАЄ МАКСИМАЛЬНУ ВАРТІСТЬ $\pm 90^\circ$ НА МАГНЕТНИХ ПОЛЯХ ЗЕМЛІ: ті місцевості для яких нахилання зберігає нульову вартість 0° , визначають собою МАГНЕТНИЙ РІВНИК.

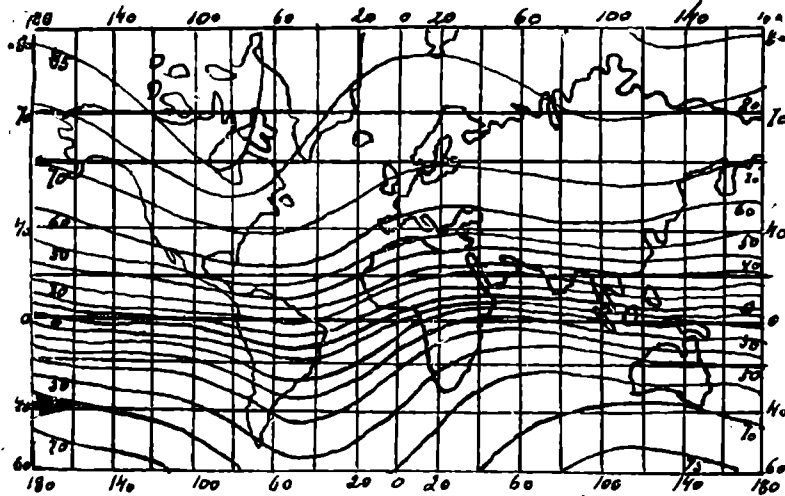


Рис. 224.

§ 103. Ознайомимося з класичною методою визначення поземної складової H земного магнетизму, що свого часу була запропонована ГАУСОМ [Гаус].

В точці O (рис. 225) міститься підвішена на прямовісній осі невеличка магнетна стрілка NS , яка з'орієнтовується в напрямку магнетного полуденника PP' . Поблизу навантої стрілки на певному від неї віддаленні z уміщується нерухомий магнет $N'S'$, що при одному положенні перше Гауссо-

ве положення/ в напрямку ПРЯМОВОМУ ДО МАГНЕТНОГО ПОЛУДЕННИКА, а при другому /друге Гауссове положення/ НА САМОМУ ПОЛУДЕННИКУ, ПРЯМОВО ДО ТОГО ПЛОЩІ. В обох випадках віддалення $0,0$ та $0,0$ нерухомого магнету $N'S'$ од стрілки NS мають, як про те ми вже зазначили, однакову вартість z .

Зазначимо маси магнету $N'S'$ через $+m$ та $-m$, віддалення по-між його полями через l . Тоді напруження поля, витвореного цілим магнетом визначиться /рис. 226/ наступним виразом:

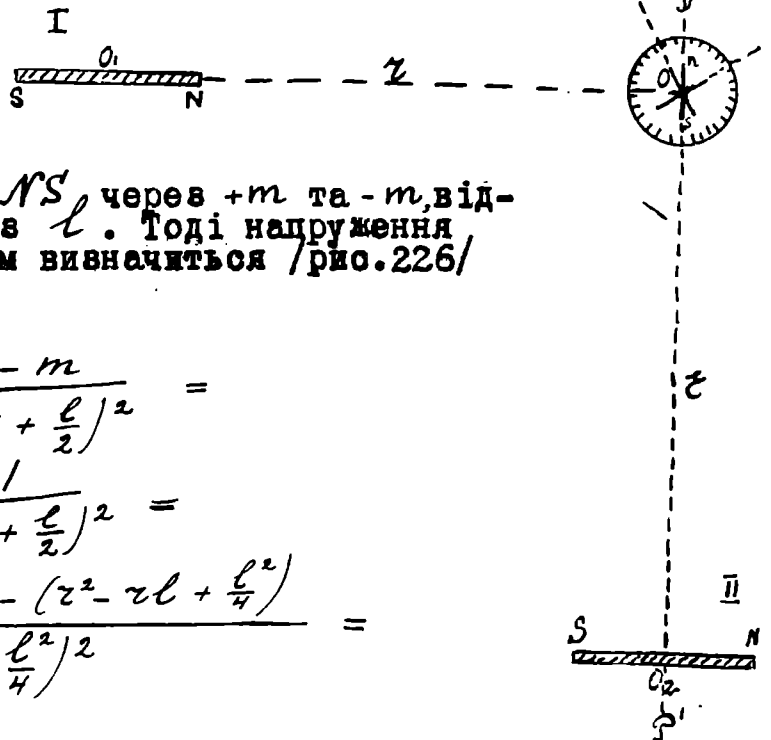


Рис. 225.

$$\begin{aligned}
 H_1 &= \frac{+m}{(z - \frac{l}{2})^2} + \frac{-m}{(z + \frac{l}{2})^2} = \\
 &= m \left\{ \frac{1}{(z - \frac{l}{2})^2} - \frac{1}{(z + \frac{l}{2})^2} \right\} = \\
 &= m \cdot \frac{(z^2 + z\frac{l}{2} + \frac{l^2}{4}) - (z^2 - z\frac{l}{2} + \frac{l^2}{4})}{(z^2 - \frac{l^2}{4})^2} = \\
 &= m \cdot \frac{2zl}{z^4(1 - \frac{l^2}{4z^2})} = \\
 &= \frac{2ml}{z^3} \left(\frac{1}{1 - \frac{l^2}{4z^2}} \right) \dots \dots \dots /235/
 \end{aligned}$$

Як що магнет $N'S'$ міститься не дуже близько до стрілки NS і

величина l у порівнянні з величиною z є незначною, то вираз l/z творить собою величину досить малу; в такому разі вираз $l^2/4z^2$ уявлятиме собою досить малу величину

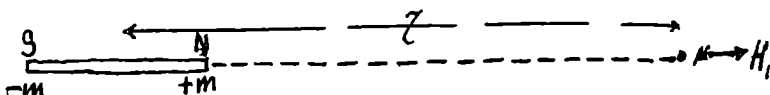


Рис. 226.

другого порядку, з яких причин цей вираз ми можемо без помітної помилки занехати. Отже взір /235/ ми можемо замінити простішим ввором:

$$H_1 = \frac{2ml}{z^3} = \frac{2M}{z^3} \dots \dots \dots /236/$$

Обчислимо напруження H_2 магнетного поля в точці O при другому положенні магнету. Вектор H_2 , як видно з рисунку 227, уявлятиме собою вислідний вектор двох складових векторів H_2' та H_2'' . Взявши на увагу, що $H_2'' = H_1'$ з подібності трикутників OH_2H_2' або OH_2H_2'' та OSM ми матимемо:

$$H_2 : H_2' = l : \sqrt{z^2 + \frac{l^2}{4}};$$

звідкиля:

$$H_2 = \frac{l H_2'}{\sqrt{z^2 + \frac{l^2}{4}}} = \frac{l H_2''}{\sqrt{z^2 + \frac{l^2}{4}}} \dots \dots \dots /237/$$

Але:

$$H_2' = \frac{m}{z^2 + \frac{l^2}{4}} \dots \dots \dots /238/$$

Отже вираз /237/ прибирає остаточно такий вигляд:

$$H_2 = \frac{lm}{(z^2 + \frac{l^2}{4})^{3/2}} = \frac{lm}{z^3} \cdot \frac{1}{(1 + \frac{l^2}{4z^2})^{3/2}} \dots \dots \dots /239/$$

Як що величина l у порівнянні з величиною z з'являється незначною, то вираз $(l/2z)^2$ ми без помітної помилки можемо занехати, і взір /239/ замінити простішим ввором:

Рис.227.

$$H_2 = \frac{ml}{z^3} = \frac{M}{z^3} \dots \dots \dots /240/$$

Порівняння ввору /240/ зі ввором /236/ дає нам:

$$H_2 = \frac{H_1}{2}; \quad H_1 = 2H_2 \dots \dots \dots /241/$$

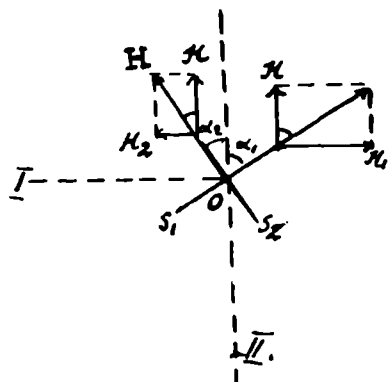
Як бачимо НАПРУЖЕННЯ ПОЛЯ, ВИТВОРЕНОГО НЕРУХОМИМ МАГНЕТОМ, Є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО КУБУ ВІДДАЛЕННЯ І ПРИ ПЕРШОМУ ГАУСОВІ ПОЛОЖЕННІ Є ВДВІЧІ БІЛЬШІМ НІЖ ПРИ ПОЛОЖЕННІ ДРУГОМУ.

Всі наші попередні міркування ми відносили до точки O , себ-то точки підвішення магнетної стрілки nS ; для цієї точки ми обраховували і напруження магнетного поля; але, взявши на увагу незначні розміри названої стрілки, ми без помітної помилки можемо прийняти, що напруження поля H зберігає свою вартість й для тих точок, що відповідають полям стрілки nS . Таким чином уважатимемо, що на магнетні маси $+m'$ та $-m'$, зосереджені в названих полях, діє сила по абсолютній вартості рівна $H_1 m'$ або $H_2 m'$. Для більшої простоти та зручності можемо покласти $m' = 1$ і тоді названа сила обернеться в H_1 або H_2 .

Після зроблених зауважень ми можемо продовжувати далі наше дослідження. Отже пригадаємо собі, що при умові відсутності нерухомого магнету NS стрілка nS , перебуваючи в магнетному полі Землі, була би зорієнтована в напрямку магнетного полуденника; в умовах досвіду, у вислід витворення ще другого магнетного поля, стрілка зорієнтовується в напрямку іншому, більше чи менше відступаючому від магнетного полуденника. Нехай n, s_1 /рис.228/ означає положення рівноваги стрілки при першому досвіді і n, s_2 - при другому; позначимо кути відхилення стрілки від площі полуденника відповідно через α_1 та α_2 .

Напруження H вислідного поля, що повстало через сполучення

поля земного та поля витвореного магнетом NS , визначиться геометричною сумою відповідних складових напружень, себ-то:



$$(H) = (H) + (H_1) \dots \dots \dots /242/$$

в першому випадку й

$$(H) = (H) + (H_2) \dots \dots \dots /243/$$

в другому. Є зрозумілим, що в обох випадках напрямок вектора H збігається з напрямком осі магнетної стрілки.

Звертаючись до нашого рисунку, ми дістаємо:

Рис. 228.

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{H_1}{H} = \frac{2m}{H \cdot r^3}; \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{H_2}{H} = \frac{m}{H r^2} \dots \dots \dots /244/$$

звідки для визначення H дістаємо два взори:

$$H = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_1} \cdot \frac{2m}{r^3}; H = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_2} \cdot \frac{m}{r^2} \dots \dots \dots /245/$$

Користаючись в одного з цих взорів, ми зможемо обчислити величину H , як що нам буде відомим момент магнета m або величини r та α , або α_1 знаходяться безпосередньо при досвіді. Щоби визначити величину m ми поступаємо так: беремо даний магнет NS і, підвісивши його на нитці, спостерігаємо процес його повних коливань. Знайшовши період його повного коливання T , на основі взору 228 напишемо:

$$H \cdot m = \frac{4\pi^2 k}{T^2} \dots \dots \dots /246/$$

З другого боку взори /245/ дають

$$\frac{m}{H} = \frac{r^3 \operatorname{tg} \alpha_1}{2} \quad \text{або} \quad \frac{m}{H} = r^2 \operatorname{tg} \alpha_2 \dots \dots \dots /247/$$

Таким чином для визначення двох невідомих величин: магнетного моменту m та повної складової земного магнетизму H ми маємо два рівняння /вираз /246/ та один з виразів /247/; розв'язавши ці рівняння, ми й знайдемо названі величини.

Пристрої, за поміччю яких переводяться описані досвіди, називаються МАГНЕТОМЕТРАМИ. На рис. 229 показано КОЛИБАЛЬНИЙ МАГНЕТОМЕТР; на рис. 230 та 231 - ВІДХИЛЬНИЙ МАГНЕТОМЕТР /у двох положеннях/.

Як що на географічній мапі відзначимо точки, що мають опільні вартості повної складової земного магнетизму H і злучимо їх поміж собою тяглими лініями, то дістанемо криві, які мають назву ІЗОДИН. Розміщення ізодин показує рис. 232.

Сукупність ізогонних, ізоклінних та ізодинних мап окреслює для будь-якої місцевості на земній поверхні вартості трьох елементів земного магнетизму.

§ 103. В деяких місцевостях вартості елементів земного магнетизму в досить значній мірі відрізняються від вартостей у місцях сусідніх. Такі несподівані відступлення від нормальних вартостей дістають назву МАГНЕТНИХ АНОМАЛІЙ. Найбільші магнетні аномалії знаходяться на півночі України /т.зв. Курська аномалія/, в Фінляндії, Великобританії та різних місцях Америки.

В кожній місцевості елементи земного магнетизму не зберігають цілком сталої вартості і в бігом часу зазнають певних ПЕРІО-

ДИЧНИХ ЗМІН. Такі зміни бувають ДОБОВІ /з періодом в одну добу/, РІЧНІ

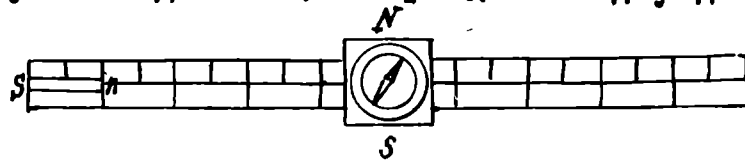
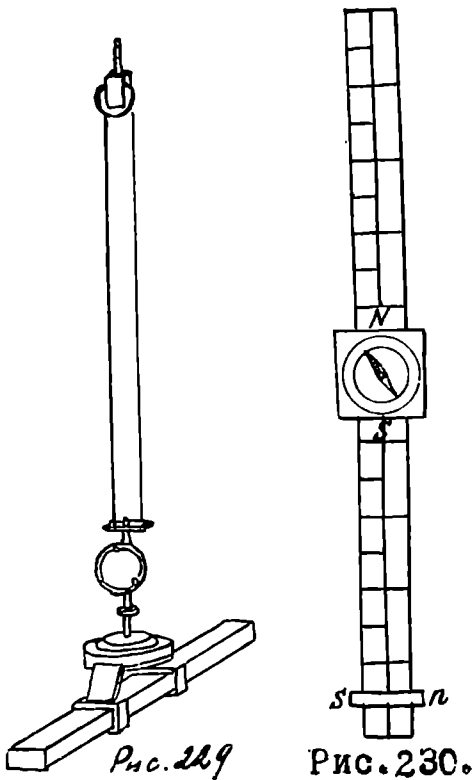


Рис. 231.

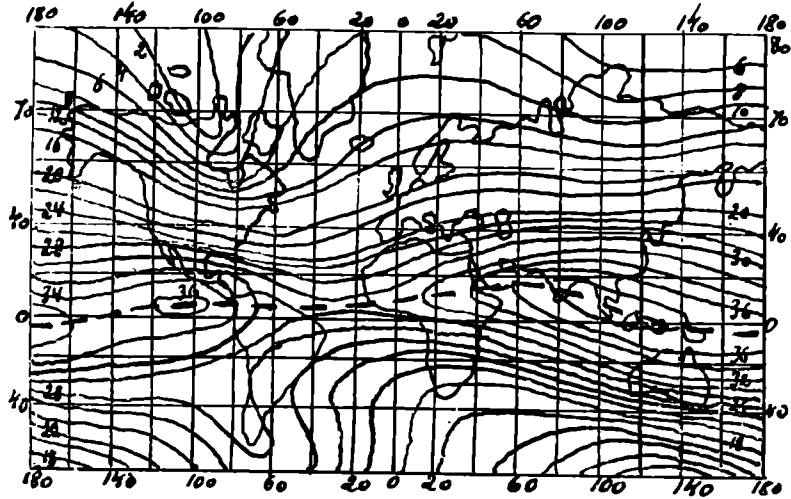


Рис. 232

/з періодом у один рік/ та ВІКОВІ /з періодом у декілька десятків років/. Безпосередніми спостереженнями встановлено, що в усіх названих процесах основну роль відіграє центральне тіло нашої системи Сонце; на магнетний стан Землі впливає сила сонячного випромінювання та різні процеси, що заходять на самому Сонці, з'окрема процес витворення темних плям. Про існування сталого зв'язку поміж двома названими категоріями в'явши красномовно кажуть діаграми рисунка 233.

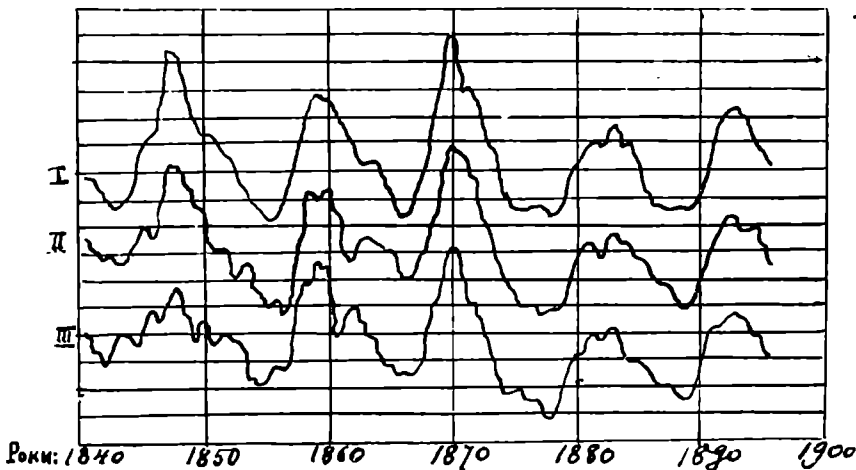


Рис. 233.

Тут перша крива визначає кількість сонячних плям, друга - зміни щоденні/магнетного відхилення, третя - зміни поверхової складової земного магнетизму. Розгляд наведених кривих показує нам, що зміна кількості сонячних плям та зміна вартості елементів земного магнетизму мають спільний період, що виносить біля 11 1/8 років.

Крім змін порядку періодичного елементи земного магнетизму підпадають часом раптовим неперіодичним змінам, що відомі під назвою МАГНЕТНИХ БУРЬ.

х/ При добовій зміні відхилення набуває максимальної вартості біля 2 год. пополудні. При річній зміні вона найбільшою буває в зимку, найменшою - в літку.

Для середньої Європи річна зміна відхилення виносить біля - 3' річна зміна поверхової складової земного магнетизму виносить біля + 0,00015 Гауса.

Спостереження, переведені на протязі довгих часів, показали, що магнетним бурям завше товаришать з одного боку особливо інтенсивні БІГУНОВІ СЯЙВА, з другого боку особливо помітні зміни на Сонці. Таким чином бачимо, що і магнетні бурі і з'явище бігунових сяйв /на внутрішньому аналізі якого ми спинимося пізніше/ є вислідом певних бурхливих процесів внутрі соняшньої маси.

§ 104. Питання про причини земного магнетизму творить собою одну з найменш з'ясованих проблем фізики. Попередній виклад приводить нас до тієї безсумнівної думки, що наша планета перебуває в магнетному полі центрального тіла - Сонця й що її магнетні властивості в певній мірі можуть бути пояснені тією МАГНЕТНОЮ ІНДУКЦІЄЮ, яку справляє Сонце на цілих просторах своєї системи. Але безсумнівним лишається і той факт, що й сама ЗЕМЛЯ ТЕЖ ТВОРИТЬ СОБЮ МАГНЕТ, який витворює самостійне магнетне поле. І пояснення названого факту як раз і зустрічає дуже значні утруднення; ще ГАУС робив спроби ближче підійти до цієї справи; він перевів спеціальні дослідження над земним магнетним полем і обрахував навіть вартість магнетного моменту Землі $M = 8,4 \cdot 10^{25}$; але до якихсь укінчених висновків не прийшов. Не мале дослідників ставлять земний магнетизм у безпосередній зв'язок з процесом обертання Землі довколо осі і, виходячи з цього, будують ті або інші теорії. Але той факт, що магнетна вісь земної кулі не збігається з вісю її обороту, в значній мірі утруднює прийняття названих теорій. Успішного розв'язання проблеми земного магнетизму можна сподіватися лише тоді, коли нагромадження досвідних даних подасть до розпорядимості теоретиків названої проблеми належний матеріал.

§ 105. Під діянням земного поля магнетна стрілка зорієнтовується в площі магнетного полуденника. Як що до земного поля долучається якесь друге поле, відмінного від нього напрямку, то під впливом останнього стрілка може вийти з площі полуденника. Такою дорогою ми можемо встановити факт існування стороннього поля і навіть поміряти його напруження. Але це з'являється можливим лише в тому випадку, коли напруження даного поля не досяить малим у порівнянні до напруження земного поля. При дуже малих напруженнях звичайна магнетна стрілка на їх не реагує і в площі магнетного полуденника не виходить. А між тим на практиці в більшості випадків доводиться як раз мати діло з полями незначних напружень; отже в цих випадках доводиться звичайну магнетну стрілку замінити стрілкою АСТАТИЧНОЮ /рис. 234/; останню витворюють два по можливості ідентичні магнети N^S та $N'S'$, нерухомо злучені по-між собою таким чином, що додатній полюс одного з них міститься поруч з від'ємним полем другого. Магнети N^S та $N'S'$ в боку земного поля вазнають протилежних діянь, а через те астатична система дуже легко виходить з площі магнетного полуденника. Таким чином описаною дорогою досягається висока чутливість відповідних мірних пристроїв; з практичними застосуваннями цієї методи ми ознайомимося в курсі електродинамики.

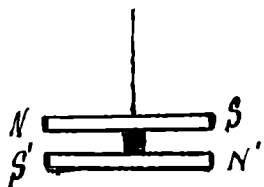


Рис. 234.



КОДАТОК

ТАБЛИЦЯ

основних величин електростатики, електрокинетики та магнетизма.

Назва величини	Зна-чення.	Вимір	Одиниця теоретична.	Одиниця практична й вираз її через одиницю
КІЛЬКІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОСТІ	q	$ Q = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Абсолютна електростатична одиниця	КУЛОН = $3 \cdot 10^9$ аб-сол.ел.-ст.один.
НАПРУЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ	$\mathcal{E}$	$ \mathcal{E} = L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	—	—
ПОТЕНЦІАЛ ЕЛЕКТРИЧНИЙ	v	$ V = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має.	ВОЛЬТ = $\frac{1}{300} (cgs)$
ЕЛЕКТРОЗАБИРНИСТЬ	C	$ C = L $	сантиметр	ФАРАД = $9 \cdot 10^{11}$ ом. МИКРОФАРАД = $9 \cdot 10^5$ м.
СИЛА ЕЛЕКТРИЧНОГО ТОКУ	i	$ I = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2} $	Абс.ел.ст. один.	АМПЕР = $3 \cdot 10^9 (cgs)$
ЕЛЕКТРИЧНИЙ ОПІР	z	$ R = L^{-1} T $	секунда	ОМ = $\frac{1}{9} \cdot 10^{11} (cgs)$
ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ	κ	$ \kappa = L T^{-1} $	—	—
КІЛЬКІСТЬ МАГНЕТИЗМУ	S	$ S = L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має	—
НАПРУЖЕННЯ МАГНЕТНОГО ПОЛЯ	H	$ H = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	ГАУС	—
МАГНЕТНИЙ ПОТЕНЦІАЛ	v	$ V = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	Назви не має	—
МАГНЕТНА ІНДУКЦІЯ	$\mathcal{I}$	$ I = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	МАКСВЕЛ	—
МАГНЕТНИЙ МОМЕНТ	m	$ m = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1} $	—	—

ЛИТЕРАТУРА.

1. Grimsehl. Lehrbuch der Physik. Band 2. 1923.
2. Müller - Pouillet's. Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Band IV. 1914.
3. Graetz. Lehrbuch der Physik. 1923.
4. Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, herausgegeben von Prof. Graetz. Band I. 1918.
5. J. Brunat. Cours d'Electricité'. 1924.
6. Rosenberg - Manduit. L'Electricité industrielle. 1923
7. Vladimír Novák. Fysika. Díl II. 1921.
8. Ženíšta. Fysika. Díl IV.
9. M. Kadlec. Fysika všeobecná a technická. Díl IV.
10. M. Kadlec. Úvodem do elektrotechniky. 1916.
11. Witkowski i Zakrzewski. Zarys fizyki. 1921.
12. А. Эйхенвальд. Электричество . 1913.
13. А. Корольков. Электротехника. 1909.
14. Ш. Клодт. Электричество и его применения. 1914.
15. Риги. Современная теория физических явлений. 1910.
16. Террелль - Крофт. Практическая электротехника. 1923.
17. Балдин. Физика ч. II. 1923.
18. В. Левицкий. Фізика.

На видання цього курсу даю свою згоду.

Березня 27 дня 1924 р.

Доцент

Доцент П. М. Мельников.

ЗАУВАЖЕНІ ПОМИЛКИ.

Сторінка	Рядок	Написано	Має бути
30	Всіх /51/	електрична одиниця	електростатична одиниця
32	19 згорі	на першому	де
"	21 "	слова: "на другому - навпаки" належить викреслити	

ПОМИЛКИ ТА НЕДОГЛЯДИ

зауважені в частині III /Наука про тепло/.

11	18 згорі	пересічної лінії	січної лінії
27	23 "	тоже	може
28	8 "	різниці висот	висоти
37	13	метафізичний	метафізичний
43	5,15 та 21	/127/	/128/

ПОМИЛКИ ТА НЕДОГЛЯДИ

зауважені в "Елементах термодинамики" /у доповнення до зазначених на стор. 126/.

15	Всіх /25/	$\begin{cases} v_2 = \text{Const} \\ t_3 \rightarrow t_4 \\ p_2 \rightarrow p_1 \end{cases}$	$\text{III} \begin{cases} v_2 = \text{Const.} \\ p_2 \rightarrow p_1 \\ t_3 \rightarrow t_4 \end{cases}$
"	Всіх /26/		Належить додати нумерацію IV.
23	3 здолни	$C_p = C_v + 0,0685$	$C_p = C_v + 0,0685$
46	Всіх /87/	ρ_0 / ρ	ρ_0 / ρ
77	Всіх /139/	$T_4 = 275^\circ$	$T_4 = 275,1$
79	14 здолни	стисненню	розширенню
81	19 згорі	функція стану повний диференціал якої	функція стану S' , повний диференціал якої dS
83	16 здолни	функція стану	функція стану S
88	16 "	куб	куб, руби якого виносять I см.,

Накладом Української Господарської Академії
в Ч. С. Р.

Видавниче Товариство при Українській Господарській Академії.
Č. S. R., Lázně Poděbrady, hotel „U krále Jiřího“ č. 42.