Władysław Znamiecki

DR. INŻ. STANISŁAW FRYZE
PROF. POLITECHNIKI LWOWSKIEJ

ELEKTROTECHNIKA OGÓLNA

TOM PIERWSZY

ELEKTRYCZNOŚĆ I MAGNETYZM

CZĘŚĆ PIERWSZA.

ELEKTRYCZNOŚĆ

LWÓW
NAKŁADEM „KOMISJI WYDAWNICZEJ" TOWARZYSTWA BRATNIEJ POMOCY
STUDENTÓW POLITECHNIKI LWOWSKIEJ
1926

S. 69

S. 70

S. 73

S. 96

S.05

621.3

POLITECHNIKA ... BIBLIOTEKA GŁÓWNA ... w Gliwicach

12453/1/I

646/59

Władysław Znaniecki

S P I S R Z E C Z Y .

TOMU PIERWSZEGO

E L E K T R Y C Z N O Ś Ć I M A G N E T Y Z M .

Str.

Przedmowa ..... 1 - 4

Rzut oka na rozwój elektrotechniki 5

Część pierwsza: Elektryczność.

I. ISTOTA ELEKTRYCZNOŚCI ..... 7 - 12

1. Teorja unitarna Franklina, ... 7

2. Teorja dualistyczna Symmera 8

3. Teorja „eteroidalna" Faradaya, Maxwella i Hertza .. 9

4. Teorja elektronowa Thomsona, Lorentza i Bohra 10

Stanowisko elektrotechniki wobec powyższych teoryj. 11

II. DZIAŁANIA ELEKTRYCZNE I ELEKTROMAGNETYCZNE ..... 13 - 17

Podział zjawisk. Zjawiska elektrostatyczne 14

Zjawiska elektrokinetyczne 16

III. SPOSOBY WYTWARZANIA ENERGJI ELEKTRYCZNEJ ..... 18 - 22

Stanowisko elektrotechniki wobec powyższych sposobów otrzymywania energji elektrycznej 20

Literatura do poprzednich rozdziałów 22

E L E K T R O S T A T Y K A

St

I. POJĘCIA, WIELKOŚCI I PRAWA ZASADNICZE ..... 23 - 32

1. Statyczny stan elektryczny 23

2. Prawo Coulomba 29

3. Stała dielektryczna (ε) 30

II. JEDNOSTKI WIELKOŚCI ZASADNICZYCH ..... 33 - 37

1. Jednostka ilości elektryczności 33

2. Jednostka potencjału 35

3. Jednostka pojemności 36

III. POMIARY ZASADNICZYCH WIELKOŚCI ELEKTROSTATYCZNYCH ..... 38 - 41

1. Pomiar potencjału 38

2. Pomiar ilości elektryczności 40

3. Pomiar pojemności odosobnionego przewodnika 41

IV. POLE ELEKTRYCZNE 42

V. SIŁY W POLU ELEKTRYCZNEM ..... 45 - 53

1. Zjawisko 45

2. Natężenie pola elektrycznego (K) 45

3. Linje sił elektrycznych 48

4. Strumień linij sił 52

VI. INDUKCJA W POLU ELEKTRYCZNEM ..... 54 - 69

1. Zjawisko 54

2. Indukcja elektryczna (D) 55

3. Związek między indukcją (D) a natężeniem (K) 58

4. Linje indukcji 59

5. Strumień indukcji (Ψ) 62

6. Osłona elektryczna 67

Str.

VII. PRACA W POLU ELEKTRYCZNEM ..... 70 - 104

1. Przemiany energetyczne w polu elektrycznem 70

2. Napięcie (U) 72

3. Potencjał pola elektrostatycznego (V) 78

4. Potencjał względny 83

5. Jednostki natężenia i potencjału 85

6. Pomiar potencjału i napięcia 88

7. Prawo kołowe 91

8. Związek między natężeniem (K) a potencjałem (V) ... 93

9. Powierzchnie ekwipotencjalne 96

10. Praca elektryzowania (A) 99

11. Energja układu naelektryzowanego Energja pola elektrostatycznego 102

VIII. NABÓJ ROZPROSZONY ..... 105 - 123

1. Gęstość nabóju 105

2. Nabój rozłożony linjowo 106

3. Cylinder o osi naelektryzowany równomiernie 109

4. Nabój rozłożony powierzchniowo 110

5. Ciśnienie elektrostatyczne (P) 112

6. Kula naelektryzowana równomiernie 116

IX. POJEMNOŚĆ UKŁADÓW ZŁOŻONYCH ..... 124 - 148

1. Związek Maxwella 124

2. Kondensatory 129

3. Łączenie kondensatorów 131

4. Energja kondensatora 132

5. Wpływ stałej dielektrycznej na pojemność 133

6. Obliczanie pojemności kondensatora 135

7. Obliczanie pojemności układów złożonych 140

8. Działania dynamiczne między okładkami kondensatora 145

9. Elektrometr absolutny Kelvina 146

10. Mostki pojemności 147

Str.

X. ROLA I WŁASNOŚCI DIELEKTRYKÓW ..... 149 - 180

1 Polaryzacja dielektryczna 149

2.Związek między natężeniem pola i polaryzac 153

3.Prąd dielektryczny Maxwella 159

4.Wpływ dielektryku na natężenie pola elektr nego 163

5.Pomiar natężenia (K) i indukcji (D) w dielektryku 165

6.Energja wewnętrzna dielektryku 169

7.Komórki energiotyczne 171

8.Działania dynamiczne wywierane na dielektryk polu el. 174

9.Załamania linij elektr. w dielektrykach 177

10.Nabój szczątkowy 179

XI. ZASADY WYTRZYMAŁOŚCI ELEKTRYCZNEJ ..... 181 - 202

1.Wyładowania elektryczne ..... 181.

2.Wyładowania iskrowe 182

3.Naprężenie (Δ), wytrzymałość elektryczna (δ) i opień bezpieczeństwa (k) 184

4.Zastosowanie 187

5.Wytrzymałość elektryczna na przebicie w zależnoś od stanu skupienia i rodzaju ośrodka 196

6.Wpływ brzegów na wytrzymałość elektryczną 198

7.Tablice wytrzymałości elektr używanych dielektryk. 202

XII ELEKTRYCZNOŚC ZIEMI ..... 203 - 206

1.Nabój, potencjał i pojemność ziemi 203

2.Wyładowania atmosferyczne 206

3.Gromochrony 206

LITERATURA DO CZĘŚCI PIERWSZEJ 209

ERRATA DO CZĘŚCI PIERWSZEJ 211

Dr. Inż. Stanisław Fryze,

Prof. Politechniki Lwowskiej.

E L E K T R O T E C H N I K A O G Ó L N A.

Przedmowa.

Polska literatura elektrotechniczna nie posiada dotąd podręcznika Elektrotechniki ogólnej [1]. Utrudnia to znacznie pracę zarówno nauczającym, jak i uczącym się tego przedmiotu. Zajmując katedrę Elektrotechniki ogólnej na Politechnice lwowskiej, uważam za swój obowiązek brak ten usunąć, tembardziej, że zarówno w traktowaniu przedmiotu jak i w układzie treści wprowadzam pewne zmiany.

Pojęcia odnośnie do Elektrotechniki ogólnej są do dziś dość rozbieżne. Obok opracowań prawie że czysto fizykalnych tego przedmiotu, spotykamy także opracowania - powiedziałbym - nazbyt techniczne. W pierwszych dużą część objętości poświęcono prawom fizykalnym (bez względu na ich ważność techniczną), w drugich naukę rozpoczyna się poprostu od prawa Ohma.

Na pytanie zasadniczego znaczenia dla układu podręcznika, czego ma uczyć Elektrotechnika ogólna, odpowiadam:

Elektrotechnika ogólna ma być pomostem łączącym ten dział fizyki, który traktuje o elektryczności i magnetyzmie z tym działem techniki, którego celem jest omówienie zastosowania działań elektrycznych i magnetycznych do celów praktycznych. W elektrotechnice ogólnej będą więc uwzględnione nie te zjawiska, prawa i teorje, które są najważniejsze dla fizyków, lecz te, które są (dziś) najważniejsze ze stanowiska praktycznego. Zatem elektrotechniki (ogólnej) nie należy identyfikować z elektrofizyką i odwrotnie. Fizyka jest nauką, której głównym celem

---

1) Patrz: Polska bibljografja elektrotechniczna „Przegląd Elektrotechniczny" Nr. 10, (1921) Str. 121, 122, 123.

jest dociekanie fizykalnych praw przyrody. Zadaniem elektrotechniki natomiast jest badanie naukowe sposobów przystosowania tych praw do celów praktycznych.

Zarówno fizyka jak i technika znajdują się w ciągłym rozwoju (w ostatnich czasach nawet bardzo intenzywnym). Pomosty układane więc d z i ś między fizyką a techniką mogą się j u t r o okazać niewystarczające. Bardzo niedawno jeszcze głównym terenem eksploatacyjnym elektrotechniki były prądy stałe, dziś dominujące miejsce zajmują w niej prądy zmienne. Nowoczesny elektrotechnik jest zniewolony (względami natury wyłącznie praktycznej) zaznajomić się nawet z takiemi dziedzinami, które dotąd wyłącznie zajmowały fizyków, jak prądy elektr. w rozrzedzonych gazach, prądy szybkozmienne i t.d. Widać stąd, że d z i s i e j s z a Elektrotechnika ogólna musi być odmienna od w c z o r a j s z e j , tak co do układu jak i co do treści. Nie wszyscy elektrotechnicy zdają sobie z tego sprawę, a wielu autorów podręczników Elektrotechniki ogólnej nie sili się nawet na zrewidowanie dotychczas obowiązujących metod analizy. Z biegiem lat gromadzi się też wskutek tego niepotrzebny balast i powstają trudności, które albo pomija się milczeniem, lub też „załatwia" z pomocą „recept", nic wspólnego z nauką nie mających.

Opracowanie niniejsze chcę uchronić od tych wad. Nie cofnę się nawet przed najradykalniejszemi zmianami uświęconego tradycją wykładu, gdy umożliwi to uproszczenie i łatwiejszą asymilację przedmiotu.

Daleki jestem od mniemania, że stwarzam rzecz bez zarzutu. W każdym razie jednak starałem się tak w układzie samego podręcznika jak i w opracowaniu treści, trzymać się pewnych wytycznych, które tu dla orjentacji krytycznie usposobionych czytelników przytaczam:

1. Wykład poprzedzam wiadomościami ogólnemi, („Elektryczność i Magnetyzm"), celem przypomnienia rzeczy znanych wprawdzie z fizyki, ale ułożonych w pamięci dość chaotycznie. Uzupełniłem je objaśnieniami, dotyczącemi istoty elektryczności i magnetyzmu, uważam bowiem, że przed rozważaniem działań elektrycznych i magnetycznych należy przedstawić poglądy (dawne i obecne) na istotę elektryczności i magnetyzmu.

2. Właściwy wykład rozpoczynam od „Elektrostatyki" i "Magnetostatyki", gdyż pominięcie tych dwu działów prowadzi dalej (w „Elektrokinetyce") do rażących nieścisłości (np. co do potencjału i napięcia, pola elektr. i magnetycznego i t.d.), niwecząc równocześnie ciągłość analizy, tak cenną ze względów dydaktycznych.
3. Dział traktujący o prądach stałych (tom II.) jest tu odseparowany od działu traktującego o prądach zmiennych (tom III.), albowiem prawa obowiązujące ściśle dla prądów stałych, można stosować do prądów zmiennych tylko przy całym szeregu zastrzeżeń, które m u s z ą być ustalone i wyliczone.
4. Jakkolwiek definiowanie należy do jednej z najtrudniejszych prac naukowych, nie będę go unikał, starając się określić każdą wielkość o ile możności w sposób ścisły i zarazem praktycznie zrozumiały.
5. Odnośnie do jednostek zająłem następujące stanowisko. Rozróżniam wzory fizykalne, wyrażone w układach bezwzględnych (Elektrostatycznym i Elektromagnetycznym) i wzory techniczne, wyrażone w układzie technicznym (praktycznym). Układy ES i EM uwzględnione są tylko o tyle, by wyjaśniały, skąd się biorą różne spółczynniki liczbowe we wzorach technicznych. Specjalne traktowanie układów miar przynależy do fizyki a nie do elektrotechniki.
6. Ze względu na rosnące znaczenie prądów zmiennych potraktowałem ten dział z większą pieczołowitością niż to się ogólnie praktykuje. (Zastosowanie strzałek kierunkowych do obwodów prądów zmiennych).
7. Pomiarom elektrotechnicznym (Miernictwo elektr.) trzeba w dzisiejszem stadjum rozwoju poświęcić osobny podręcznik. W Elektrotechnice ogólnej podaję więc tylko najniezbędniejsze i najprymitywniejsze wiadomości z tej dziedziny.
8. Literaturę elektrotech. polską i obcą cytuję tylko odnośnie do dzieł lub prac oryginalnych lub zasługujących na uwagę. Ze względu na to, że podręcznik przeznaczony jest głównie dla studentów lwowskiej Politechniki, uwzględnione są przedewszystkiem dzieła, znajdujące się w bibljotece tej uczelni.

9. Przy opracowaniu podręcznika nie krępowałem się ani jakąś z góry określoną objętością (ilością stron), ani też z góry określoną ilością materjału. Podręcznik Elektrotechniki ogólnej musi mieścić to wszystko, co jest niezbędne do pewnego operowania na układach elektrycznych ważnych technicznie. Oszczędności uskutecznione kosztem jakości lub jasności powodują straty czasu na studja dodatkowe samych podstaw elektrotechniki lub prowadzą w prostej linji do dyletantyzmu.

10. Poziom naukowy wykładu starałem się dostosować do umysłowości średnio uzdolnionego studenta, który opanował elementarne wiadomości z fizyki. Matematyczną analizę starałem się zredukować do minimum, rozszerzając natomiast rozważania fizykalne. - Z bardzo rozpowszechnionego zwyczaju posiłkowania się analogjami mechanicznemi, celem objaśnienia działań elektromagnetycznych, korzystam bardzo umiarkowanie, uważam bowiem, że przyszły elektryk musi przywyknąć do operowania kategorjami elektromagnetycznemi. Kto tego nie potrafi, nie nadaje się do studjów elektrotechnicznych.

Oto w głównych zarysach wytyczne, uwzględnione w opracowaniu niniejszego podręcznika, który będzie się składać z następujących części:

Tom I. Elektryczność i magnetyzm,

Tom II. Prądy stałe,

Tom III. Prądy zmienne,

Tom IV. Zaburzenia elektromagnetyczne.

Na razie wydany zostanie tom I. jako odbitka litograficzna, nakładem „Komisji Wydawniczej" Bratniej Pomocy stud. Polit. lwowskiej. Przy sprzyjających warunkach mógłby być wydany w roku bieżącym (1926) jeszcze tom II. (a może także i III.-ci.)

Lwów, w kwietniu 1926. Dr. Stanisław Fryze.

RZUT OKA NA ROZWÓJ ELEKTROTECHNIKI.

Już w starożytności poczyniono spostrzeżenia nad zjawiskami elektrycznemi i magnetycznemi (działania dynamiczne potartego bursztynu i magnesu naturalnego). Jako datę narodzin Elektrotechniki można przyjąć rok 1800, na rok 1789 przypadają bowiem doświadczenia Galvaniego z udami żabiemi, a w r. 1800 Volta buduje swój sławny stos elektryczny, dostarczający prądu stałego. Właściwy rozwój elektrotechniki datuje się od roku 1831, w którym Faraday odkrył działania, objęte ogólną nazwą i n d u k c j i e l e k t r o m a g n e t y c z n e j . Dopiero to niezmiernie doniosłe odkrycie umożliwiło produkcję energji elektrycznej w dowolnych ilościach, doprowadzając od r. 1870 (pierwsze prądnice elektryczne) do gigantycznego rozwoju przemysłu elektrotechnicznego.

W stosunkowo bardzo krótkim czasie, bo w ciągu lat 125, nauka o elektryczności i magnetyzmie nietylko wyszła z laboratorjów fizykalnych na szerszą arenę życia, umożliwiając wyzyskanie różnych form energji do celów praktycznych, lecz wstrząsnęła także podstawami wielu działów nauki (optyka, budowa materji i t.d.), dając podwaliny pod nowe teorje i hipotezy. Ważniejsze daty w chronologicznym porządku, odnoszące się do rozwoju elektrofizyki i elektrotechniki, podaje następujące zestawienie:

1789 Galvani przeprowadza badania z udami żabiemi.

1800 Volta buduje stos elektryczny i wyjaśnia zjawisko zaobserwowane przez Galvaniego.

1801 Nicolson i Carlisk odkrywają elektrolityczne działanie prądu.

1813 Davy uzyskał łuk elektryczny między węglami.

1820 Örstedt odkrywa działania elektromagnetyczne prądu. Amper ustala podstawy teoretyczne Elektromagnetyzmu.

1831 Faraday odkrywa działania objęte nazwą indukcji elektromagnetycznej.

1833 Faraday ustala prawa elektrolizy. Gauss i Weber opracowują układ absolutny miar.

1850 Morse i Wheatstone urządzają zdatny do użytku telegraf.

1856 Siemens konstruuje pierwszy induktor.

1860 Paccinotti konstruuje pierwszy twornik pierścieniowy.

1866 Planté buduje akumulator ołowiowy.

1867 Siemens podaje zasadę dynamomaszyny.

1868 Gramme konstruuje twornik pierścieniowy.

1872 Hefner i Alteneck podają konstrukcję twornika bębnowego.

1875 Bell urządza zdatny do użytku telefon.

1876 Jabloczkoff sporządza świece elektryczne.

1879 Siemens wprawia w ruch pierwszą kolej elektryczną.

1880 Edison buduje pierwszą zdatną do użytku żarówkę (węglową).

1881 Budowa pierwszej elektrowni w Ameryce (Nowy York). Faure ulepsza akumulatory (płyty akum. pastowane).

1883 Powstanie pierwszej elektrowni w Europie (Medjolan).

1884 Odkrycie transformatora.

1888 Ferraris, Tesla odkrywają pole magnetyczne wirowe. Hertz stwierdza doświadczalnie istnienie fal elektromagnetycznych (potwierdzenie teorji Maxwella).

1892 Lauffen n.N. - Frankfurt n.M. pierwsze przeniesienie siły na odległość (185 KM na 175 km).

1895 Marconi demonstruje pierwszy zdatny do użytku radjo - telegraf.

1908 De Forest wykonuje pierwsze udatne próby z radjo - telefonem.

T O M I.

E L E K T R Y C Z N O Ś Ć i M A G N E T Y Z M.

Część pierwsza: ELEKTRYCZNOŚĆ.

I. Istota elektryczności.

Pierwsze pytanie, które stawiamy rozpoczynając studjum elektrotechniki, brzmi: Co to jest elektryczność ?

Zaspokoimy je, przedstawiając w chronologicznym porządku rozwój myśli ludzkiej w usiłowaniach nad wyjaśnieniem istoty elektryczności.

1. Teorja unitarna Franklina (1747).

Franklin mniemał, że elektryczność jest pewnego rodzaju subtelną materją, f l u i d e m , przenikającym każde ciało. Istnieje tylko j e d e n fluid - elektryczność dodatnia (a więc ta, którą otrzymujemy n.p. na lasce szklanej potartej amalgamowaną skórą). Rolę ujemnej elektryczności przyjmuje na siebie materja. Cząstki materji odpychają się wzajemnie, ale przyciągają elektryczność dodatnią. Ciało nienaelektryzowane zawiera pewną normalną ilość elektryczności dodatniej, związanej z materją. Nie działa wtedy na inne ciała, albowiem równe co do natężenia lecz przeciwnie skierowane działania materji i elektryczności dodatniej, znoszą się wzajemnie. Naelektryzować jakieś ciało dodatnio, znaczy nagromadzić w niem nadmiar fluidu elektrycznego. Naelektryzować je ujemnie, znaczy ująć mu fluidu elektrycznego poniżej normy. Elektryzowanie polega tedy na p r z e n o s z e n i u się fluidu elektrycznego z jednego ciała na drugie. Całkowita ilość elektryczności nie zmienia się przytem wcale, dlatego przy potarciu dwu ciał różnorodnych, jedno nabywa tyle elektryczności ile drugie traci.

Elektryzowanie przez wpływ (indukcję elektr.) tłumaczy teorja Franklina przesunięciem się fluidu elektrycznego w materji, wskutek czego w jednych miejscach ciała jest nadmiar, a w drugich niedobór elektryczności (dodatniej).

Zobaczymy dalej, że teorja Franklina ma dużo wspólnych cech z najnowszą teorją elektronową, która także przyjmuje istnienie tylko jednego rodzaju elektryczności, jednakże nie dodatniej (jak przyjął Franklin) ale ujemnej (elektrony).

2. Teorja dualistyczna Symmera (1759).

Równolegle z teorją unitarną rozwijała się, podana nieco później, teorja dualistyczna. Symmer przyjmuje istnienie d w u p ł y n ó w elektrycznych, dodatniego i ujemnego. Stan elektryczny zależy od przewagi jednego z tych płynów. W ciele elektrycznie obojętnem znajdują się równe ilości elektryczności dodatniej i ujemnej. Płyn elektr. nie ginie, jeżeli jakaś jego część znika w jednem ciele, to taka sama część pojawia się w drugiem.

W obu powyższych teorjach, które przetrwały mniejwięcej do roku 1870, elektryczność pojmowana była m a t e r j a l n i e . Działanie na odległość (przyciąganie względnie odpychanie) naboji elektr. pojmowano w ten sam sposób jak działania grawitacyjne.

Doświadczenia Faradaya, który odkrył ważną rolę ośrodka w tych działaniach, zwróciły umysły w innym kierunku. Faraday postawił zasadę, że żadne ciało nie może działać tam, gdzie go niema. Wszelkie oddziaływania wzajemne, czy to mechaniczne czy jakiekolwiek inne, dwu ciał oddalonych od siebie, przenoszą się z jednego na drugie za pośrednictwem ośrodka, który między niemi się znajduje.

Konsekwentne zastosowanie tej zasady domagało się hipotezy, że tak zwana próżnia nie jest pusta, lecz, że wypełnia ją jakiś ośrodek, niedostrzeżony przez nasze zmysły - e t e r k o s m i c z n y . Maxwellowi udało się dowieść, że ten sam eter, którego istnienie przyjęto już z dawna w optyce, wystarczy także do wytłómaczenia zjawisk elektrycznych i magnetycznych. W ten sposób zapoczątkowany został okres Trzeci:

III. Teorja „eteroidalna" Faradaya, Maxwella i Hertza (1873-1900)[1)]

Materjalne pojęcie elektryczności zostaje odrzucone. Działanie elektryczne i magnetyczne tłómaczy się stanami hipotetycznego ośrodka, nazwanego e t e r e m k o s m i c z n y m. Punkt ciężkości został więc przeniesiony w ośrodek, gdzie należy doszukiwać się mechanizmu działań elektrycznych i magnetycznych. Materja odgrywa przy tych działaniach drugorzędną rolę, a elektryczności jako takiej oraz magnetyzmu jako takiego, niema wcale - są tylko stany eteru.

Naelektryzować jakieś ciało, znaczy, otaczający je eter wprawić w pewnego rodzaju stan naprężenia elastycznego. Przewodnik traktowany jest w myśl tej teorji jako bryła, wewnątrz której w stanie elektrycznym statycznym niema żadnych zmian przenikającego wszystko eteru. Powierzchnia (statycznie naelektryzowanego) przewodnika, to niejako oparcie dla naprężeń elastycznych eteru, rozpościerających się (teoretycznie) w nieskończoność. Prądy elektryczne, to zaburzenia elektromagnetyczne eteru. Rozprzestrzeniają się one z prędkością skończoną (w próżni równą prędkości światła). Eter służy wogóle jako pośrednik przy przenoszeniu działań elektrycznych i magnetycznych, przewodnik odgrywa tu tylko rolę toru, wzdłuż którego zaburzenie elektromagnetyczne się rozprzestrzenia.

Powyższa teorja umożliwiła nietylko wytłómaczenie całego szeregu zjawisk, ale dozwoliła na postawienie elektromagnetycznej teorji światła i praw, których z pomocą poprzednich hipotez nietylko nie można było przewidzieć, ale nawet wyjaśnić.

---

1) W roku 1873 ukazało się słynne dzieło Maxwella „Treatise on Electricity and Magnetism". Niemieckie tłómaczenie Weinsteina pt. Lehrbuch der Elektrizität und Magnetismus von J.Cl.Maxwell wyszło w r.1883. Świeżo wydał F.Emde pożyteczną książkę pt. „Auszüge aus J.Cl.Maxwells Elektrizität und Magnetismus" Braunschweig 1915. Polskiego tłómaczenia dzieła Maxwella dotąd (1926) nie posiadamy. Obszerne uwzględnienie znajduje teorja Maxwella w doskonałym podręczniku Dra Silbersteina „Elektryczność i magnetyzm" 3 tomy (1908 - 1913).

Elektryczność, która w teorjach dawniejszych, począwszy od Franklina, uważana była za jedyny czynnik realny, zeszła tu do znaczenia pomocniczego symbolu matematycznego. Realne znaczenie miały tylko stany ośrodka. Niedostatkiem tej teorji był brak zupełny łączności z atomistyką materji, wskutek czego pierwotna teorja elektromagnetyczna światła nie objaśniała dyspersji (rozszczepienia). Pozatem teorja Maxwella nie nawiązała żadnego kontaktu z bardzo ważnym działem nauki - elektrochemją, nie starając się zupełnie o wytłómaczenie mechanizmu elektrolizy. Wreszcie dalsze odkrycia (1896 Zeemana - wpływ magnesu na promieniowanie, i Becquerela - promieniowanie uranu i jego związków) zniewoliły do nowych hipotez dając podstawy ostatniej, najnowszej teorji, która do pewnego stopnia może być uważana za kombinację teorji Franklina lub Symmera z teorją Maxwel

4. Teorja elektronowa Thomsona, Lorentza i Bohra (1900).

Przedstawia ona niejako kombinację teorji unitarnej (względnie dualistycznej) i teorji eteroidalnej. Jakkolwiek zapatrywanie na rolę ośrodka (względnie eteru) zostaje utrzymane, to jednakże wraca dawne (choć dość odmienne) substancjonalne pojmowanie elektryczności. W przeciwstawieniu do poprzednich teoryj zachodzi tylko ta różnica, że nowa teorja przypisuje elektryczności strukturę atomistyczną, nazywając najmniejsze quantum, w jakiem elektryczność może wystąpić, e l e k t r o n e m (nabój elektronu według najnowszych pomiarów oceniono na $4{\cdot}77.10^{-10}$ jedn. elektrostatycznych). Doświadczalnie udało się stwierdzić tylko możliwość istnienia elektronów ujemnych. Elektryczność dodatnia występuje zawsze tylko w związku z materją, tak, że skłania niejako do identyfikowania z materją na wzór pierwszej (unitarnej) teorji Franklina.

Z teorji eteroidalnej zatrzymuje teorja elektronowa zapatrywanie ustalone na rolę ośrodka i jego pośrednictwo w przenoszeniu zmian elektromagnetycznych (fale elektromagnetyczne), jednakże uważa elektryczność za przyczynę (lub jedną z przyczyn) stany te wywołującą. W myśl teorji elektronowej przypuszczamy, że statyczne stany elektryczne (Elektrostatyka) wywołane są elektronami pozostającymi w spoczynku. Prąd elektryczny w metalach

może być pojmowany jako ruch elektronów. Prąd elektryczny w elektrolitach jest konwekcją elektronów za pośrednictwem materji. W próżni można wywołać ruch „swobodnych" elektronów (promienie katodowe) i ruch cząstek (materjalnych) naelektryzowanych dodatnio (promienie kanalikowe).

Drgania elektronów wywołują (według teorji elektronowej) drganie eteru czyli fale elektromagnetyczne. Według Rutherforda i Bohra, atomy (materji) są mikrokosmosami o wymiarze nie przekraczającym (dla wodoru) przestrzeni kuleczki o średnicy około 10^{-8} cm. W układzie takim "słońcem" jest dodatnio naładowane "jądro", około którego krążą (po kołach i elipsach) elektrony (ujemne atomy elektryczności). W każdym atomie naboje elektronów (ujemne) równoważą się z nabojami jądra (dodatniemi). Materja jest więc na zewnątrz elektrycznie obojętna. Nie zdołano jeszcze ustalić praw ogólnych, dozwalających na pewne wnioski co do rozmieszczenia elektronów naokoło jąder różnych pierwiastków, oraz co do konstrukcji samego jądra. Wszelako uprawnieni jesteśmy do przypuszczenia, że od stuktury jąder i ilości okrążających je elektronów zależy przeważna większość chemicznych i fizycznych własności materji. Od konstrukcji zaś samego jądra, masa i promieniotwórczość materji. Działania samorzutne materji (ciała promieniotwórcze) lub działania zewnętrzne, mogą spowodować zmiany w układach planetarnych atomów (wyrzucenie na zewnątrz zarówno elektronów jak i dodatnio naładowanych cząstek).

Stanowisko elektrotechniki wobec powyższych teoryj.

W myśl teorji elektronowej istnieje najprawdopodobniej tylko jeden rodzaj elektryczności - elektryczność u j e m n a (ta, która powstaje np. na pocieranej lasce ebonitowej). Rolę elektryczności dodatniej obejmuje najprawdopodobniej sama materja. Mimo tych wyników najnowszych badań, będziemy jednakże w dalszym ciągu - ze względu na tradycję i celem ułatwienia dociekań - mówili o elektryczności tak, jak gdyby chodziło o czynnik materjalny dwojakiego rodzaju: Elektryczność dodatnią i ujemną. Wyniki analizy nie doznają przez to żadnej zmiany, gdyż opierają się na faktach doświadczalnych, niezależnych od jakiejkolwiek teorji istoty elektryczności.

Podobny cel - ułatwienie i względy na tradycję naukową - ma także wprowadzenie do rozważań hipotetycznego ośrodka „ e t e r u k o s m i c z n e g o " , jakkolwiek najnowsze dociekania fizyków (teorja Einsteina) skłaniają do wniosku, że eter kosmiczny jest czynnikiem z b ę d n y m w tłómaczeniu zjawisk. Jedynym czynnikiem realnym w zjawiskach fizycznych są w oświetleniu najnowszych teoryj, tylko elektrony (atomy elektryczności ujemnej) i materja (ewentualnie z czynnikiem, który nazywamy elektrycznością dodatnią). Wszystkie próby zmierzające do wyjaśnienia działań zachodzących w eterze doznały niepowodzenia. Istnienie nieruchomego eteru nie da się przytem pogodzić z relatywistyczną teorją Einsteina. Jeżeli mimo to będziemy się jednakże nadal posługiwać eterem kosmicznym, jako środkiem pomocniczym w tłómaczeniu zjawisk, to trzeba pamiętać, że odgrywać on ma jedynie rolę czynniki abstrakcyjnego, utrzymującego się dotąd tylko dzięki tej właściwości umysłu ludzkiego, z powodu której dla każdego zjawiska fizykalnego doszukujemy się jakiegoś podścieliska o własnościach przystosowanych do zaobserwowanych faktów. Własności żadnego z substratów nie ulegały tak wielkim zmianom, jak właśnie eteru kosmicznego. Przed elektromagnetyczną teorją światła, eter pojmowano jako idealne ciało stałe, sprężyste, o skomplikowanych właściwościach. Dzięki Maxwellowi nabraliśmy o nim innego wyobrażenia. Miał to być ośrodek, w którym mogą powstawać napięcia, wiry i fale elektromagnetyczne . Dalszy rozwój nauki zmierza do zupełnego wyeliminowania eteru z rzędu czynników realnych, mających wpływ na budowę wszechświata. Niemniej jednak i o tak zwanej próżni jesteśmy przecież zniewoleni mówić, jak o czemś realnie istniejącem. Jakkolwiek bowiem, w myśl najnowszych poglądów mamy ją „za nic", to jednakże świadomie czy podświadomie przypisujemy jej przecież pewne właściwości - jak rozciągłość geometryczną, jednolitość, ciągłość i niezmienność, no i w końcu to zachowanie się odnośnie do zmian elektromagnetycznych, które w treściwej formie wyrażają równania Maxwellowskie.

Pozostawiając dociekania w tym kierunku fizykom, musimy w rozważaniach naszych obrać drogę, umożliwiającą zapoznanie się z koniecznemi

podstawami naukowemi elektrotechniki w sposób najprostszy. Będziemy więc mówić o dodatnich i ujemnych nabojach elektrycznych i o eterze jako o czynnikach najzupełniej realnych, dalej o ruchu elektryczności dodatniej (prąd) jakkolwiek wiemy, że ten czynnik w odosobnieniu od materji niema żadnego znaczenia realnego. Podobnie traktować będziemy (dalej) i zjawiska magnetyczne, które przypisywać będziemy bądźto działaniu nierealnych mas magnetycznych, bądź też działaniu równie nierealnych ruchów elektryczności dodatniej (realny może być tylko ruch elektronów ujemnych, lub ruch elektryczności dodatniej łącznie z materją - o ile wogóle dodatnia elektryczność istnieje). Przeprowadzone w ten sposób rozważania doprowadzą nas - zdaje mi się - najłatwiej do celu.

II. DZIAŁANIA ELEKTRYCZNE I ELEKTROMAGNETYCZNE.

Niezmierną mnogość zjawisk, w których występują działania elektryczne względnie elektromagnetyczne można podzielić na dwie grupy ogólne:

A. Zjawiska elektrostatyczne,

B. Zjawiska elektrokinetyczne.

Do pierwszej grupy zaliczamy te wszystkie zjawiska, w których albo ujawnia się albo działa elektryczność statyczna (w spoczynku).

Do drugiej grupy zaliczamy zaś te zjawiska, w których ujawnia się albo działa elektryczność galwaniczna (w ruchu).

Wypada zaraz zaznaczyć, że wymienione nazwy nie oznaczają dwu różnych rodzaji elektryczności. Elektryczność w istocie swej jest tylko jedna. Jednakże inne działania wywołuje gdy jest w spoczynku, a inne gdy jest w ruchu. Różnice te znajdują uwzględnienie formalne w nazwach powyższych, przekazanych nam tradycją. Pozatem należy podkreślić, że podany podział pochodzi z tych czasów, w których uznawana była teorja unitarna, względnie dualistyczna. Zatrzymujemy go i obecnie, gdyż daje dogodną klasyfikację zjawisk podstawowego znaczenia dla elektrotechniki.

Zjawiska elektryczne, względnie elektromagnetyczne mogą przebiegać albo tak, że przy nich różne formy energji zostają przemienione na

formę elektryczną (potencjalną - nabój, względnie pole elektrostatyczne, kinetyczną - prąd, względnie pole elektromagnetyczne), lub też tak, że w trakcie ich trwania energja elektryczna zostaje przemieniona na inne formy. „Perpetuum mobile" jest więc także w zakresie zjawisk elektryczny niemożliwe do zrealizowania.

Odnośnie do pierwszych przemian, mówimy o ź r ó d ł a c h energji elektrycznej, odnośnie do drugich o o d b i o r n i k a c h energji elektrycznej. - Wiele zjawisk elektrycznych przebiega, że tak powiemy, p r z e m i e n n i e. Np. prąd w przewodniku powoduje powstanie ciepła (Joula) i na odwrót, ciepło może wywołać prąd. Działania elektrochemiczne powstają pod wpływem prądu i nawzajem mogą wywołać prąd i t.d. W zestawieniu poniżej podanem głównych zjawisk elektrycznych, wskażemy, które z działań są w tem znaczeniu przemienne. Tu wypada tylko zaznaczyć, że jak wszędzie tak i tu, przemiany energietyczne połączone są ze stratami energji, które przyjmujemy jako rozprószenia energji na przemiany niepożądane.

A. Zjawiska elektrostatyczne.

Przynależą tu, ściśle biorąc, tylko następujące grupy zjawisk:

1. Działania dynamiczne.

Między nabojami elektrycznemi ujawniają się działania sił, a mianowicie przyciąganie (naboji różnych znaków), odpychanie (naboji tych samych znaków). Na działania te ma ważny wpływ ośrodek, który powoduje w ogólności z m n i e j s z e n i e działań dynamicznych.

2. Działanie indukcyjne. (influencja elektrostatyczna).

Naboje elektryczne indukują (elektrycznie) nowe naboje. (Zawsze dwu przeciwnych znaków, lecz o identycznych wielkościach). Izolatory ulegają wskutek działań indukcyjnych polaryzacji elektrycznej.

3. Działania mechaniczne. (elektrostrykcja)

Wskutek działań dynamicznych naboi elektrycznych, rozmieszczonych powierzchniowo lub przestrzennie, na ciele naelektryzowanem, ciało to doznaje n i e z n a c z n e j zmiany kształtu geometrycznego.

4. Działania elektrooptyczne.

Niektóre ciała (szkło, kwarc, parafina, naftalina, woda i t.d.) zmieniają swe właściwości optyczne w silnem polu elektrostatycznem. Działania te przypisać należy polaryzacji tych ciał, spowodowanej indukcyjnem działaniem pola elektr.

5. Działania fizjologiczne.

Ciała silnie naelektryzowane wpływają (przez swe pole elektr.) na organizmy zwierzęce i roślinne. (Kultura elektryczna w rolnictwie). Nie zdołano jeszcze ustalić, czy mamy tu do czynienia z wpływem samego pola elektrycznego, czy też t.zw. cichych wyładowań, które przynależą już do zjawisk elektrokinetycznych.

Wypada wspomnieć jeszcze o działaniach, jakie wywiera elektryzowanie na zachowanie się i ustrój koloidów. Tu jednakże chodzi właściwie już także o działanie elektrokinetyczne.

Z wymienionych wyżej działań, wyzyskujemy t e c h n i c z n i e jedynie działania dynamiczne. (Urządzenia oparte na zjawisku Johnsena i Rahbeka oraz odpylanie gazów przez naelektryzowane konduktory). Pozatem czynione są próby w rolnictwie, zastosowania pola elektrycznego do polepszania wydajności gleby (z pomocą naelektryzowanych siatek, rozpiętych w odległości kilku metrów nad ziemią).

Jak widać z powyższego, niewiele jest działań elektrostatycznych a jeszcze mniej nadających się do wyzyskania praktycznego. Być może, że stąd pochodzi brak żywszego zainteresowania się Elektrostatyką u elektrotechników. Stan ten jednak winien ulec zmianie, bo z elektrostatyki wywodzi się cały szereg praw, zastosowanych następnie w Elektrokinetyce.

B.Zjawiska elektrokinetyczne.

Można je ogólnie podzielić na następujące grupy:

1. Działania elektrotermiczne.

Turmalin ogrzany elektryzuje się (na jednym końcu dodatnio, na drugim ujemnie). Przy przepływie prądu przez ośrodek materjalny powstaje ciepło (Joule'a). Ogrzaniu styku dwu różnych metali towarzyszy naelektryzowanie tych metali (względnie, gdy połączymy je w zamknięte koło - krążenie prądu). - Ciepło jest formą energji i może być - jak widać z powyższego - przemienione na energję elektryczną i odwrotnie. Przemiany pierwszego rodzaju zachodzą w t.zw. ogniwach elektrotermicznych, przemiany drugiego rodzaju we wszystkich urządzeniach, przez które płyną prądy elektryczne.

2. Działania elektrochemiczne.

Elektrolity ulegają przy przepływie prądu przemianom chemicznym (Elektrochemja). Działania elektrochemiczne są zdolne wyzwolić energję elektryczną (Ogniwa elektrochemiczne). Zatem i energja chemiczna może być przemieniona na elektryczną i odwrotnie.

3. Działania elektromagnetyczne.

Prądowi elektrycznemu towarzyszy pole magnetyczne (Elektromagnesy). Pole magnetyczne mieści pewien zapas energji potencjalnej. Zatem wytworzenie pola wymaga nakładu pracy, a zniknięciu jego towarzyszyć musi wydzielenie energji (Samoindukcja).

4. Działania elektrodynamiczne.

Przewodniki pod prądem działają na siebie dynamicznie. (Przy zgodnych kierunkach prądów przyciągają się, przy przeciwnych, odpychają się). Działania dynamiczne ujawniają się także między przewodnikami pod prądem a polem magnetycznem, wytworzonem w dowolny sposób (Motory).

5. Indukcja elektromagnetyczna.

W przewodniku poruszającym się odpowiednio w polu magnetycznem

powstają prądy elektryczne (Prądnice). Podobnie powstają prądy w nieruchomych przewodnikach, gdy obejmują zmieniający się strumień magnetyczny (Transformatory).

6. Działania promieniotwórcze.

Energja elektryczna ulega przemianie na promieniowanie cieplne, świetlne, chemiczne (żarówki, lampy łukowe, luminiscencja i t.p.). Tu należą także promienie Röntgena, wyzwalane przez promienie katodowe (ruch swobodnych elektronów ujemnych) przy udarze tychże o antikatodę. Promieniowaniu ciał radioaktywnych towarzyszą stany elektryczne. (Elektryzowanie otoczenia w pobliżu radu).

7. Działania fizjologiczne.

Prąd elektryczny wywiera (dobroczynne lub szkodliwe) działanie na organizmy zwierzęce. - Niektóre zwierzęta (torpedo electricus, węgorz elektryczny i t.d.) wytwarzają w swych organizmach naboje elektryczne (o znacznych potencjałach).

Wszystkie wymienione powyżej działania elektrokinetyczne znajdują tak rozległe zastosowanie w praktyce, że muszą być (dalej) oddzielnie omówione. Tu wypada tylko zauważyć, że każde z działań zawarte w podanych powyżej grupach może być - z praktycznego punktu widzenia - pożyteczne (działanie pożądane) lub szkodliwe (działanie niepożądane). Tak np. wytwarzanie ciepła w grzejniku elektr. jest działaniem pożądanem i dlatego pożytecznem, zaś powstawanie ciepła w przewodach rozprowadzających energję elektr. jest działaniem niepożądanem, przeto szkodliwem.

Wypada jeszcze mimochodem zaznaczyć, że kinetycznym stanom elektr. towarzyszą działania magnetyczne i odwrotnie, kinetycznym stanom magnetycznym towarzyszą działania elektryczne. Przeradzanie się jednych stanów w drugie, jest istotą fal elektromagnetycznych.

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA w Gliwicach

III. SPOSOBY WYTWARZANIA ENERGJI ELEKTRYCZNEJ.

Z poprzedniego zestawienia widać, że energję elektryczną można ogół uzyskać przez działania:

1. Mechaniczne.

Tarcie, ściskanie, uderzanie, zwykły kontakt wielu różnych ciał, przejście z jednego stanu skupienia w drugi (krystalizacja), spowodować mogą (w odpowiednich warunkach) powstanie stanów elektrycznych (zasadniczo statycznych, więc zawierających energję elektryczną w formie potencjalnej). Istota ciał, a głównie stan ich powierzchni, mają tu znaczenie dominujące.

Zastosowanie praktyczne: Maszyny elektrostatyczne tarciowe (dziś prawie nieużywane).

2. Influencyjne. (Indukcja elektryczna).

Na przewodnikach umieszczonych w pobliżu ciał naelektryzowanych powstają naboje elektryczne, przyczem ciała indukujące nie tracą nic ze swego zapasu elektryczności. Powstaje tu znów energja elektr. w formie potencjalnej (naboje w stanie statycznym), względnie w formie kinetycznej (rozbrojenia).

Zastosowanie praktyczne: Maszyny influencyjne (głównie do celów laboratoryjnych) Na uwagę zasługuje szczególnie maszyna Wommelsdorfa [1].

W obu powyższych przypadkach energję elektryczną otrzymujemy kosztem pracy mechanicznej (Pokonanie przyciągania różnoimiennych naboji).

---

1) Opis maszyny Wommelsdorfa: Annalen der Physik (1902) tom 9., Str.651; (1904) tom 15., Str.842 i 1019; (1905) tom 16., Str.334; (1907) tom 23., Str.601, 609; tom 24., Str.483;
Physikalische Zeitschrift 1904, Nr.5., Str. 792 i Nr.6., Str 177 z r.1905.
ETZ 1911 Str.1247 i 1912. Str.124.

3. Chemiczne.

W ogniwach chemicznych związki bogate w energję chemiczną przechodzą w związki uboższe w tę energję. Uwolniona energja przemieniona zostaje w formę elektryczną (prąd).

Zastosowanie praktyczne: Ogniwa i akumulatory.

4. Termiczne.

W ogniwach termicznych ciepło pobrane z otoczenia przemienione zostaje w energję elektryczną (prąd). Sprawność (η) takiej przemiany jest nader mała (η wynosi około 1%).

Zastosowanie praktyczne: Ogniwa termiczne (do celów laboratoryjnych) i termometry elektryczne.

Uwaga: Do termicznych sposobów wytwarzania energji elektr. należy także elektryzowanie się kryształów pod wpływem ciepła. Np. ogrzany turmalin elektryzuje się na jednym końcu dodatnio na drugim ujemnie. Efekt ten nie ma żadnego praktycznego znaczenia.

5. Indukcyjne.

Indukcję elektromagnetyczną wyzyskujemy do wytwarzania energji elektr. w dużych ilościach i różnych rodzajach z pracy mechanicznej.

Zastosowanie praktyczne: Dynamomaszyny i generatory prądu zmiennego.

6. Promieniotwórcze.

Ciała promieniotwórcze (rad i pokrewne) elektryzują otoczenie, pozatem promieniowanie tych ciał jest również elektrycznej natury. Uzyskana w ten sposób energja pochodzi z rozpadu atomów.

7. Fizjologiczne.

Organizmy żywe produkują energję elektryczną (naboje elektr.) w swych tkankach (torpedo electricus, węgorz elektryczny i t.d.) Powstaje tam ona wskutek działań chemicznych.

Stanowisko elektrotechniki wobec powyższych sposobów otrzymywania energji elektrycznej.

Odnośnie do źródeł energji elektrycznej pracujących na zasadzie powyższych działań, należy zauważyć co następuje:

a) Przez tarcie i influencję elektr. można wytworzyć tylko bardzo nieznaczne ilości energji elektr. Moc elektr. dużych maszyn influencyjnych nie przekracza kilkunastu watów. (Wat jest to 1/736 część konia mechanicznego). Działania mechaniczne i influencyjne dostarczają naogół bardzo małych ilości elektryczności (mikrokulomby [1] w sekundzie) przy bardzo wysokich potencjałach (dziesiątki tysięcy woltów).

b) Także chemiczne źródła energji elektr. produkują jej w stosunku do swej wielkości i ciężaru małe ilości. Np. normalne ogniwo Léclanche'a używane do dzwonków, jest w stanie dostarczyć zaledwie około 1/2 amp. prądu przy napięciu około 1 wolta. Reprezentuje to moc 1/2 wata, t.j. około 1/1500 część konia mechanicznego (1 KM = 736 watów). Nieco lepiej przedstawiają się akumulatory; niemniej jednak baterja stała o mocy 1 KM waży około 100 kg i zajmuje objętość około 1/2 m^3. Napięcia używanych ogniw wynoszą od 1 V (Meidinger) do 2°4 V, (ołów - cynk), są więc niskie. (Najniższe normalne napięcie prądów silnych wynosi 110 V).

c) Jeszcze gorzej przedstawia się sprawa odnośnie do ogniw termicznych. Baterje takich ogniw wytwarzają znikome ilości energji (np. stos Gülchera około 10 watów), zużywając ogromne ilości materjału opałowego. Przytem napięcie jednego ogniwa termicznego mierzy się na stopień zaledwo w mikrowoltach (10^{-6} V). Praktycznemu użyciu tych ogniw do produkcji energji elektr. stoi na przeszkodzie jeszcze nazbyt mała sprawność (η około 1%).

d) Jedynie działania indukcyjne dozwalają na produkcję energji elektr. w ilościach dowolnych, przy napięciach (z zastosowaniem transformatorów) dochodzących już (laboratoryjnie) do miljona woltów. Ostatnio

---

1) mikro oznacza miljonową część (10^{-6}).

buduje się generatory elektr. o mocy dochodzącej do stu tysięcy koni w jednej jednostce!

Także sprawność urządzeń produkujących energję elektr. na zasadzie indukcji przewyższa wszystkie inne (o ile chodzi o przemianę pracy mechanicznej motoru popędowego na energję elektryczną). Straty w generatorach elektr. wynoszą przy dużych jednostkach zaledwo kilka procent.

Nic dziwnego, że w elektrotechnice najwięcej miejsca poświęca się indukcyjnym źródłom energji elektrycznej, mają one bowiem - praktycznie ż.największe znaczenie. - Do niedawna dominujące znaczenie, jako indukcyjne źródła prądu, miały dynamomaszyny (źródła prądu stałego). Obecnie wypierają je coraz bardziej generatory prądu zmiennego. Ewolucja ta dokonuje się dzięki temu, że z pomocą prądów zmiennych można przesyłać energję elektryczną na dalekie odległości (Zastosowanie transformatorów).

LITERATURA DO POPRZEDNICH ROZDZIAŁÓW.

Lektura:

LORIA Eter i Materja (1921).

SCHMIEDT Weltäther , Elektrizität, Materie (1921).

WIECKERT, Der Äther im Weltbild der Physik (1921).

GRÄTZ, Die Atomtheorie (1921).

SIEBEL, Die Elektrizititität in Metallen (1922).

GROTOWSKI i tow., Zdziejów rozwoju fizyki (1913).

ROSENBERGER, Die moderne Entwicklung der elektrischen Prinzipien (1898).

CAMPBELL, Modern electrical theory (1907) (Polski przekład: Silberstein, Spółczesna teorja elektryczności).

Podręczniki:

GRAETZ, Die Elektrizität und ihre Anwendungen (Elementarna, nader zajmująca książka). Dotąd wyszło przeszło dwadzieścia wydań!

GRAETZ, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, 4 tomy (1923). (Dzieło wyczerpujące i cenne).

CHWOLSON, Lehrbuch der Physik (wyd. 1-sze i 2-gie) tom 4-ty w dwu częściach. (Dzieło to tłómaczone z oryginału rosyjskiego na języki niemiecki, francuski i angielski, zasługuje ze wszech miar na bardzo gorące polecenie).

WITKOWSKI, Zasady fizyki, 3-ci tom (Elektryczność i Magnetyzm).

E L E K T R O S T A T Y K A .

I.Pojęcia, wielkości i prawa zasadnicze.

1.Statyczny stan elektryczny.

Statyczny stan elektryczny ciała, ujawniający się w całym szeregu działań (dynamicznych, indukcyjnych i t.d.) przypisujemy obecności pewnego czynnika (agens) nazwanego e l e k t r y c z n o ś c i ą .

Wyniki wielu znanych doświadczeń (np. zobojętnianie działania naelektryzowanej laski szklanej działaniem naelektryzowanej laski ebonitowej), zniewalają do rozróżnienia d w u rodzaji czynnika nazwanego elektrycznością. Czynimy temu zadość określając jeden rodzaj (z potartego szkła) nazwą e l e k t r y c z n o ś c i d o d a t n i e j , a drugi (z potartego ebonitu) nazwą e l e k t r y c z n o ś c i u j e m n e j . Oznaczenia takie nie przesądzają bynajmniej wyników, do jakich dojść mogą dociekania odnośnie do istoty elektryczności. Mają one tylko na celu ułatwienie w opisywaniu poznanych faktów i udogodnienie analizy.

W zachowaniu się materji odnośnie do elektryczności można odróżnić wyraźnie dwie grupy ciał: Przewodniki i izolatory.

P r z e w o d n i k i są to takie ciała, w których działanie pola elektrycznego powoduje rozdzielenie elektryczności w obrębie c a ł o ś c i na dwa różnoimienne, ilościowo równe naboje, zgrupowane oddzielnie na powierzchni (indukcja elektrostatyczna).

I z o l a t o r y są to takie ciała, w których działanie pola elektrycznego powoduje rozdzielenie elektryczności w obrębie poszczególnych drobin na dwa różnoimienne, ilościowo równe naboje drobinowe, rozmieszczone p r z e s t r z e n n i e w całem ciele (polaryzacja dielektryczna).

Przewodniki przewodzą elektryczność (prądy elektr.), izolatory nie przewodzą elektryczności (względnie przewodzą słabo).

Należy podkreślić, że między przewodnikami a izolatorami niema ostrej granicy. Wprawdzie żaden z przewodników nie jest izolatorem, ale zato wszystkie izolatory są w mniejszym lub większym stopniu przewodnikami (Prócz tego, że ulegają polaryzacji, jeszcze także przewodzą naboje).

Przewodniki dzielimy na dwie grupy: Na tak zwane przewodniki właściwe i elektrolity. (Przewodniki I-szej i II-giej klasy).

P r z e w o d n i k i w ł a ś c i w e (metale, węgiel) nie ulegają pod prądem zmianom chemicznym. E l e k t r o l i t y (roztwory soli, kwasów, zasad), ulegają pod prądem zmianom chemicznym (rozkład na dwie grupy składników).

Statyczny stan elektryczny p r z e w o d n i k a charakteryzujemy przy pomocy dwu wielkości zasadniczych: Ilości elektryczności (symbol Q) i potencjału (symbol V).

I l o ś ć e l e k t r y c z n o ś c i Q pojmujemy jako liczbę jednostek czynnika (agens) nazwanego elektrycznością.

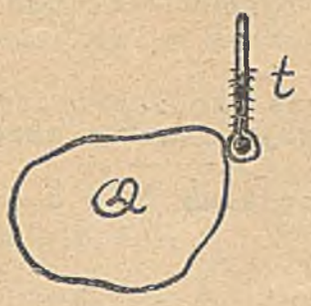
P o t e n c j a ł V możemy pojmować, o d n o ś n i e d o p r z e w o d n i k a jako jego s t o p i e ń n a e l e k t r y z o w a n i a .

W powyższych określeniach opieramy się na analogjach stanów elektrycznych i cieplnych: Ilość elektryczności (Q) odpowiada ilości ciepła (Q), potencjał elektr. przewodnika (V) odpowiada temperaturze (t), pojmowanej jako stopień ogrzania.

Analogje te sięgają głębiej, niżby się to z pozoru wydawało. Oto temperaturę (stopień ogrzania) przewodnika wskazuje termometr odpowiednio z nim zetknięty (Rys.1), zaś potencjał (stopień naelektryzowania) przewodnika wskazuje elektrometr (t.j. elektroskop opatrzony odpowiednią podziałką) zetknięty z nim metalicznie, względnie połączony z nim przewodem (Rys.2)

---

1) W dalszym ciągu będziemy odróżniali: przewodnik i przewód. Pojęcie przewodnika określono już poprzednio. Przewodem nazywać będziemy, przewodnik, który służy jako pomost do przemieszczania elektryczności.



Rys.1.

Rys.2.

Dalej temperatura (stopień ogrzania) i potencjał (stopień naelektryzowania) przewodnika są linjową funkcją ilości ciepła (Q) względnie ilości elektryczności (Q) i zależą w jednakowy sposób od pojemności (C) cieplnej, względnie elektrycznej tego przewodnika. Podobnie jak przy cieple, można i tu p o j e m n o ś ć e l e k t r y c z n ą p r z e w o d n i k a pojmować jako zdolność mieszczenia elektryczności. (Definicja ta da się utrzymać - jak zobaczymy dalej - tylko dla przewodników odosobnionych). Doświadczalnie stwierdzamy, że potencjał (V) przewodnika naelektryzowanego nabojem (Q) jest wprost proporcjonalny do ilości elektryczności Q, a odwrotnie proporcjonalny do pojemności elektr. tego przewodnika.

$$V = \frac{Q}{C} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Jest to pierwsza podstawowa zależność między wielkościami V, Q, C, ustalona doświadczalnie.

Analogiczną zależność mamy także przy cieplnych stanach przewodnika:

$$t = \frac{Q}{C}$$

Doświadczalnie stwierdzamy dalej (np. przy pomocy elektroskopu), że potencjał przewodnika naelektryzowanego statycznie jest we wszystkich jego częściach j e d n a k o w y . Analogicznie, temperatura przewodnika w stanie cieplnym statycznym będzie także we wszystkich jego częściach jednakowa.

Zależność podana pod (1) dozwala zdefinjować wielkość C także w następujący sposób ścisły.

Pojemność C jest to spółczynnik proporcjonalności określający zależność między ilością elektryczności Q a potencjałem V o d o s o b n i o n e g o przewodnika.

$$C = \frac{Q}{V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

(Dodatek „odosobniony" jest konieczny dlatego, że podana tu zależność (2) nie da się utrzymać dla układów złożonych).

Gdy stosunek (2) ma przy różnych wartościach Q i odnośnych V tego samego przewodnika odosobnionego jednakową wartość, mówimy, że jego pojemność C jest s t a ł a . Tak jest - praktycznie biorąc - w dużej ilości przypadków. Gdy zaś stosunek ten (2) daje w różnych stanach elektr. przewodnika różne wartości, uważamy, że pojemność C jest z m i e n n a .

Następujące zestawienie porównawcze stanu cieplnego i elektrycznego ułatwi asymilację wyszczególnionych powyżej, podstawowych wielkości elektrostatycznych: Ilości elektryczności Q, Potencjału V i Pojemności C.

A n a l o g j e między stanami:

c i e p l n y m i e l e k t r y c z n y m :

Doprowadzenie do przewodnika pewnej ilości (Q)

ciepła elektryczności

wprawia go

w stan cieplny, w stan elektryczny.

Stany te manifestują się pewnym

stopniem ogrzania (temperaturą t) stopniem naelektryzowania (potencjałem V).

Stopień ogrzania wskazuje t e r m o m e t r zetknięty z przewodnikiem ogrzanym (Rys.1)

Stopień naelektryzowania wskazuje e l e k t r o m e t r , połączony z przewodnikiem naelektryzowanym (Rys.2)

Stopień ogrzania (t), który osiągnie przewodnik po doprowadzeniu Q ilości ciepła zależy od jego

p o j e m n o ś c i

c i e p l n e j (C),

a mianowicie $t = \frac{Q}{C}$.

Rozróżniamy dobre i złe przewodniki ciepła.

Dobre przewodniki wykazują w stanie cieplnym statycznym jednakową temperaturę we wszystkich swych miejscach.

Złe przewodniki (izolatory) zapobiegają rozpraszaniu się ciepła i mogą mieć w różnych swych częściach różne temperatury.

W przewodnikach ruch ciepła (prąd cieplny) odbywa się w kierunku spadku temperatur.

Niema ani zupełnych przewodników, ani zupełnych izolatorów ciepła.

Między częściami przewodnika o różnych temperaturach ujawnia się p r z e m i e s z c z a n i e (ruch) ciepła.

Działanie temperatury ujawnia się w dążności do rozproszenia ciepła.

Stopień naelektryzowania (V), który osiągnie przewodnik po doprowadzeniu Q ilości elektryczności zależy od jego

p o j e m n o ś c i

e l e k t r y c z n e j (C),

a mianowicie $V = \frac{Q}{C}$.

Rozróżniamy dobre i złe przewodniki elektryczności.

Dobre przewodniki wykazują w stanie elektrycznym statycznym jednakowy potencjał we wszystkich swych miejscach.

Złe przewodniki (izolatory) zapobiegają rozpraszaniu się elektryczności i mogą mieć w różnych swych częściach różne potencjały.

W przewodnikach ruch elektryczności (prąd elektr.) odbywa się w kierunku spadku potencjału.

Niema ani zupełnych przewodników ani zupełnych izolatorów elektryczności.

Między częściami przewodnika o różnych potencjałach ujwnia się p r z e m i e s z c z a n i e (ruch) elektryczności.

Działanie potencjału ujawnia się w dążności do rozproszenia elektryczności (zniweczenia stanu elektrycznego).

Dążności te pochodzą stąd, że zarówno stan cieplny jak i stan elektryczny mieszczą w sobie pewien zapas energji potencjalnej. W układach zaś zawierających energję potencjalną i pozostawionych samym sobi zjawiska przebiegają zawsze tak, aby doprowadzić do zmniejszenia zapas tej energji.

Przy porównywaniu stanów cieplnego i elektrycznego nie należy zapominać także o r ó ż n i c a c h im właściwych.

W przewodniku rozmieszcza się ciepło w stanie statycznym p r z e s t r z e n n i e.

W przewodniku rozmieszcza elektryczność w stanie statyczn p o w i e r z c h n i o w o.

Najważniejszą różnicą między stanem cieplnym a elektrycznym jest t

Energja (W) mieszcząca się w statycznym stanie cieplnym ciała odpowiada jedynie jego ilości ciepła (Q).

$$W = k.Q$$

Energja (W) mieszcząca się w statycznym stanie elektryczny ciała odpowiada iloczynowi iloś elektryczności (Q) i potencjału

$$W = \frac{1}{2} V.Q.$$

(k stała zależna od układu miar).

Wynika stąd ważny wniosek, że

Ciepło jest formą energji, a elektryczność nią nie jest !

Sama ilość elektryczności (Q) nie reprezentuje żadnej energji dopiero w iloczynie z potencjałem może być traktowana energietycznie. To wyjaśnia fakt, że naelektryzowanie tą samą ilością elektryczności (dwu kul o różnych średnicach wymaga r ó ż n y c h nakładów pracy. Dowiedziemy dalej, że gdy dwa przewodniki o różnych pojemnościach elek (C) elektryzujemy t ą s a m ą ilością elektryczności (Q), to w i ę k s z e g o nakładu pracy trzeba użyć do naelektryzowania przewodnika o m n i e j s z e j pojemności.

2. Prawo Coulomba.

Działania dynamiczne (przyciąganie i odpychanie) ciał naelektryzowanych były pierwszemi, które zauważono.

Coulomb doszedł (na podstawie doświadczeń wykonanych przez siebie) do przeświadczenia, że

Siła działająca między dwoma nabojami (pomyślanemi punktowo) jest wprost proporcjonalna do iloczynu ilości elektryczności tych naboji, a odwrotnie proporcjonalna do k w a d r a t u ich odległości. (Prawo Coulomba).

Wyniki doświadczeń Coulomba, niezbyt dokładne według dzisiejszych pojęć, zyskały poparcie z innej strony. Można mianowicie okazać rachunkiem, że wypadkowe działanie całego naboju elektrycznego, rozpostartego równomiernie na powierzchni kulistego przewodnika, na nabój elektryczny punktowy umieszczony wewnątrz tej kuli, będzie tylko wtedy równe zeru, gdy założymy, że działanie dynamiczne dwu naboji jest odwrotnie proporcjpnalne do d r u g i e j potęgi odległości. Ponieważ zaś doświadczalnie stwierdzamy, że wewnątrz przewodnika kulistego działania dynamiczne w każdym punkcie są równe zeru, możemy uważać prawo wypowiedziane przez Coulomba (i nazwane jego imieniem) za ś c i s ł e w znaczeniu naukowem.

Faraday wykazał, że działanie dynamiczne dwu naboji zależy jeszcze także od rodzaju otaczającego je ośrodka. Siła przyciągania tych samych naboji jest np. w nafcie około 2 razy, w oliwie około 3 razy m n i e j s z a niż w próżni. Działanie dynamiczne dwu naboji w powietrzu jest p r a k t y c z n i e jednakowe z działaniem w próżni.

Uwzględniając wpływ ośrodka na siłę F z jaką działają na siebie dwa naboje (pomyślane punktowo) o ilościach elektryczności Q_1 i Q_2 z odległości ℓ, wyrazimy prawo Coulomba relacją:

$$F = \frac{k \cdot Q_1 \cdot Q_2}{\varepsilon . \ell^2} \qquad (3)$$

Spółczynnik ε charakteryzuje tu wpływ ośrodka i nazwany został „s t a ł ą d i e l e k t r y c z n ą".

Dla próżni przyjęto d o w o l n i e $\varepsilon = 1$, dla powietrza $\varepsilon = 1{,}00059$, czyli praktycznie stałe dielektryczne powietrza i próżni są jednakowe. Stała dielektryczna wszystkich ciał jest w i ę k s z a od jedności i ma zawsze wartość dodatnią. Zatem działania dynamiczne między dwoma nabojami umieszczonemi w próżni będą zawsze większe od takiegoż działania tych naboji, umieszczonych w jakiemkolwiek ośrodku materjalnym.

Spółczynnik (k) wprowadzamy do wzoru (3) celem uzgodnienia wymiarów wielkości stojących po jednej i po drugiej stronie znaku równości. (Sprawą tą zajmiemy się w dalszym ciągu: Elektrostatyczny i Elektromagnetyczny układ miar). Tu należy tylko podkreślić, że zawsze, ilekroć tworzymy relacje między wielkościami o dowolnie obranych jednostkach, należy pamiętać, o takim (uzgadniającym obie strony równania) spółczynniku (k). Można np. wyrazić pracę (A) w ergach, jako iloczyn siły (F) dajmy na to w kilogramach i drogi (ℓ) w milimetrach, jednakże relację taką należy wypisać jak następuje:

$$A = k.F.\ell$$

$$\text{ergi} = k.\text{kg}.\text{mm}$$

Spółczynnik k obliczymy z relacji

$$A_{\text{ergi}} = k \cdot \underbrace{\left(981000 \frac{F}{kg}\right)}_{\text{dyny}} \cdot \underbrace{\frac{1}{10} \ell_{mm}}_{\text{cm}}$$

skąd $k = \frac{981000}{10}$ i jest liczbą niemianowaną.

3. Stała dielektryczna. (ε)

Stała dielektryczna (ε) podaje, ile razy działanie dynamiczne (F) między dwoma nabojami elektrycznemi, umieszczonemi w ośrodku materjalnym jest m n i e j s z e od takiegoż działania w próżni (wzór 3.) (Dynamiczna definicja ε) [1].

---

1) Dalej podane będą jeszcze dwa inne określenia stałej dielektrycznej. Patrz: „Indukcja w polu elektrostatycznem" i „Rola i własności dielektryków".

Ośrodki wpływające w ten sposób na działanie dynamiczne między nabojami nazywamy d i e l e k t r y k a m i . Dielektryczne właściwości ciał jest tem trudniej zbadać, im one lepiej przewodzą elektryczność. Stąd pochodzi, że cytujemy tylko dielektryczne właściwości izolatorów i następnie identyfikujemy je z dielektrykami.

Stała dielektryczna ośrodków technicznie ważnych może być praktycznie uważana za stałą, jakkolwiek zależy w pewnym stopniu od temperatury i także nieco od natężenia pola elektrycznego (K).

Zależność od temperatury określa wzór empiryczny

$$\varepsilon_t = \varepsilon_o + \alpha (t_o - t) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

w którym ε_o oznacza wartość ε przy temperaturze t_o, a ε_t przy temperaturze t, α jest spółczynnikiem proporcjonalności i wynosi np.

dla miki (między 17° a 110°) ..... - 0°0003

dla ebonitu (między 11° a 63°) ..... - 0°0004

dla szkła (między 17° a 60°) ..... - 0°0012 - 0°002

Wartości ε dla gazów zależą przytem jeszcze od ciśnienia. W ośrodkach technicznie ważnych i wielu innych ma ε wartość jednakową we wszystkich kierunkach. W ośrodkach krystalicznych (kryształy siarki, gipsu, kwarcu, ałunu i t.d.) wartość ε jest w różnych kierunkach (kryształu) różna.

W przypadkach takich podaje się wartości składowych ε_a, ε_b, ε_c, dla trzech kierunków do siebie prostopadłych, z których następnie da się obliczyć wartość ε dla dowolnego kierunku w krysztale Tak np. dla siarki jest $\varepsilon_a = 3°811$, $\varepsilon_b = 3°970$, $\varepsilon_c = 4°773$.

Wartości stałej dielektrycznej dla kilku dielektryków, mających zastosowanie w budowie maszyn i aparatów elektrycznych podaje następujące zestawienie:

Tablica 1.

Stałe dielektryczne (ε).

Materjał:	ε	Materjał:	ε
Próżnia	1	Papier manilowy	1°8
Powietrze (0^0)	1°00059	Ebonit	2·1 - 3°1
Inne gazy	1°001 - 1	Parafina	2°3
Olej parafinowy	1°9	Guma	2°35
Benzyna	3	Papier impregnowany	2°5 - 3°5
Nafta	2	Szelak	2°76
Olej mineralny	2°16	Lód	3
Terpentyna	2°2	Gutaperka	4°2
Benzol	2°2 - 2°4	Juta	4°3
Oliwa	3 - 3°16	Porcelana	5°3
Rycynus	4°53	Szkło (łatwo topliwe)	2 - 5
Alkohole	15 - 32	" (trudno topliwe)	5 - 10
Woda destylowana	76 - 82	Mika	5 - 7

Uwaga: Podane tu wartości należy traktować jako dane o r j e n t a = c y j n e . (Średnie wartości z pomiarów różnych badaczy).

II. JEDNOSTKI WIELKOŚCI ZASADNICZYCH.

1. Jednostka ilości elektryczności.

Jednostkę ilości elektryczności określono z pomocą prawa Coulomba, więc z dynamicznego działania naboji elektrycznych.

Dla próżni jest $\varepsilon = 1$, zatem w próżni jest

$$F = k \frac{Q_1 \cdot Q_2}{l^2}$$

Załóżmy $Q_1 = Q_2 = Q$, to możemy napisać

$$Q = \sqrt{\frac{1}{k} F \cdot l^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Spółczynnik proporcjonalności k nie da się w żaden sposób wyznaczyć ze znanych wielkości F, l, a nieznanej Q, możemy więc dobrać go dowolnie, stosownie do wymiaru, jaki chcemy nadać jednostce Q.

W fizyce przyjęto b e z w z g l ę d n y u k ł a d miar t.j. układ oparty na następujących trzech zasadniczych wielkościach:

Długość (jedn. centymetr), masa (jedn. gram) i czas (jedn. sekunda).

Bezwzględny układ miar zastosowany w elektrostatyce przy założeniu k = 1 (bez wymiaru) nazwano układem ElektroStatycznym. (Skrót ES).

Jednostki tego układu oznaczać będziemy skrótem JES (Jednostka ElektroStatyczna) względnie znakiem cgs, odnoszącym się do trzech zasadniczych jednostek, stanowiących podstawę układu (centymetr, gram, sekunda).

W Elektrokinetyce t.j. dziale traktującym o prądach elektrycznych używa się układu ElektroMagnetycznego. (Skrót EM).

Tam „k" ma nietylko wartość różną od zera, lecz i pewien wymiar[1])

---

1) Do studjum układów miar polecam książkę: Bangert „Maasse und Maassysteme" 1922, zawierającą także przy końcu literaturę tego przedmiotu.

Dla orjentacji podaję niektóre wielkości w układzie bezwzględnym:

Wielkość:	Wymiar wielkości:	Jednostka:	Znak jednostki:
Długość (l)	L	centymetr	cm
Masa (m)	M	gram	g
Czas (t)	T	sekunda	s
Siła (F)	$L\,M\,T^{-2}$	dyna	$cm\ g\ s^{-2}$
Praca (A)	$L^2\,M\,T^{-2}$	erg	$cm^2\ g\ s^{-2}$

W skrótach znaczymy zwykle jednostki w układzie bezwzględnym symbolem cgs (np. A = 5 cgs oznacza, że praca równa się 5 ergów. Podobnie F = 10 cgs oznacza, że siła równa się 10 dyn). Tylko odnośnie do zasadniczych wielkości, na których oparty jest układ bezwzględny (długość, masa, czas) stosujemy oznaczenie jednostek w podany powyżej sposób (cm, g, s), dla wszystkich innych (pochodnych), siła, praca i t.d. wystarczy skrót cgs zamiast $cm\ g\ s^{-2}$ (dla siły), $cm^2\ g\ s^{-2}$ (dla pracy) i t.d., obciążanie bowiem pamięci znakami wszystkich pochodnych jednostek uważać należy za balast, niełatwy i niepotrzebny do trwałego utrzymania w umyśle.

W zastosowaniu do Elektrostatyki podstawiamy:

F = 1 dyna, l = 1 cm, k = 1 (bez wymiaru), co daje Q = 1. Wymiar Q znajdziemy z relacji (5), podstawiając wymiary za F i l.

Wymiar $Q = \sqrt{L\,M\,T^{-2} \cdot L^2} = \underline{L^{3/2}\,M^{1/2}\,T^{-1}}$,

a znak jednostki (Q): $cm^{3/2}\ g^{1/2}\ s^{-1}$

Jednostkę ilości elektryczności w układzie ES ma nabój, który równy sobie a odległy o 1 cm, odpycha w próżni (w odosobnieniu od wszelkich innych ciał) z siłą jednej dyny (Jednostka fizykalna).

Wyznaczona tak jednostka ilości elektryczności stanowi podstawę Układu ElektroStatycznego miar. Używają go głównie fizycy w Elektrostatyce. W technicznych obliczeniach stosuje się u k ł a d t e c h n i c z n y (praktyczny), którego jednostki są wielokrotnościami jednostek układu ES względnie układu EM (elektromagnetycznego), omówionego w dalszym ciągu (tom II-gi).

Techniczną jednostką ilości elektryczności jest k u l o m b (znak C).

1 C = 3.10^9 JES ilości elektryczności (w układzie bezwzględnym czyli cgs).

Dla zorjentowania się w wielkości tej jednostki obliczmy siłę F, z jaką 1 kulomb działa na taką samą a odległą o 1 km ilość elektryczności (w próżni):

$$F = \frac{3.10^9 . 3.10^9}{(10^5)^2} = 9.10^8 \text{ dyn} = \frac{9.10^8}{981000} = 917{,}431 \text{ kg}$$

czyli 9/9°81 ton, Możemy więc określić, że kulomb jest to taka ilość elektryczności, która równą sobie a odległą o 1 km odpycha w próżni z siłą (okrągło) 917 kg. (Dokładnie 9/9°81 ton).

Jest to olbrzymia ilość elektryczności, a największemi maszynami influencyjnemi można wytworzyć w sekundzie zaledwie drobne ułamki kulomba.

2. Jednostka potencjału.

Załóżmy we wzorze (1)

$$V = \frac{Q}{C}$$

Q = 1 cgs i C = 1 cgs, to otrzymamy V = 1 cgs (w ES).

Zatem, potencjał jednostkowy przybierze przewodnik o d o s o b n i o n y o pojemności elektr. C równej jednostce ES, gdy udzielimy mu naboju Q równego jednostce ES. Dowiedziemy dalej, że jednostką ES pojemności ma odosobniony przewodnik kulisty o promieniu r = 1 cm, umieszczony w próżni. Możemy przeto powiedzieć:

Jednostkę elektrostatyczną potencjału ma odosobniony i umieszczony w próżni przewodnik kulisty, o promieniu r = 1 cm, mieszczący jednostkę ES ilości elektryczności (Jednostka fizykalna) [1].

1) W dalszym ciągu poznamy dalsze inaczej sformułowane definicje jednostki potencjału (patrz "Praca w polu elektrycznem"). Podaną tu definicję wprowadzam umyślnie celem ułatwienia orjentacji początkującym elektrotechnikom.

Techniczną jednostką potencjału jest wolt (znak V).

$$1\ V = \frac{1}{300} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-2}\ \text{JES potencjału}.$$

W myśl poprzedniego, przewodnik kulisty o promieniu r = 1 cm, odosobniony, umieszczony w próżni i mieszczący jednostkę ES ilości elektryczności wykaże potencjał 300 woltów.

Potencjał takiej kuli o pomyślanym naboju Q = 1 kulomb wynosiłby

$$V = 3 \cdot 10^{9} \cdot \frac{1}{3} \cdot 10^{-2} = 10^{7}\ \text{woltów},$$

czyli 10 miljonów woltów. Potencjału takiego nie można oczywiście osiągnąć realnie, z powodu rozbrajania się przewodnika już przy wartościach potencjału wynoszących (przy takiej kuli) kilkanaście tysięcy woltów.

Wymiar jednostki potencjału znajdziemy z relacji

$$A = \frac{1}{2} Q \cdot V \quad ^{1)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

określającej pracę elektryzowania odosobnionego przewodnika, wykonaną przy elektryzowaniu nabojem Q do potencjału końcowego V. Jeżeli mianowicie po jednej i drugiej stronie powyższej relacji ma wypaść wymiar pracy A ($L^2\ M\ T^{-2}$), a Q ma już ustalony poprzednio wymiar ($L^{3/2}\ M^{1/2}\ T^{-1}$), to potencjałowi V musimy przydać wymiar obliczony jak następuje:

$$\text{Wymiar } V = \frac{\text{Wym } A}{\text{Wym } Q} = \frac{L\ M\ T}{L^{3/2}\ M^{1/2}\ T^{-1}} = \frac{L^{1/2}\ M^{1/2}\ T^{-1}}{}.$$

Znak jednostki (V) będzie więc: $cm^{1/2}\ ,\ g^{1/2}\ s^{-1}$

3. Jednostka pojemności.

Pojemność przewodnika odosobnionego odpowiada w myśl (2) stosunkowi naboju (Q) i potencjału (V) tego przewodnika:

$$C = \frac{Q}{V}.$$

---

1) Wzór ten, znany z elementarnej fizyki, wyprowadzimy dalej (patrz: "Praca elektryzowania").

Zatem C wyraża liczbowo, ile jednostek Q zdolny jest "pomieścić" odosobniony przewodnik przy naelektryzowaniu go do potencjału równego jednostce ES.

Zgodnie z tem jest:

$$\text{Wymiar C} = \frac{\text{Wym Q}}{\text{Wym V}} = \frac{L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}}{L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}} = L, \text{ czyli długość.}$$

Znak jednostki będzie zatem: cm.

Jednostkę C otrzymamy wstawiając we wzorze powyższym Q = 1 JES ilości elektryczności, V = 1 JES potencjału. Zatem:

Jednostkę pojemności w bezwzględnym układzie ES ma przewodnik, który po otrzymaniu naboju o ilości elektryczności równej 1 JES, osięga potencjał 1 JES.

Dowiedziemy dalej, że pojemność przewodzącej kuli, u m i e s z c z o n e j w p r ó ż n i , w odosobnieniu od wszelkich innych ciał, odpowiada w układzie ES długości jej promienia w cm. Zatem: pojemność równą 1 JES ma przewodnik kulisty o promieniu 1 cm umieszczony w próżni.

Techniczną jednostką pojemności jest f a r a d (znak F).

$$1 \text{ F} = 9.10^{11} \text{ JES pojemności (czyli cm).}$$

Definicja farada:

Pojemność 1 F ma przewodnik (odosobniony), który po otrzymaniu naboju jednego kulomba (3.10^9 JES ilości elektryczności) osięga potencjał jednego wolta.

Jest to pojemność olbrzymia. Odpowiada bowiem pojemności kuli (umieszczonej w próżni) o promieniu $r = 9.10^{11}$ cm, czyli 9.10^6 km, więc około 6'5 razy większym jak promień słońca! (Promień słońca wynosi około 1390000 km).

W technice używa się jednostki mniejszej " m i k r o f a r a d a " (znak μF).

$$1 \mu F = 10^{-6} \text{ farada}$$

Pojemność 1 μF posiada kula (w próżni) o promieniu r = 9.10^5 cm = = 9 km. Kula ziemska ma pojemność około 708 μF (promień ziemi wynosi bo= wiem około 6378 km).

W dalszym ciągu okażemy, że praktycznie można będzie uzyskać po= jemność kilkuset μF przy stosunkowo niewielkich wymiarach, z pomocą t.zw. k o n d e n z a t o r ó w .

Podane tu zasadnicze jednostki stanowią podstawę układu ES. Jednostki i wymiary wszystkich innych wielkości wyprowadzimy, opierając się na podanych tu jednostkach Q, V i C.

Uwaga: Należy zapamiętać następujące nazwy i znaki:

Znak k (kilo) oznacza 1000 jednostek (np. km = 1000 metrów, kg = 1000 gr., kV = 1000 woltów i t.d.)
" m (mili) " 1/1000 jednostki (np. mg = 1/1000 grama, mA = 1/1000 ampera i t.d.).
" μ (mikro) " 1/1000000 jednostki (np. μF = 10^{-6} farada i t.d.).
"

III. POMIARY ZASADNICZYCH WIELKOŚCI ELEKTROSTATYCZNYCH.

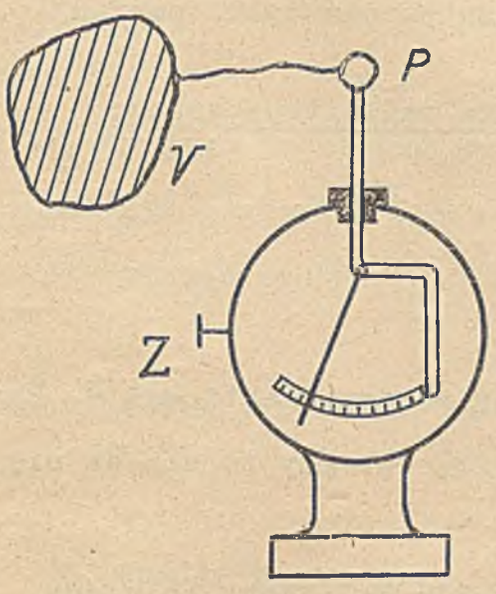
1. Pomiar potencjału (V).

Z poznanych poprzednio wielkości najłatwiej i najprościej ustalić doświadczalnie potencjał (V) przewodnika naelektryzowanego. Pomiar taki uskuteczniamy najczęściej przy pomocy e l e k t r o m e t r u (jedno - względnie dwu - listkowego, lub kwadrantowego).

E l e k t r o m e t r j e d n o l i s t k o w y składa się z puszki metalowej, opatrzonej szklanemi ścianami (rys.3), w której umie= szczony jest pręt metalowy z ruchomą wskazówką w kształcie lekkiego list= ka metalowego, odchylającą się wzdłuż skali oznaczonej zazwyczaj w woltach.

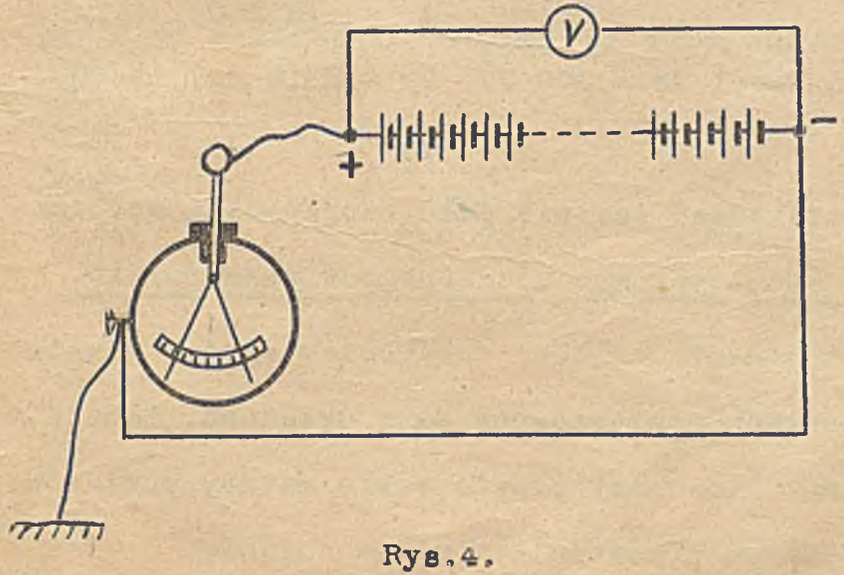
Łącząc przewodem pręt „p" z przewodnikiem naelektryzowanym (V), otrzymamy na elektrometrze wychylenie (z powodu odpychania się równoimien= nych nabojі na pręcie i skazówce), orjentujące o wysokości potencjału tego

przewodnika. Mianowicie na pręt i wskazówkę metalicznie z nim złączoną, przedtem elektrycznie obojętne, spłynęła część naboju elektrycznego z przewodnika V, wyrównując potencjał całego układu metalicznie z sobą połączonego (przewodnik, przewód, pręt z kulką i wskazówka). Celem uchronienia przyrządu od wpływów naboji indukowanych na ścianach przyrządu, sporządzamy je z blachy, izolowanej względem pręta i wskazówki, a opatrzonej zaciskiem Z. Zacisk Z łączymy z ziemią, której potencjał (podobnie jak w cieple temperaturę topniejącego lodu) uważamy za zero odniesienia. Uziemionym i wycechowanym (zwykle w woltach) elektrometrem mierzymy więc potencjał pręta (z kulką) względem ziemi. Ponieważ zaś po metalicznem połączeniu pręta (bezpośrednio przed pomiarem chwilowo uziemionego, celem zrównania jego potencjału z potencjałem ziemi) z przewodnikiem naelektryzowanym, pręt ten przyjmie jednakowy z nim potencjał, przeto elektrometr mierzy potencjał przewodnika z nim metalicznie połączonego względem ziemi.



Rys.3.

Cechowanie elektroskopu można uskutecznić najprościej z pomocą baterji akumulatorów, jak wskazuje rys.4. Wskazanie elektrometru odpowiada przy takim układzie napięciu (różnicy potencjałów) baterji akumulatorów, mierzonemu precyzyjnym woltomierzem.



Rys.4.

Elektrometr dwulistkowy posiada zamiast jednego listka (wskazówki), dwa listki (prówn.rys.4.)

2. Pomiar ilości elektryczności (Q).

Pomiar ilości elektryczności możemy uskutecznić tylko pośrednio.

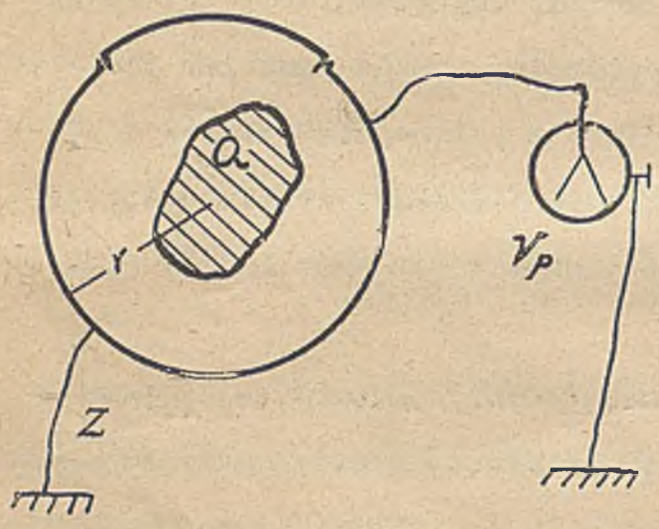
a) Przy pomocy pomiaru potencjału przewodnika naelektryzowanego i puszki Faradaya.

Według (1) jest

$$Q = V.C$$

Potencjał przewodnika (V) ustalamy przy pomocy elektrometru. Pojemność przewodnika (C) obliczamy z jego wymiarów, lub gdy to nie da się uskutecznić, przy pomocy puszki Faradaya.

W puszce o znanej pojemności (np. kształtu kulistego bo wtedy C puszki = R puszki), umieszczamy przewodnik naelektryzowany (rys.5) o naboju Q. Na ścianach puszki powstaną dwa naboje równe Q, z których jeden odprowadzamy do ziemi (przez uziemienie Z). Pojemność puszki kulistej (w powietrzu) będzie R (cm). Mierząc potencjał puszki (Vp) po usunięciu uziemienia i po usunięciu przewodnika naelektryzowanego, przy pomocy elektrometru, znajdujemy nabój puszki równy nabojowi przewodnika



Rys.5.

$$Q = Vp \cdot Cp$$

Vp należy wstawić w jedn ES (1 ES = 300 V), Cp = R (w cm), to Q wypadnie w jednostkach ES.

Powyższy sposób należy traktować jedynie jako teoretyczną możliwość pomiaru Q bez zmiany naboju elektrycznego mierzonego w przewodniku. Praktycznie sposób ten niema zastosowania. W technice bowiem chodzi o ustalenie naboji, jakie w danych warunkach pomieszczone są w układach. Naboje te nie muszą pozostać nienaruszone. Stosujemy przeto takie metody pomiarów, przy których stan elektryczny badanych przewodników ulega zmianie.

b) Techniczny pomiar ilości elektryczności Q

Uskuteczniamy laboratoryjnie przy pomocy g a l w a n o m e t r u b a l i s t y c z n e g o . Opisem tego nader ważnego przyrządu i pomiarów przy pomocy jego uskutecznianych zajmiemy się w dalszym ciągu. Tu wystarczy zaznaczyć, że celem pomiaru Q przepuszczamy ten nabój przez galwanometr bal., otrzymując wychylenie (α), przyczem

$$Q = k.\alpha$$

k oznacza stałą przyrządu, α maksymalny kąt wychylenia wskazówki galwanometru.

3. Pomiar pojemności odosobnionego przewodnika.

Pojemność odosobnionego przewodnika w próżni lub zanurzonego w w ośrodku o znanej stałej dielektrycznej ε , da się, dla pewnych prostych kształtów geometrycznych (np. kula), łatwo obliczyć (patrz dalej „Pojemność"

Pomiar pojemności odosobnionego przewodnika da się uskutecznić pośrednio przez pomiar jego naboju Q i potencjału V.

$$C = \frac{Q}{V}$$

Potencjał (V) mierzymy przy pomocy elektrometru, pomiar Q moglibyśmy uskutecznić w sposób poprzednio podany. Pomiary pojemności przewodnika odosobnionego nie mają żadnego znaczenia technicznego. W elektrotechnice mamy bowiem do czynienia zawsze z układami przewodników, więc z pojemnościami układów (Poszczególne przewodniki względem siebie i względem ziemi).

IV. POLE ELEKTRYCZNE.

Prawo Coulomba w swej pierwotnej formie

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{l^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (a)$$

określało działanie dynamiczne między dwoma nabojami elektrycznemi bez uwzględnienia wpływu ośrodka (brak we wzorze stałej dielektrycznej ε). Było to prawo d z i a ł a n i a n a o d l e g ł o ś ć wzorowane na prawie grawitacji. Wprowadzenie do pierwotnego wzoru Coulomba stałej dielektrycznej

$$F = \frac{k}{\varepsilon} \frac{q_1 \cdot q_2}{l^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (b)$$

zmienia go nietylko formalnie, lecz zniewala także do zmiany zapatrywania na mechanizm działania dynamicznego naboji elektrycznych.

Faraday wyraził pogląd, że działanie to - skoro zależy od natury ośrodka - musi się także przenosić w dal za jego pośrednictwem. Dociekania Maxwella doprowadziły do wniosku, że prędkość takiego rozprzestrzeniania się działań elektrycznych jest skończoną i równą (w próżni) prędkości światła.

Koncepcja Faradaya różni się zasadniczo od zapatrywania, przyjmującego możliwość działania na odległość. Gdy bowiem, w myśl pierwotnego prawa Coulomba (wzór a) nabój odosobniony nie ma (odnośnie do działań dynamicznych) zgoła żadnego znaczenia, może bowiem wywierać działanie tylko na jakiś inny (drugi) nabój, to w myśl zapatrywania przyjmującego działanie przez ośrodek, już sam odosobniony nabój elektryczny wywołuje zmiany w otaczającem go medjum, bez względu na to, czy medjum tem będzie materja (ośrodek materjalny) czy eter kosmiczny (próżnia).

Według pierwszego mniemania przyjmujemy, że działania dynamiczne zachodzą między nabojami. Koncepcja Faradaya zakłada, że naboje działają jedynie na bezpośrednio otaczające je medjum, wywołują w niem pewne zmiany, i że te zmiany przenosząc się następnie na dalsze warstwy medjum, rozprzestrzeniają się w nieskończoność. Ujawnienie naboju w jakiemś miejscu w przestrzeni, połączone jest więc z pewnego rodzaju z a b u r z e n i e m

rozprzestrzeniającem się na wszystkie strony (z prędkością rzędu światła). Końcowym rezultatem takiego zaburzenia jest powstanie w okół naboju pewnego rodzaju naprężeń elastycznych otaczającego medjum, utrzymujących się tak długo, jak długo ujawniony stan elektryczny w danem miejscu przestrzeni nie ulegnie zmianie. Za Faradayem mówimy, że w okół naboju elektrycznego powstało p o l e e l e k t r y c z n e , nacechowane pewnemi specyficznemi właściwościami. Za Maxwellem zaś, że powstaniu i zniknięciu pola elektrycznego towarzyszą zaburzenia w otaczającem medjum, rozprzestrzeniające się na wszystkie strony i przebiegające według stałych praw (Teorja fal elektromagnetycznych Maxwella).

Sprawą rozprzestrzeniania się zaburzeń, wywołanych ujawnieniem naboju elektrycznego, zajmiemy się później. Tu chcemy omówić jedynie ten stan medjum, który ono osiągnie p o u s t a l e n i u się zmian, wywołanych ujawnieniem naboji elektrycznych.

Przestrzeń w której ujawniają się takie u s t a l o n e działania natury elektrycznej, spowodowane obecnością nieruchomych naboji elektrycznych, nazywamy p o l e m e l e k t r o s t a t y c z n e m lub krócej - lecz mniej dobrze - polem elektrycznem.

Pole elektrostatyczne charakteryzują trzy cechy:

dynamiczna, indukcyjna i energietyczna.

1) Cecha dynamiczna ujawnia się tem, że na nabój elektryczny wprowadzony w pole elektryczne działa siła mechaniczna, zdolna go wprawić w ruch, a temsamem zdolna wykonać pracę.
2) Cecha indukcyjna ujawnia się tem, że na przewodniku elektrycznie obojętnym, wprowadzonym w pole elektryczne, powstają naboje elektryczne (zawsze dwu przeciwnych znaków i w równych ilościach). Dielektryk ulega w polu elektrycznem spolaryzowaniu.
3) Cecha energietyczna. Że w polu elektrycznem może być wykonana praca, wynika już z cechy dynamicznej (1). Praca ta może być wykonaną albo pod działaniem sił zewnętrznych, pokonywujących działanie sił pola, albo pod działaniem sił pola, pokonywujących działanie sił zewnętrznych

W tym więc względzie pole elektryczne nie wykazuje żadnej specyficznej cechy energietycznej (wszak i praca wykonana np. w prądzie powietrznym może być także w ten sam sposób traktowana). Specyficzną cechą energietyczną pola elektrycznego jest jednak ta właściwość, że ono zdolne jest p o c h ł a n i a ć, m i e ś c i ć i w y d z i e l a ć energję.

Gdy przy wprowadzeniu w pole elektryczne naboju wykonamy pracę, to praca ta zmienia się w energję potencjalną pola, powiększając całkowity jej zapas poprzednio tam zgromadzony. Odwrotnie, gdy przy wprowadzeniu w pole elektryczne naboju nietylko nie wykonujemy pracy, ale jeszcze otrzymujemy energję, to energja ta pochodzi z zapasu nagromadzonego (poprzednio) w polu. Możemy sobie wyobrazić, że po ustaniu zaburzeń spowodowanych ujawnieniem w przestrzeni naboju elektrycznego pozostają w medjum pewnego rodzaju naprężenia elastyczne i w nich to zgromadzona jest energja potencjalna systemu (naelektryzowanego statycznie).

Wymienione i objaśnione powyżej trzy zasadnicze cechy pola elektrostatycznego, charakteryzujemy przy pomocy trzech następujących wielkości:

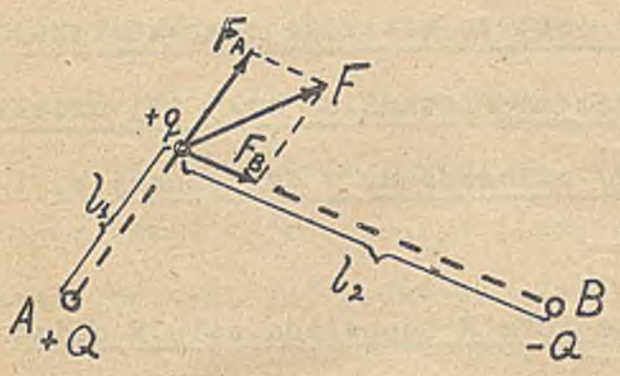
1) Natężenia pola elektrycznego (K), orjentującego odnośnie do sił w polu.
2) Indukcji pola elektrycznego (D) orjentującej odnośnie do indukcyjnych działań w polu.
3) Potencjału elektrycznego pola (V), orjentującego odnośnie do energietycznych działań (Praca w polu elektrostatycznem).

Naszem pierwszem zadaniem będzie omówienie podanych powyżej cech pola i wymienionych tu wielkości zasadniczych (K, D, V), oraz ustalenie związków między niemi zachodzących.

V. SIŁY W POLU ELEKTRYCZNEM.

1. Zjawisko.

Umieśćmy w polu elektrycznem (np. dwu naboji punktowych przeciwnych znaków $+Q_A$ i $-Q_B$ rys. 6.) nabój próbny dodatni $+q$ tak mały, że wpływ tego naboju na ustrój pola można pominąć. Na nabój ten będzie działać siła mechaniczna F, którą znajdziemy, składając w wypadkową siły składowe (F_A działanie na $+q$ naboju $+Q_A$ i F_B działanie na $+q$ naboju $-Q_B$).



Rys. 6.

$$F_A = \frac{Q_A \cdot q}{\varepsilon \cdot l_1^2} \quad \text{i} \quad F_B = \frac{Q_B \cdot q}{\varepsilon \cdot l_2^2}$$

$$F = F_A \hat{+} F_B \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

z uwzględnieniem znaków Q_A i Q_B (F_A odpychanie, F_B przyciąganie).

Stając na gruncie koncepcji Faradaya przypisujemy działanie F nie nabojom Q_A i Q_B tylko polu elektrycznemu, wywołanemu obecnością tych naboji. Należy sobie przedstawić, że naboje wytwarzają pole elektryczne, a pole wywiera działanie dynamiczne. Działanie to zależy od ustroju pola, a o tem decyduje nietylko wielkość i rozmieszczenie naboji, lecz także rodzaj wypełniających przestrzeń ośrodków. Z uwagi na to, że wielkość siły F zależy nietylko od dynamicznych cech pola, lecz także od wielkości naboju próbnego (q) wprowadzonego w to pole, nie można charakteryzować dynamicznych cech pola jedynie przy pomocy siły F. Trzeba uwzględnić jeszcze wielkość i znak naboju próbnego (q), z pomocą którego można dokonać pomiaru F.

2. Natężenie pola elektrycznego (K).

Najprościej jest utworzyć stosunek siły F i naboju q, stosunek taki orjentuje bowiem, jak wielka siły przypada w polu elektrycznem na

jednostkę ilości elektryczności naboju próbnego q. Ponieważ kierunek siły F zależy od znaku q, umawiamy się, że nabój próbny ma być zawsze dodatni.

Stosunek F/q wyznaczony dla tak małego naboju próbnego dodatniego (+q), że wprowadzenie go nie zmienia ustroju pola, nazywamy n a t ę ż e = n i e m pola elektrycznego i oznaczać będziemy literą K.

$$K = \lim_{q=0} \frac{F}{q} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Natężenie pola elektrycznego (K) jest to wielkość charakteryzująca dynamiczne cechy p u n k t u pola, określona stosunkiem siły (F) działającej na d o d a t n i nabój próbny (+q) umieszczony w tym punkcjie, do ilość elektryczności tego naboju (q).

Zatem l i c z b o w o natężenie pola K odpowiada sile F działającej na nabój próbny jednostkowy (q = 1).

Natężenie pola K jest wielkością kierunkową (wektorem), bo jest nią siła (F), z pomocą której K określamy. Nie należy jednakże identyfikować natężenia K z siłą, gdyż K niema wymiaru siły.

$$\text{Wymiar } K = \frac{\text{Wym } F}{\text{Wym } q} = \frac{L.M.T^{-2}}{L^{3/2}\ M^{1/2}\ T^{-1}} = \underline{L^{-1/2}\ M^{1/2}\ T^{-1}}$$

Z określenia natężenia K wynika, że

$$F = K.Q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Siła działająca w polu elektrycznem o natężeniu K na nabój Q, umieszczony w tem polu, równa się iloczynowi K.Q, z zastrzeżeniem, że K wyznaczono po wprowadzeniu Q, wprowadzenie bowiem jakiegokolwiek naboju w pole elektryczne, powoduje w niem zmiany natężeń.

Jednostkę natężenia pola K otrzymamy, kładąc F = 1 i q = 1. W układzie CGS jednostką siły jest dyna, jednostką ilości elektryczności jednostka elektrostatyczna (ES).

Jednostkę natężenia w układzie ES ma więc pole w punkcie, w którym na jednostkę ES ilości elektryczności (naboju próbnego) działać będzie siła jednej dyny.

Takie natężenie K będzie mieć pole elektryczne w odległości 1 cm od jednostkowego naboju punktowego Q = 1 JES, umieszczonego w odosobnieniu

w próżni, albowiem siła działająca między Q = 1 JES i q = 1 JES z odległości l = 1 cm będzie w myśl prawa Coulomba $F = \frac{1}{1}\cdot\frac{1}{1^2} = 1$ dyna.

Techniczną jednostką natężenia jest wolt na cm (V/cm). Pochodzenie tej jednostki wyjaśni się w dalszym ciągu, tu wystarczy zaznaczyć, że 1 V/cm = $\frac{1}{300}$ jednostek ES natężenia pola elektrycznego, lub 1 JES = 300 V/cm.

W punkcie o natężeniu K = 1 V/cm działać będzie na nabój próbny q = 1 JES siła równa 1/300 dyny.

W odległości l (cm) od odosobnionego pomyślanego naboju punktowego Q zanurzonego w jednorodnym ośrodku o stałej dielektrycznej ε, będzie natężenie (w myśl poprzedniego określenia)

$$K = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{l^2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

W polu elektrycznem wytworzonem przez n naboji punktowych Q_1, Q_2 .... Q_n będzie zatem

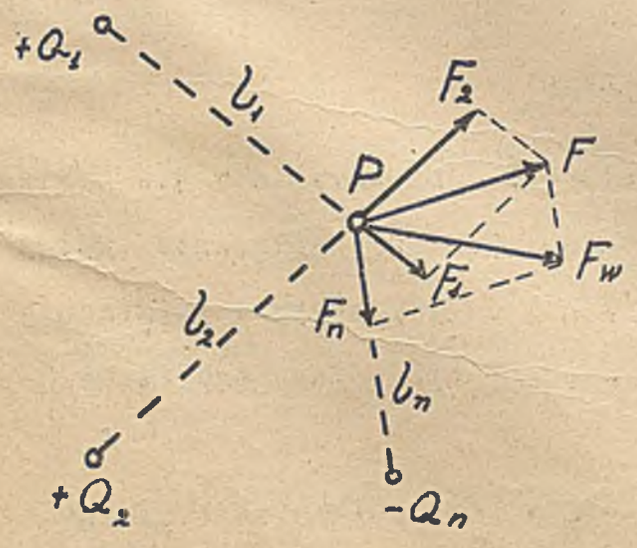
$$K = \frac{1}{\varepsilon}\hat{\sum}\frac{Q_i}{l_i^2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

przyczem znak $\hat{}$ ma wskazywać, że sumowanie należy wykonać g e o m e t r y c z n i e z uwzględnieniem kierunków „l" i znaków Q_i, bo K wyraża się stosunkiem siły i ilości elektryczności, a siła jest wektorem.

Dowód: Oznacza $l_1, l_2 \ldots l_n$ (rys.7.) odległości naboji punktowych Q_1, Q_2 ..... Q_n od punktu P w którym pomieszczamy nabój próbny (+q), to siły działające na ten nabój określą relacje:

$$F_1 = \frac{Q_1}{\varepsilon}\cdot\frac{q}{l_1^2}, \quad F_2 = \frac{Q_2}{\varepsilon}\cdot\frac{q}{l_2^2} \quad \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots F_n = \frac{Q_n}{\varepsilon}\cdot\frac{q}{l_n^2}$$



Rys.7.

Siły te działają wzdłuż odcinków „l" i mają kierunki QP gdy nabój Q jest dodatni (odpychanie, bo q

jest zawsze dodatnie), względnie Pq gdy nabój Q jest ujemny (przyciąganie). Siłę wypadkową F_w otrzymamy składając poszczególne siły składowe F_1, F_2 , ... F_n z uwzględnieniem ich kierunków i strzałek, czyli dodając je geometrycznie

$$F_w = F_1 \hat{+} F_2 \hat{+} \ldots\ldots \hat{+} F_n$$

W myśl określenia podanego poprzednio natężenia K będzie tu

$$K = \lim_{q=0} \frac{F_w}{q} = \frac{1}{\varepsilon} \hat{\sum} \frac{Q_i}{l_i^2}$$

przyczem K ma kierunek F_w, sumowanie więc ilorazów $\frac{Q}{l^2}$ należy uskutecznić w ten sam sposób jak sumowanie sił powyżej (czyli geometrycznie, znak ^).

Wypada zaznaczyć, że wzory (10 i 11) określają K tylko dla tych punktów pola w których niema naboji. W punktach gdzie naboje są (według założenia skoncentrowane punktowo) wypadnie $K = \infty$, bo $l = 0$. Wynik ten nie ma jednak żadnego znaczenia realnego, gdyż koncepcja naboji punktowych jest fizykalnie nie realną i służy tylko do ułatwienia wstępnej analizy. Na razie wystarczy zastrzec, że wzory powyższe mają ważność tylko dla punktów pola, pozbawionych naboji elektrycznych. W dalszym ciągu zaś trzeba rozważyć zagadnienia realne, abstrahujące od naboji punktowych (patrz Rozdział VIII., „Nabój rozłożony").

3. Linje sił elektrycznych.

Natężenie K jest wielkością kierunkową. Określenie K dla jakiegoś punktu pola wymaga więc oznaczenia kierunku i wartości natężenia. Można to uskutecznić zarówno a n a l i t y c z n i e jak okazano poprzednio (wzór 11) jakoteż g e o m e t r y c z n i e przy pomocy tak zwanych linij sił wprowadzonych przez Faradaya.

W przestrzeni nacechowanej właściwościami pola elektrycznego oznaczmy linjami ciągłemi t o r y , po których odbywałby się pomyślany

jednostajny ruch swobodnego naboju próbnego dodatniego (+q)[1]. Tory te uzupełniamy strzałkami zorjentowanemi w kierunku ruchu naboju próbnego dodatniego (+q). W ten sposób otrzymamy tak zwane l i n j e s i ł e l e k t r y c z n y c h (koncepcja Faradaya), do których styczna w dowolnym punkcie (P) odpowiada kierunkowi natężenia K w tym punkcie (rys.8). Strzałka natężenia K ma być przytem zorjentowana identycznie ze strzałką linji siły (patrz rys.8.).

Także wartość natężenia K można zilustrować geometrycznie. Należy tylko wprowadzić pojęcie g ę s t o ś c i linji sił. Umawiamy się, że gęstość linij ma wyrażać liczbę linij sił przypadających na jeden cm^2 powierzchni prostopadłej do torów tych linij i przyjmujemy, że gęstość tak wyznaczona ma odpowiadać wszędzie natężeniu pola K.

Rys.8.

L i n j a m i s i ł e l e k t r y c z n y c h nazywać więc będziemy utwory geometryczne wyznaczone w przestrzeni na podanych powyżej zasadach i charakteryzujące d y n a m i c z n e cechy pola elektrycznego.

We wnętrzu przewodników pozostających w statycznym stanie elektrycznym, jest K = 0. (Inaczej musiałyby tam trwać ruchy elektryczności, czego nie obserwujemy). Zatem linje sił charakteryzujące statyczny stan elektryczny pola nie wchodzą do ich wnętrza, tylko kończą się na ich powierzchni.

Strzałki linij sił odpowiadają kierunkowi ruchu próbnego naboju dodatniego (+q), zatem w polu elektrostatycznem linje sił wychodzą z naboji

1)Należy zauważyć, że rzeczywisty swobodny ruch naboju próbnego odbywać się może w polu elektrycznem po odmiennych torach niż je wyznaczają linje sił elektrycznych. Kierunek ruchu takiego np. swobodnego elektronu zależy w danej chwili nietylko od działań dynamicznych pola lecz także od kierunku i wartość prędkości, jaką elektron ten posiadał w chwili poprzedniej. Tem się tłumaczy fakt, że elektrony wyrzucane przez katodę w lampkach katodowych (a także w lampach Röntgenowskich), nabierając po opuszczeniu katody prędkości rzędu światła, pędzą po linjach prostych, bez względu na tory linij sił między anodą i katodą. Uwzględniając to podaliśmy powyżej, że tory mają być wyznaczone dla ruchu pomyślanego, określonego li tylko z kierunku i wielkości sił działających w polu.

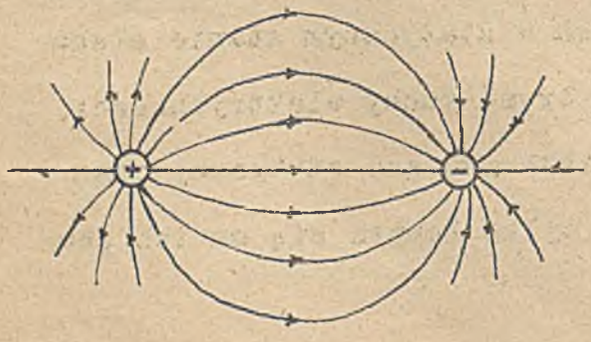
dodatnich a kończą się na nabojach ujemnych. Wynika stąd, że:

W polu elektrostatycznem linje sił elektrycznych nie mogą mieć torów zamkniętych.

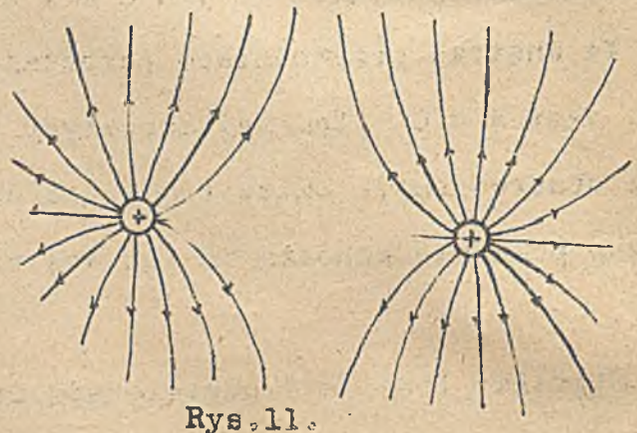
Na ostrzach, narożach, krawędziach gęstość rozłożonej powierzchniowo elektryczności jest duża, przeto i gęstość linij sił pola przy tych częściach naelektryzowanych przewodników będzie duża (rys.9.). Przebieg linij sił można w prostych przypadkach ustalić doświadczalnie z pomocą t.zw. w i d m e l e k t r y c z n y c h. Otrzymujemy je rozsypując w polu elektrycznem sproszkowane substancje, których cząstki układają się wzdłuż torów linij sił (ściśle biorąc wzdłuż torów linij indukcji, o których dalej będzie mowa). Dobre wyniki daje tu sposób Seddiga, opisany w „Physikalische Zeitschrift" Nr.5., 1904 str.403.

Rys.9.

Na rys.10. i 11. przedstawione są geometryczne charakterystyki dynamicznych cech pola dla układu dwu naboji, przeciwnych znaków, (rys.10.) i dwu naboji tego samego znaku (dodatnich) (rys.11.).



Rys.10.

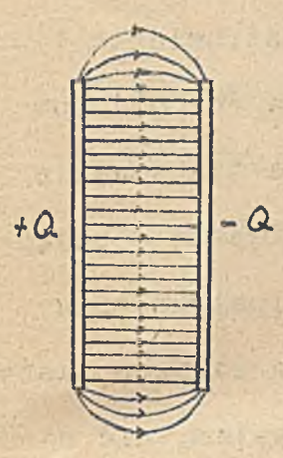


Rys.11.

Przyciąganie się dwu naboji przeciwnych znaków na rys.10 i odpychanie się dwu naboji tych samych znaków na rys.11. możemy (za Faradayem) przenieść na linje sił, przypisując im pewne własności fizykalne. Faraday traktuje linje sił jak idealne włókna sprężyste, nacechowane dążnością do skurczenia się i rozpychające się wzajemnie (przy zgodnych kierunkach), względnie przyciągające się (przy przeciwnych kierunkach strzałek). Z pomocą takiej koncepcji można objaśnić, względnie przewidzieć cały szereg

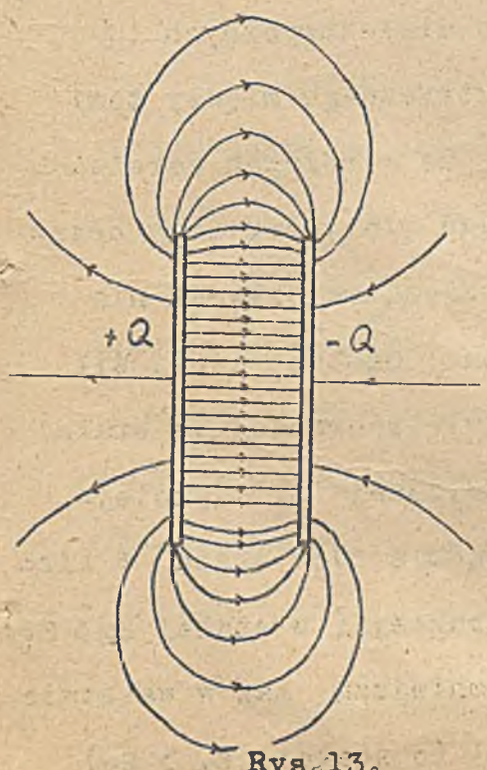
działań elektrycznych w przypadkach, gdzie analiza matematyczna doprowadziłaby do rezultatów dopiero po całym szeregu żmudnych obliczeń. Temu też należy przypisać wziętość, jaką cieszy się koncepcja Faradaya, przez niektórych autorów posunięta jednakże tak daleko, że doprowadziła prawie do realnego pojmowania linij sił, gdy tymczasem nie są one niczem więcej jak tylko geometryczną charakterystyką dynamicznych cech pola elektrycznego.

Wielu autorów charakteryzuje np. pole elektryczne naładowanego kondenzatora płaskiego w sposób podany na rys. 12. Nasuwa to mniemanie, że z e w n ą t r z okładek niema pola elektrycznego. Uprzytomniając sobie, że linje sił mają jedynie charakteryzować dynamiczne cechy pola (więc natężenie K pochodzące od naboju okładek +Q i -Q), dojdziemy łatwo do wniosku, że teoretycznie natężenie K będzie zerem tylko wewnątrz każdej z okładek (wnętrze przewodnika) a pozatem



Rys.12.

w nieskończoności. Wszystkie inne punkty przestrzeni wykażą jakieś różne od zera wartości K, z czego wynika, że przestrzeń także zewnątrz okładek kondenzatora płaskiego ma wszystkie cechy pola elektrycznego i może być scharakteryzowana linjami. Poprawną graficzną charakterystykę pola naelektryzowanego kondenzatora płaskiego podaje rys.13. Mała gęstość linij zewnątrz okładek ma ilustrować małe natężenie pola elektrycznego w tych miejscach. Im mniejszy będzie odstęp obu okładek, tem te natężenia (zewnątrz okładek) będą mieć mniejsze wartości. W granicznym przypadku - dwu warstw o nabojach przeciwnych znaków, leżących nieskończenie blisko siebie, natężenie (K) zewnątrz tych warstw będzie równe zeru.



Rys.13.

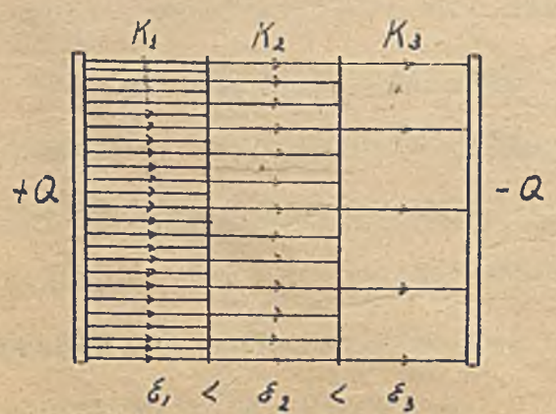
Pole, którego natężenie (K) w każdym punkcie jest jednakowe, tak co do wielkości jak i kierunku, nazywamy j e d n o s t a j n e m . Taki charakter ma pole w środku okładek kondenzatora płaskiego (patrz rys.13), tylko przy brzegach okładek i zewnątrz tychże, pole jest niejednostajne, jednakże przy małym odstępie okładek, nawet bardzo blisko zewnątrz kondenzatora natężenie K jest bardzo małe.

4.Strumień linij sił.

Wielu autorów wprowadza w elektrostatyce pojęcie strumienia linij sił, pojmując go jako iloczyn gęstości linij sił i pola (w cm^2) powierzchni prostopadłej do toru tych linij. Uważam, że takie traktowanie sprawy przynosi raczej szkodę niż pożytek, bo powoduje pomięszanie pojęć odnośnie do strumienia indukcji, który uwzględnić należy, i strumienia linij sił, który - jako nieciągły - niema w elektrotechnice żadnego zastosowania. Nie chcąc wypełniać podręcznika niepotrzebnym balastem, nie uwzględniam tu i nigdzie dalej strumienia linij sił, natomiast mówić będę tylko o strumieniu linij indukcji (Ψ).

Następujące przykłady wyjaśnią dostatecznie to stanowisko:

a). Doświadczalnie stwierdzamy np., że natężenie pola (K) między dwoma równoległemi przewodnikami naelektryzowanemi nabojami +Q i -Q i przedzielonemi warstwami dielektryków o różnych stałych dielektrycznych (ε), są różne. W geometrycznej charakterystyce pola elektrycznego między temi okładkami uwidocznimy ten stan rzeczy w ten sposób, że w różnych warstwach nadamy linjom sił różne gęstości (rys.14.). Przebiegu linij sił przy brzegach i zewnątrz okładek nie oznaczono. Gęstość linij sił w warstwie pierwszej (o stałej dielektrycznej ε_1 najmniejszej) będzie największa. W warstwie drugiej (o stałej $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$) będzie mniejszą, zaś w warstwie trzeciej (o stałej $\varepsilon_3 > \varepsilon_2$) będzie najmniejszą.

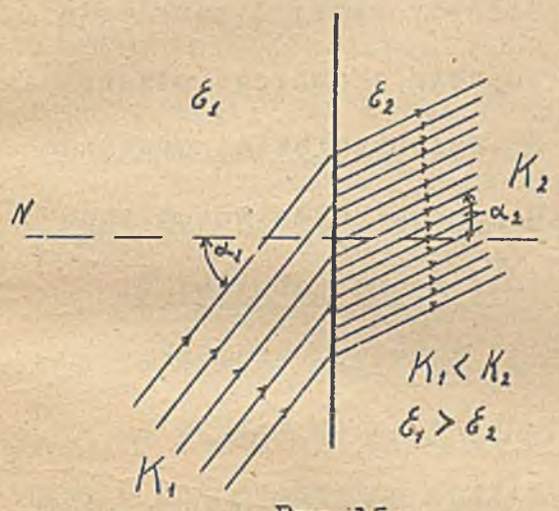


Rys.14.

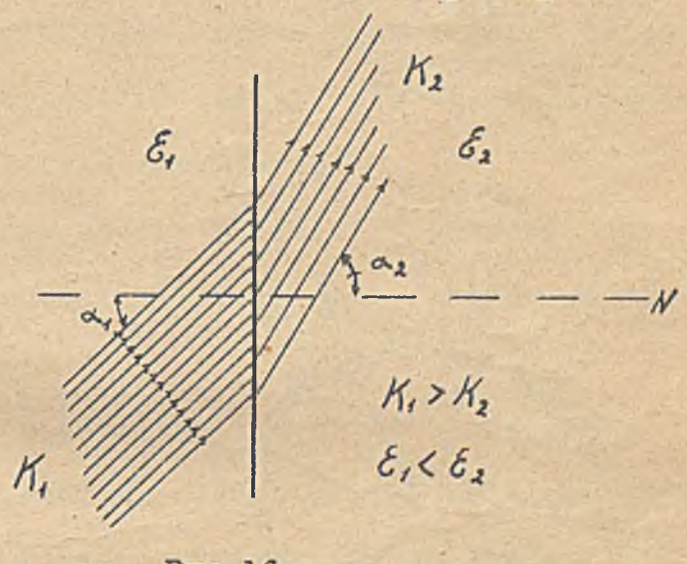
Jak widać, linje sił kończą się na ścianach dielektryków. Strumień linij sił, pojmowany w sposób podany powyżej, wychodzi z okładki o naboju +Q, nie dochodzi do drugiej okładki o naboju -Q, tylko urywa się na ścianie dielektryku o stałej ε_2, niema więc ciągłości.

b) W przypadku gdy linje sił przechodzą przez warstwy dielektryków o różnych stałych dielektrycznych pod kątem, strumień linij sił nietylko traci ciągłość, lecz doznaje także załamania.

O sprawie tej pomówimy obszerniej w rozdziale „Rola i własności dielektryków", tu wystarczy tylko porównać rys.15. i 16., przedstawiające przejście linij sił (pod kątem) z warstwy o stałej ε_1 do warstwy o stałej ε_2, dla przypadku $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ (rys.15) i przypadku, gdy $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ (rys.16).



Rys.15.



Rys.16.

Jak widać z tych rysunków, nietylko kąty załamania (α_2) w obu przypadkach są różne, lecz także gęstości linij sił odpowiadające natężeniom w obu warstwach są także różne.

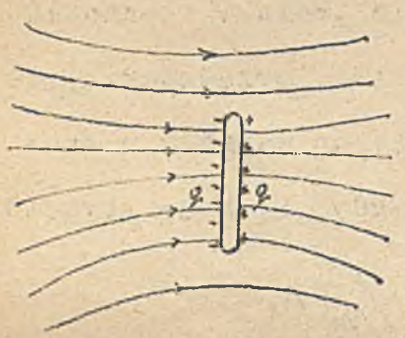
W odległości 1 cm od jednostkowego naboju elektrostatycznego, umieszczonego w próżni jest K = 1 JES, zatem gęstość linij sił w odległości 1 cm od takiego naboju musi być równa jedności (jedna linja na cm^2). Przez całą powierzchnię kulistą zakreśloną promieniem r = 1 cm około naboju Q (umieszczonego w próżni) przejdzie więc $Q.4\pi$ linij sił. Czyli z naboju (punktowego) Q wychodzi w próżni (!) $4\pi Q$ linij sił.

Pomiar natężenia pola elektrostatycznego uskuteczniamy (technicznie) przy pomocy pomiaru potencjału odnośnych punktów pola. Metodę tę poznamy w dalszym ciągu.

VI. INDUKCJA W POLU ELEKTRYCZNEM.

1. Zjawisko.

Wprowadźmy w pole elektryczne przewodnik elektrycznie obojętny. Na przewodniku tym powstaną dwa r ó w n e naboje p r z e c i w n y c h znaków (+Q i -Q). Ujemny powstanie po tej stronie przewodnika, ku której skierowane są strzałki linij sił, dodatni po stronie przeciwnej (rys.17.). Pole ulegnie przy tem „deformacji" (skrzywienie torów przedtem równoległych, przerwa torów linij sił w przestrzeni objętej powierzchnią przewodnika).

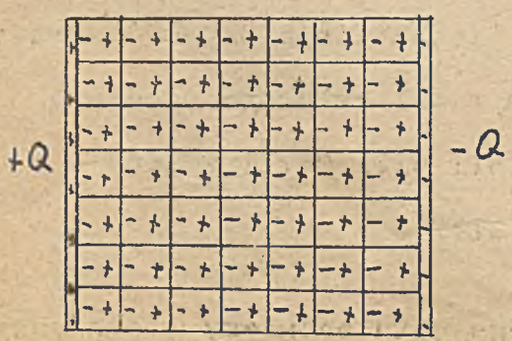


Rys.17.

Otoczmy nabój Q zamkniętą osłoną zupełną z dobrego przewodnika. Na osłonie takiej powstaną znów dwa naboje przeciwnych znaków, ściśle równe nabojowi Q (rys.18.). Zjawisko charakteryzujące się powstaniem naboju na przewodnikach umieszczonych w polu elektrycznem, nazywamy i n d u k c j ą e l e k t r y c z n ą .

Rys.18.

Jak wiadomo działaniu pola elektrycznego ulegają także t.zw. złe przewodniki, czyli izolatory (dielektryki). Zjawisko indukcji odnośnie do izolatorów nazywamy p o l a r y z a c j ą d i e l e k t r y c z n ą (rys.19.). Przyjmujemy, że w spolaryzowanym dielektryku powstają w obrębie poszczególnych drobin naboje



Rys 19

indukcyjne (zawsze równe i przeciwnych znaków) skutkiem czego dielektryk oddziaływa na pole elektryczne. (Patrz „Rola i własności dielektryków").

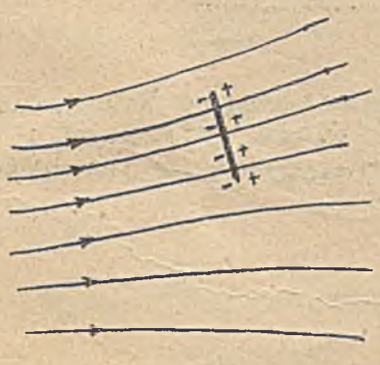
Stając na gruncie poglądów Faradaya przypisujemy zdolność indukcyjną (względnie polaryzacyjną) znów polu elektrycznemu, a nie nabojom, które to pole wywołały. Do takiego stanowiska uprawniają nas motywy podane już poprzednio (w rozdziale IV. „Pole elektryczne").

2. Indukcja elektryczna (D)

Wielkość naboji indukowanych w polu elektrycznem (na przewodnikach), względnie intenzywność działania polaryzacyjnego (w dielektrykach) zależy przedewszystkiem od natężenia pola K, następnie od kształtu geometrycznego przewodnika, względnie dielektryka, sposobu ustawienia ścian tychże względem torów linij sił, wreszcie od rodzaju ośrodka wypełniającego przestrzeń, w której się mieści pole elektryczne.

Indukcję D pola elektrycznego musimy określić - podobnie jak natężenie K - dla punktów pola, doświadczalnie stwierdzamy bowiem różnice tej zdolności w różnych miejscach pola

Wyobraźmy sobie, że w pole elektryczne **w y t w o r z o n e w p r ó ż n i**, wprowadzono płaską, bardzo cienką płytkę metalową o elementarnej powierzchni ds, i że ją ustawiono prostopadle do torów linij sił (rys.20.). Wskutek indukcyjnego działania pola powstaną na tej płytce dwa równe naboje elementarne przeciwnych znaków - dQ i + dQ. Stosunek dQ/ds może tu być miarą zdolności indukcyjnej **p u n k t u** pola, wyraża bowiem, jaką ilość elektryczności zdolne jest zindukować pole na jednostkę powierzchni płaskiego przewodnika, ustawionego w tym punkcie w położeniu maksymalnego działania (indukcyjnego), tu prostopadle do linij sił.



Rys.20.

Utworzony tak stosunek (naboju dQ indukowanego na powierzchni ds, do pola tej powierzchni), uzupełniony jeszcze czynnikiem 4π, którego cel

wyjaśni się dalej, nazywamy i n d u k c j ą e l e k t r y c z n ą i oznaczać będziemy literą D

$$D = 4\pi \frac{dQ}{ds} \quad ^{1)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Stosunek ilości elektryczności (jednego znaku), jaką pole elektryczne byłoby zdolne zindukować (w pomyślanem doświadczeniu) na płaskiej powierzchni przewodnika ustawionego w położeniu maksymalnego działania indukcyjnego pola, do wielkości tej powierzchni (uzupełniony czynnikiem 4π) nazywamy indukcją elektryczną (D).

Uwaga: Należy odróżniać „indukcję elektryczną - zjawisko" od „indukcji elektrycznej - wielkości".

Dla pola jednostajnego można napisać

$$D = 4\pi \frac{Q}{s} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Z wzorów 12. i 13. widać, że:

Indukcja D odpowiada l i c z b o w o ilości elektryczności indukowanej na jednostkę powierzchni przewodnika ustawionego w położeniu maksymalnego działania pola, pomnożonej przez czynnik 4π.

Indukcja (D) jest wielkością kierunkową, (wektorem), bo wielkość naboju indukowanego w polu zależy od położenia zajmowanego w niem przez przewodnik.

Wymiar indukcji jest taki sam jak natężenia pola K:

$$\text{Wymiar } D = \frac{\text{Wym } Q}{\text{Wym } s} = \frac{L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}}{L^2} = \underline{L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}}$$

Uwaga: Nie wynika stąd bynajmniej, aby natężenie K i indukcja D miały być identyfikowane. Wszak także pojemność i długość mają w układzie CGS ten sam wymiar „cm", a jednakże są to zgoła różne wielkości.

Z wzorów 12. i 13. wynika, że

$$dQ = \frac{D \cdot ds}{4\pi} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

lub, gdy element ds jest odchylony o kąt α od położenia, w którem działanie pola jest maksymalne

$$dQ = \frac{D \cdot ds}{4\pi} \cos\alpha \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

1)Ogólnie prawie wszyscy autorzy abstrahują od takiego uzupełnienia

Dla pola jednostajnego i płaskiej powierzchni przewodnika, możemy napisać (abstrahując od wpływu przewodnika na pole):

$$Q = \frac{D \cdot s}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

względnie

$$Q = \frac{D \cdot s}{4\pi} \cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

W obu tych wzorach (16, 17) oznacza Q ilość elektryczności, jaka powstałaby w polu jednostajnem na płaskiej powierzchni s przewodnika, umieszczonej w położeniu maksymalnego działania (wzór 16), względnie odchylonej od tego położenia o kąt α (wzór 17), gdyby indukowane naboje nie powodowały żadnej deformacji pola (doświadczenie pomyślane).

Załóżmy we wzorze (16) D = 1, s = $1cm^2$, to otrzymamy $Q = 1/4\pi$.

Jednostkę indukcji elektrycznej (D) w układzie ES ma pole w punkcie, w którym na $1cm^2$ powierzchni przewodnika ustawionej w położeniu maksymalnego działania pola przypada nabój indukowany $Q = 1/4\pi$ jednostek ES.

Działanie takie wystąpi w odległości 1 cm od odosobnionego naboju punktowego Q = 1 JES. Jeżeli bowiem nabój taki otoczymy zasłoną kulistą z dobrego przewodnika o promieniu 1 cm, więc o powierzchni $4\pi\ cm^2$, to na powierzchni tej powstaną przez indukcję dwa naboje przeciwnych znaków, każdy równy 1 JES. Na 1 cm^2 takiej powierzchni kulistej przypadnie więc $1/4\pi$ JES ilości elektryczności, czyli tyle, co na 1 cm^2 płaskiej powierzchni w polu o indukcji D = 1 JES.

Tu widoczny jest także cel, jaki miało uzupełnienie ilorazu Q/s czynnikiem 4π. Chodziło o to, aby otrzymać określenie D analogiczne do określenia K. Z powyższego przykładu widać, że w odległości 1 cm od naboju punktowego umieszczonego w p r ó ż n i jest zarówno D jak i K równe jednostce ES.

Uwaga: Wielu autorów określa indukcję D wprost stosunkiem $D = \frac{Q}{s}$ względnie $\frac{dQ}{ds}$. Jakkolwiek takie określenie D wydać się musi na pierwszy rzut oka racjonalniejszem od podanego poprzednio $D = 4\pi\frac{Q}{s}$, to jednakże nie da się utrzymać ze względu na zamieszanie pojęć, jakie wywołuje odnośnie do gęstości linij sił i gęstości linij indukcji. Pozatem określenie takie niweczy analogję z indukcją pola magnetycznego. Do sprawy tej powrócimy jeszcze w dalszym ciągu.

3. Związek między indukcją D, a natężeniem pola K.

Doświadczenia pouczają, że w polu elektrycznem wypełnionem j e = d n o r o d n y m ośrodkiem, indukcja D nie zależy od stałej dielektrycznej (ε) tego ośrodka. Umieszczając w puszce Faradaya (osłona zupełna) ciało naelektryzowane nabojem Q, otrzymamy na osłonie dwa naboje przeciwnych znaków, zawsze równe Q, bez względu na to, czy puszka wypełniona będzie powietrzem ($\varepsilon \cong 1$), naftą ($\varepsilon \cong 2$) oliwą, ($\varepsilon \cong 3$), czy jakimś innym (jednorodnym) ośrodkiem, czy wreszcie pozbawiona będzie zupełnie ośrodka (próżnia $\varepsilon = 1$).

Niemniej jednak stwierdzamy doświadczalnie, że tylko tam występują działania indukcyjne, gdzie natężenie pola K ma jakąś wartość (różną od zera). W miejscach gdzie K = 0, jest także D = 0.

Wielkość dynamicznego działania pola (natężenie K) zależy od stałej dielektrycznej ośrodka

$$K = \frac{1}{\varepsilon} \hat{\sum} \frac{Q_i}{l_i^2} \tilde{z}$$

Indukcja D jest proporcjonalna do natężenia K i ma taką samą wartość w ośrodku jednorodnym (o dowolnej stałej ε) co i w próżni. Jednakże w próżni jest

$$K = \hat{\sum} \frac{Q_i}{l_i^2} \tilde{z}$$

i odpowiada liczbowo indukcji D. Wynika stąd, że w polu wypełnionem dowolnym j e d n o r o d n y m ośrodkiem jest

$$D = \hat{\sum} \frac{Q_i}{l_i^2} \tilde{z} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

czyli, że

$$D = \varepsilon K \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

O ś r o d k i e m j e d n o r o d n y m będziemy nazywali takie ciała w których maksymalne działanie indukcyjne pola na ścianach przewodników wypada w położeniu tych ścian prostopadłem do torów linij sił. Nie wszystkie ciała - użyte jako ośrodki - spełniają ten warunek. W kryształach np. maksymalne działanie indukcyjne znajdujemy nie na powierzchniach normalnych do linij sił, lecz na powierzchniach odchylonych od tychże o różne kąty. W elektrotechnice ciała takie (niejednorodne) nie mają jednakże zastosowania, nie będziemy się więc tu niemi zajmować.

Wzór 19 umożliwia oznaczenie wartości indukcji D gdy znane są natężenia K każdego punktu pola i odwrotnie, oznaczenie wartości K, gdy znane są wartości D w każdym punkcie pola:

$$K = \frac{D}{\varepsilon} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

W próżni jest l i c z b o w o K = D, nie znaczy to jednakże, aby w próżni natężenie K i indukcja D miały być identyfikowane. I w próżni natężenie K charakteryzuje dynamiczne, a indukcja D indukcyjne cechy pola elektrostatycznego.

Podając np., że w jakimś punkcie próżni jest K = 10 JES i D = 10JES wyrażamy, iż na nabój próbny np. q = +1 JES umieszczony w tym punkcie pola działałaby siła F = K.q = 10.1 = 10 dyn, oraz, że na płaskiej powierzchni przewodnika np. s = 3°14 cm^2 ustawionej w tym punkcie normalnie do torów linij sił zindukowałoby to pole nabój $Q = \frac{D.s}{4\pi} = \frac{10.3°14}{4\pi} = 2°5$ JES ilości elektryczności.

(Oba doświadczenia można wykonać tylko w przybliżeniu, albowiem zarówno wprowadzenie w pole naboju próbnego q, jak i przewodnika spowoduje deformację pola).

4.Linje indukcji.

Indukcja D jest wielkością kierunkową. Dla każdego punktu pola należy więc określić wartość i kierunek D. Można to uskutecznić znów w dwojaki sposób, a n a l i t y c z n i e (wzór 18) i g e o m e = t r y c z n i e , podobnie jak natężenie pola. Ten drugi sposób prowadzi do pojęcia l i n i j i n d u k c j i .

Z uwagi na to, że maksymalne działanie indukcyjne występuje nie we wszystkich ośrodkach w położeniu normalnem do linij sił (np.w krysz= tałach), uwzględniając dalej, że tylko w próżni gęstość linij sił odpo= wiada (liczbowo) indukcji D, widzimy się zniewoleni do scharakteryzowania indukcyjnych cech pola o d d z i e l n e m i utworami geometrycznemi a mianowicie t.zw. l i n j a m i i n d u k c j i .

Linje indukcji mają wskazywać:

a) Jakie położenie ma przybrać płaski przewodnik przy maksymalnem działaniu indukcyjnem.

b) Jakie znaki mają indukowane naboje.

c) Jak wielki nabój indukowany powstanie na przewodniku umieszczonym w polu elektrycznem.

Postulatom tym czynimy zadość w następujący sposób:

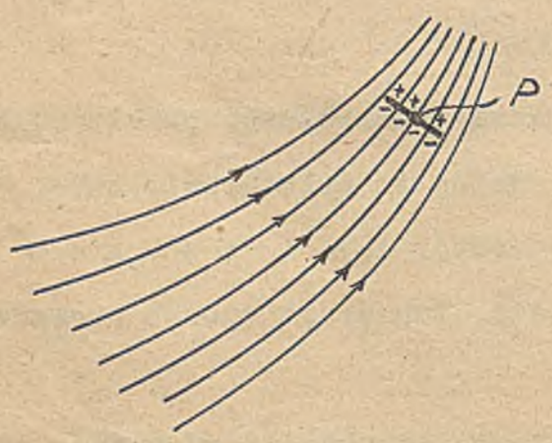
ad a) Linjom indukcji nadajemy takie tory, aby płaszczyzny normalne do nich wskazywały położenie maksymalnego działania indukcji.

ad b) Linje indukcji uzupełniamy strzałkami, orjentując ich groty w ten sposób, aby wskazywały indukowany nabój ujemny.

ad c) Linjom indukcji nadajemy gęstość, odpowiadającą liczbowo w każdem miejscu pola indukcji D.

Podobnie jak przy linjach sił ustalamy i tu, że g ę s t o ś ć l i n i j i n d u k c j i określa ich ilość na 1 cm^2 powierzchni normalnej do torów linij . Przyjmujemy, że gęstość linij ma być w każdem miejscu pola równa indukcji D.

Przykład: Niech na rys.21. gęstość linij indukcji w miejscu P wynosi 3 linje/cm^2, czyli D = 3cgs (JES). Znaczy to, że na płaskiej powierzchni przewodnika ustawionej w punkcie P normalnie do torów linij indukcji, wytworzyłoby pole elektryczne dwa równe naboje o ilościach elektryczności $Q = \frac{D \cdot s}{4\pi}$,



Rys.21.

więc gdy np. $s = \pi cm^2$,

$$Q = \frac{3 \cdot \pi}{4\pi} = \frac{3}{4} \text{ jednost.ES.}$$

(Doświadczenie pomyślane, obliczenie przeprowadzono przy milczącem uskutecznionem założeniu, że gęstość linij indukcji czyli D jest w każdym punkcie powierzchni $s = \pi cm^2$ jednakowa).

Na tej powierzchni przewodnika ku której skierowane są groty linij indukcji powstanie nabój ujemny, na stronie przeciwnej nabój dodatni (patrz rys.21).

W ośrodkach j e d n o r o d n y c h i w próżni tory i strzałki linij indukcji są identyczne z torami i strzałkami linij sił. Charakterystyki geometryczne indukcyjnych i dynamicznych cech pola elektrycznego w takich ośrodkach różnią się tylko gęstością linij, zgodnie z relacją $D = \varepsilon . K$. W próżni ($\varepsilon = 1$) i w powietrzu ($\varepsilon \cong 1$) i ta różnica odpada. Linje indukcji pokrywają się tu zupełnie z linjami sił i możnaby mniemać, że rozróżnianie dwu rodzaji linij jest tu najzupełniej zbędne.

Nim się za taką decyzją opowiemy należy zważyć, że linjom sił przydaliśmy następujące atrybuty:

a) Tory linij sił wskazywać mają kierunki działania sił w polu elektrycznem.
b) Strzałki linij sił orjentować mają o kierunku działania wywieranego na dodatni nabój umieszczony w polu elektrycznem.
c) Gęstość linij sił ma odpowiadać wszędzie natężeniu K.

Jak widać, są to atrybuty zgoła różne od przydanych linjom indukcji. Pozatem zarówno gęstości jak i tory i strzałki linij sił i linij indukcji mogą być zgoła różne (np. w kryształach). Wynika stąd, że w każdem polu elektrycznem należy sobie wyobrazić geometryczną charakterystykę uskuteczniona z pomocą d w o j a k i c h linij, a mianowicie linij sił i linij indukcji. Przy analizie pola elektrycznego należy zawsze wyraźnie zaznaczyć o których linjach mówimy lub myślimy, inaczej powstaje zamieszanie odnośnie do pojęć lub wniosków. Do sprawy tej powrócimy jeszcze w dalszym ciągu, po omówieniu „Strumienia indukcji", tu wystarczy zaznaczyć wyraźnie, że:

Linjami indukcji nazywać będziemy utwory geometryczne, charakteryzujące indukcyjne cechy, zaś linjami sił, utwory geometryczne charakteryzujące dynamiczne cechy pola elektrostatycznego.

We wnętrzu przewodników jest $K = 0$, więc i $D = 0$, zatem linje indukcji charakteryzujące s t a t y c z n y stan pola elektrycznego nie wnikają także (podobnie jak linje sił) do wnętrza przewodników.

W ośrodkach linje indukcji zaczynają się na nabojach dodatnich a kończą na nabojach ujemnych. W polu elektrostatycznem linje indukcji nie mogą mieć torów zamkniętych.

5. Strumień indukcji (Ψ).

Iloczyn indukcji D i powierzchni elementarnej ds n o r m a l n e j do kierunku tejże nazywamy s t r u m i e n i e m i n d u k c j i. (Symbol Ψ).

$$d\Psi = D \cdot ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Gdy element powierzchni ds jest odchylony o α od normalnego położenia względem D, będzie

$$d\Psi = D \cdot ds \cdot \cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

Całkowity strumień Ψ_s powierzchni S będzie zatem

$$\Psi_s = \int_S D \cdot ds \cdot \cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

i określa w interpretacji geometrycznej ilość linij indukcji przechodzących przez powierzchnię S (albowiem D odpowiada gęstości linij, czyli ilości linij na cm^2).

Wstawmy we wzorze 21 (uwzględniając wzór 12)

$$D \cdot ds = 4\pi \cdot dQ,$$

to otrzymamy

$$d\Psi = 4\pi \cdot dQ \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

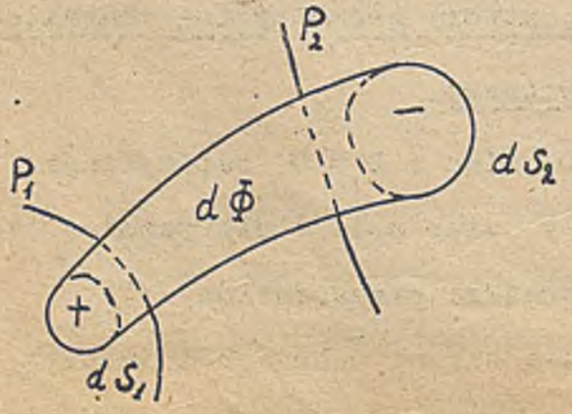
Oznacza to, że z naboju elementarnego dQ wychodzi $4\pi \cdot dQ$ linij indukcji.

Całkowita ilość linij indukcji wychodzących z naboju Q będzie zatem

$$\Psi = 4\pi \cdot Q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (25)$$

Kładąc Q = 1 jednostka ES otrzymamy $\Psi = 4\pi$ jednostek ES lub linij. Z jednostkowego naboju wychodzi strumień zawierający 4π linij indukcji.

Niech P_1 i P_2 (rys. 22.) oznacza dwa przewodniki naelektryzowane (w stanie statycznym). Strumień elementarny $d\Psi$ (wyodrębniony z całkowitego strumienia indukcji łączącego oba te przewodniki) wychodzi z powierzchni elementarnej ds_1 o naboju elementarnym dodatnim $+dQ_1$ i kończy się na powierzchni ds_2 o naboju $-dQ_2$. Łatwo udowodnimy, że dQ_1 musi = dQ_2.



Rys. 22.

W myśl (24) możemy napisać:

$$d\Psi = D_1 ds_1 = 4\pi . dQ_1$$

$$d\Psi = D_2 ds_2 = 4\pi . dQ_2$$

z czego wynika, że

$$4\pi . dQ_1 = 4\pi . dQ_2$$

czyli, że $dQ_1 = dQ_2 = dQ$

przyczem $$dQ = \frac{d\Psi}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (26)$$

lub $$Q = \frac{\Psi}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

Strumień indukcji Ψ łączy swemi linjami (indukcji) zawsze dwa równe naboje przeciwnych znaków o ilościach elektryczności określonych wzorami (26) i (27).

Związek między strumieniem indukcji ($d\Psi$) a nabojem (dQ) można jasno zilustrować z pomocą t.zw. r u r e k i n d u k c j i (koncepcja Faradaya). Ścianę rurki wyobrażamy sobie poprowadzoną wzdłuż linij indukcji. W każdym normalnym do ściany przekroju rurki strumień indukcji ma wartość stałą.

Rurka zaczyna się na naboju (elementarnym) dodatnim, a kończy się na naboju ujemnym i odgranicza elementy naelektryzowanej powierzchni (ds_1 i ds_2) zawierające r ó w n e naboje przeciwnych znaków. Rurkę mieszczącą strumień jednostkowy ($\Psi = 1$ linja indukcji), czyli odgraniczającą elementy naelektryzowanej powierzchni o nabojach $Q = 1/4\pi$ jednostek ES, nazywamy r u r k ą j e d n o s t k o w ą . Linje indukcji można sobie uzmysłowić jako osie geometryczne rurek jednostkowych. Operowanie rurkami zamiast linjami nie daje większych korzyści, dlatego poprzestaniemy tu na powyższych uwagach.

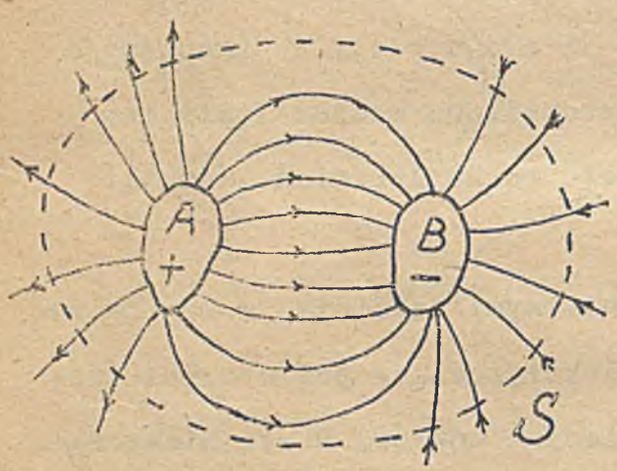
Z wzorów (23) i (25) widać, że całkowity strumień (Ψ) przechodzący przez powierzchnię zamkniętą, obejmującą w swem wnętrzu „n" naboji ($Q_1, Q_2 \ldots Q_n$) dowolnie rozmieszczonych i różnych znaków, jest równy sumie a l g e b r a i c z n e j tych naboi, pomnożonej przez czynnik 4π

$$\Psi = 4\pi \Sigma Q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

Jest to t.zw. p r a w o G a u s s a , stwierdzalne np. z pomocą puszki Faradaya.

Prawa Gaussa nie należy rozumieć (fałszywie) w ten sposób, jakoby przez powierzchnię obejmującą $\Sigma Q = 0$ nie przechodziły żadne linje indukcji, (czyli, że gdy jest $\Sigma Q = 0$, musi być także $\Psi = 0$). Wynik $\Psi = 0$, dla $\Sigma Q = 0$ pouczać ma tylko, że suma algebraiczna linij przez powierzchnię S wychodzących i wchodzących równa się zeru, czyli, że ilość linij wychodzących równa jest ilości linij wchodzących. (Linje wychodzące mogą być uważane za dodatnie, wchodzące za ujemne, wskutek czego suma ich da zero). Jako wychodzące mogą być brane te linje, których strzałki skierowane są na zewnątrz powierzchni, jako wchodzące te, których strzałki skierowane są do wnętrza powierzchni.

Przykład do powyższej interpretacji prawa Gaussa ilustruje rys.23.



Rys.23.

Między dwoma przewodnikami A i B, naelektryzowanemi nabojami przeciwnych znaków, lecz o równych ilościach elektryczności (Q), wyobrazić sobie należy strumień indukcji Ψ w rozkładzie linij (indukcji) wskazanym na rys.23. Otoczmy naboje te powierzchnią zamkniętą S, to strumień przenikający ją określi wzór

$$\Psi = 4\pi(+Q - Q) = 0$$

(bo na obu przewodnikach są równe naboje przeciwnych znaków). Wynik ten oznacza - w myśl powyższego - że przez powierzchnię (S) przechodzi taka sama ilość linij o strzałkach skierowanych na zewnątrz (lewa strona powierzchni S na rys.23.), co linij o strzałkach skierowanych do wewnątrz (prawa strona powierzchni S na rys.23.).

Uwaga: Powierzchnię S należy traktować jako utwór geometryczny, a nie jako osłonę materjalną. W dalszym ciągu będziemy mówić o realnej powierzchni (z przewodnika); należy taką osłonę realną odróżnić od geometrycznej powierzchni zamkniętej.

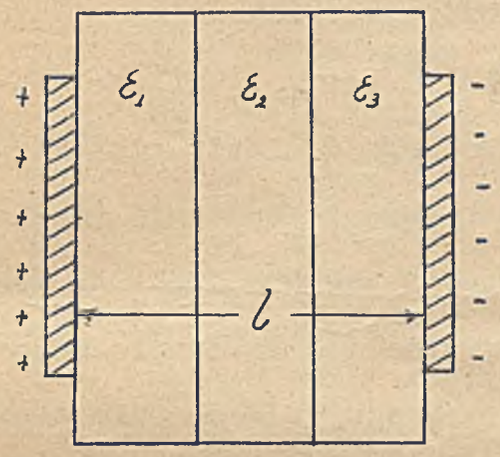
Zależność Ψ i Q określona prawem Gaussa (wzór 28) ($\Psi = 4\pi\Sigma Q$) nie zawiera stałej dielektrycznej ośrodka. Wynika stąd, że strumień Ψ nie zmienia się przechodząc (z naboju dodatniego do ujemnego) przez warstwy dielektryków o różnych wartościach stałych dielektrycznych (ε). Wyrażamy to przypisując strumieniowi indukcji Ψ c i ą g ł o ś ć (cecha, jakiej nie może posiadać strumień linij sił).

Przykład: Między dwiema płaskiemi płytkami metalowemi o równych nabojach +Q i -Q, znajdują się trzy równoległe warstwy dielektryków o różnych stałych ε_1, ε_2, ε_3, (rys.24). Abstrahując od wpływu brzegów, możemy - przy małej odległości (l) obu płytek - określić strumień indukcji między obu nabojami (+Q i -Q) wzorem

$$\Psi = 4\pi Q$$

a indukcję D wzorem

$$D = \frac{\Psi}{s} = \frac{4\pi \cdot Q}{s}$$



Rys.24.

s oznacza tu powierzchnię (jednostronną) jednej płyty (w cm^2).

Indukcja D będzie we wszystkich warstwach identyczna, bo strumień Ψ łączy zawsze dwa jednakowe naboje przeciwnych znaków, a te znajdują się na okładkach.

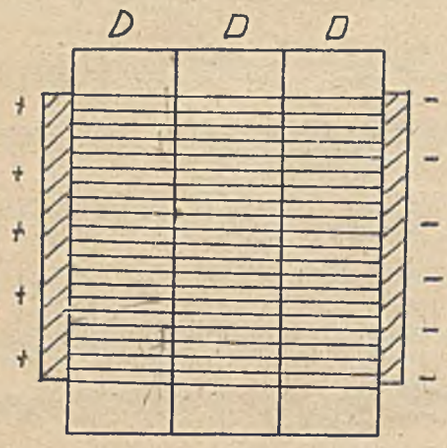
Natomiast natężenie K będzie w każdej warstwie inne, a mianowicie

$$K_1 = \frac{D}{\varepsilon_1}, \qquad K_2 = \frac{D}{\varepsilon_2}, \qquad K_3 = \frac{D}{\varepsilon_3}$$

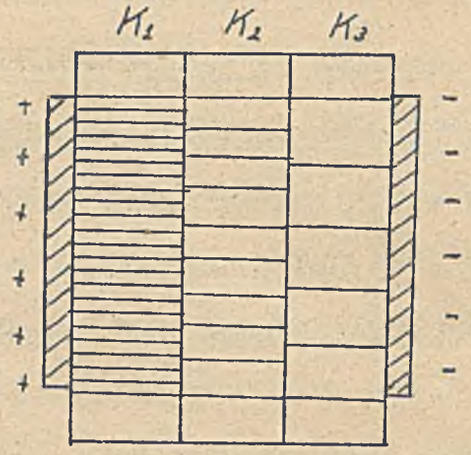
zależy bowiem od stałej dielektrycznej (ε).

Celem scharakteryzowania indukcji D i natężenia K linjami, musimy nakreślić d w a obrazy. Pierwszy (rys.25.) ilustruje, że D jest w każdej warstwie jednakowe (gęstość linij będzie tu odpowiadać ilości jednostek ES indukcji D. Drugi (rys.26.) ilustruje, że natężenie K w każdej warstwie jest inne. Przypuśćmy, że $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 2$, $\varepsilon_3 = 3$, to gęstość linij sił w pierwszej warstwie będzie odpowiadać gęstości linij

indukcji $K_1 = D$. Gęstość linij w drugiej warstwie (K_2) będzie dwa razy mniejsza od K_1, a w trzeciej (K_3) będzie trzy razy mniejszą od K_1.



Rys.25.



Rys.26.

Jak widać, linje indukcji (D) przebiegają między naelektryzowanemi płytkami w sposób ciągły, natomiast linje natężenia wykazują (w gęstości swej) skoki (urywają i zaczynają się na powierzchniach dielektryków).

Przykład powyższy poucza, że temi samemi linjami nie można charakteryzować zarówno dynamicznych jak i indukcyjnych cech pola elektrycznego.

S t r u m i e ń i n d u k c j i $\Psi = D.s$ n i e z m i e n i a s w e j w a r t o ś c i p r z y p r z e j ś c i u p r z e z w s z y s t k i e t r z y w a r s t w y . S t r u m i e ń l i n i j s i ł (K.s) z m i e n i a w a r t o ś ć p r z y p r z e j ś c i u z j e d n e j w a r s t w y d o d r u g i e j .

Strumień indukcji posiada ciągłość, strumień linij sił nie posiada ciągłości. W tem ujawnia się też zasadnicza różnica między oboma strumieniami.

Uwaga: W podręcznikach elektrotechnicznych, a także fizykalnych, znajdujemy zwyczajnie pomieszanie pojęć odnośnie do linij elektrycznych. Wprowadza się je ogólnie przy omawianiu dynamicznych cech pola, a następnie operuje się niemi tak, jak linjami indukcji. (Strumieniowi linij sił przypisuje się ciągłość !!!). Oczywiście powstają wskutek tego niejasności i nieporozumienia. Stan taki spowodowany został głównie tem, że przy stałej dielektrycznej równej jedności, geometryczne charakterystyki dynamicznych i indukcyjnych cech pola padają na siebie. Powietrze jest tym ośrodkiem,

w którym wykonywa się najwięcej doświadczeń elektrostatycznych. Stała dielektryczna powietrza jest p r a k t y c z n i e równa 1 (dokładnie $\varepsilon = 1{,}00059$), zatem i dla powietrza geometryczna charakterystyka dynamicznych i indukcyjnych cech pola elektrycznego jest praktycznie jednakowa. Wydaje się przeto najzupełniej zbędnem wprowadzanie dwojakich linij, skoro w geometrycznej charakterystyce występuje tylko jeden ich rodzaj. Rozumowanie takie byłoby najzupełniej poprawne, gdybyśmy ten jeden rodzaj linij, używany zarówno do ilustrowania dynamicznych jak i indukcyjnych cech pola, traktowali jako utwory geometryczne z a s t ę p c z e , przystosowane jedynie do ośrodków o stałej $\varepsilon = 1$, (a więc teoretycznie tylko dla próżni). Nie można jednakże zgodzić się na to, aby utwory te nazywano linjami sił a operowano niemi ogólnie tak, jak by miały jednoczyć cechy dynamiczne i indukcyjne pola, gdyż jednoczenie takie dwu różnych cech pola możliwe jest tylko dla próżni. Jeżeli jednakże ulegamy już pokusie pozornego ułatwienia, jakie rzekomo dać ma taka linja „ujedniona", to należy ją odróżnić od linij sił i linij indukcji przynajmniej w nazwie. Linje jednoczące dwie cechy pola elektrycznego można by np. nazywać „l i n j a m i e l e k t r y c z n e m i".

Cóż jednak za korzyści daje nam operowanie linjami elektrycznemi ? Odnośnie do pola w próżni i w powietrzu pozornie tę, że nie potrzebujemy ciągle zaznaczać o jakich linjach mówimy. W ten sposób przyzwyczajamy się jednakże do identyfikowania utworów geometrycznych, które mają na celu ilustrowanie dwu najzupełniej r ó ż n y c h cech pola. Osiągamy więc szkodę, nie korzyść. Wprowadzanie do rozważań trzeciego rodzaju linij (linij elektrycznych), raczej utrudni niż ułatwi zrozumienie rzeczy. Dlatego nie pójdziemy torem utartym przez wielu autorów i odnośnie do linij będziemy stale rozróżniać linje sił, charakteryzujące dynamiczne cechy pola i linje indukcji, charakteryzujące indukcyjne cechy pola. W próżni linje te padają na siebie, w ośrodkach jednorodnych różnią się gęstością, w kryształach różnią się i gęstością i torami. Oto - mojem zdaniem - właściwe przedstawienie rzeczy.

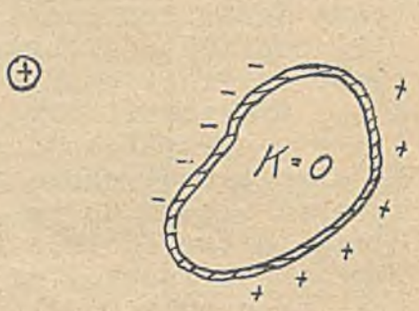
Zamiast niego znajdujemy np. w poczytnej książce Benischke'go „Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik" wyd. 6-te str. 42. objaśnienie, że gęstość linij sił (!) w ośrodkach jednorodnych rośnie ε razy, gdy w miejsce powietrza ($\varepsilon = 1$) wejdzie dielektryk o stałej ε (!). Aby zapobiec nieporozumieniom, proponuje Benische nazywać natężenie (K) w dielektryku siłą elektryzującą (!). Gęstość linij sił (!) w dielektryku (Benischke mówi o linjach sił, a myśli o linjach indukcji) będzie równa iloczynowi stałej ε i siły elektryzującej. W dalszym ciągu wymienionej książki mówi Benischke o wielkości $D = \varepsilon.K$ jak o gęstości linij sił, powiększając w ten sposób bałamuctwo. Takiej nauki o utworach geometrycznych, które mają na celu jedynie poglądowo przedstawić to co stwierdzają doświadczenia i do czego prowadzi analiza matematyczna wsparta na faktach, nie można polecać.

6. Osłona elektryczna.

Elektryczność <u>w stanie statycznym</u> gromadzi się tylko na powierzchni przewodników. Wynika stąd, że wewnątrz przewodników musi być natężenie pola $K = 0$ (inaczej musiałyby odbywać się w przewodniku ruchy elektryczności

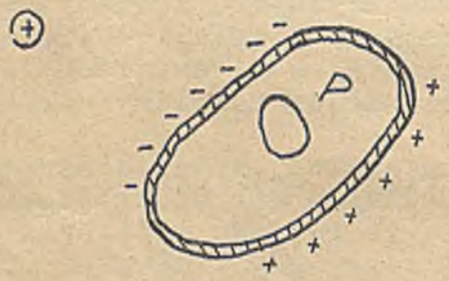
pod działaniem K ≷ 0). Jeżeli wewnątrz masy przewodnika jest K = 0, to masa ta nie może brać żadnego udziału w statycznych działaniach indukcyjnych naboji umieszczonych zewnątrz powierzchni przewodnika. Można więc masę z wnętrza przewodnika usunąć, pozostawiając dowolnie cieńką lecz jednolitą i przylegającą do zewnętrznej powierzchni przewodnika powłokę. (Rys.27 i 28)

Rys.27.



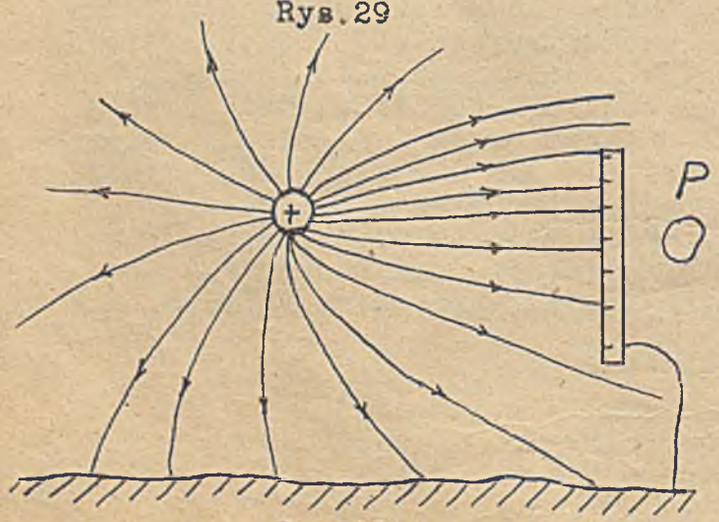
Rys.28.

Zarówno we wnętrzu pełnego przewodnika (rys.27) jak i we wnętrzu pustego przewodnika (rys.28) jest (w stanie statycznym) K = 0. Ponieważ zaś w miejscach gdzie K = 0 musi być także D = 0 (bo D = ε K), wynika stąd, że na przewodniki (P) umieszczone wewnątrz osłony zupełnej (powłoka zamknięta z dobrego przewodnika) nie mogą działać żadne naboje elektryczne umieszczone zewnątrz tej osłony (rys.29). Faraday stwierdził doświadczalnie, że zamiast powłoki metalowej można użyć, jako osłony, także siatki drucianej.[1] (Klatka Faradaya).



Rys.29

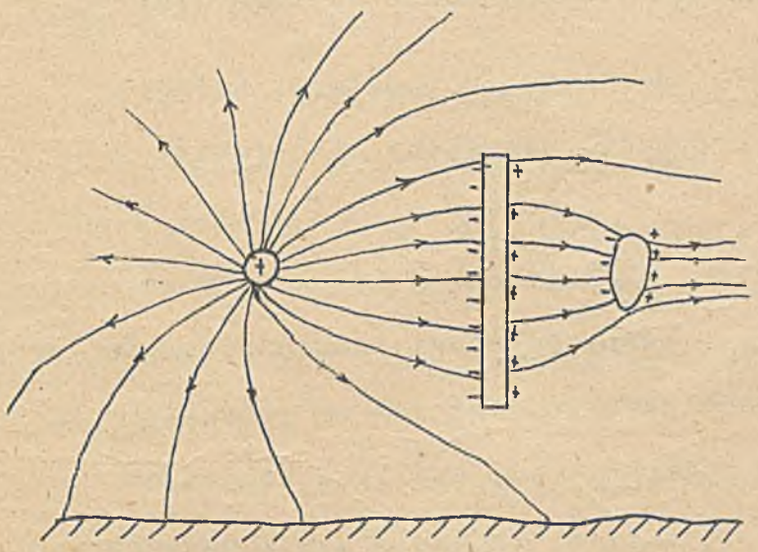
Jednostronną (częściową) osłonę elektryczną stanowi także powłoka lub siatka metalowa, uziemiona (Rys.30). Linje indukcji wychodzące z naboju (dodatniego) umieszczonego przed osłoną, indukują w niej dwa równe naboje przeciwnych znaków (-Q i +Q). Nabój -Q utrzymuje się na osłonie, nabój +Q odprowadzony zostaje przez uziemienie Z do ziemi



Rys.30.

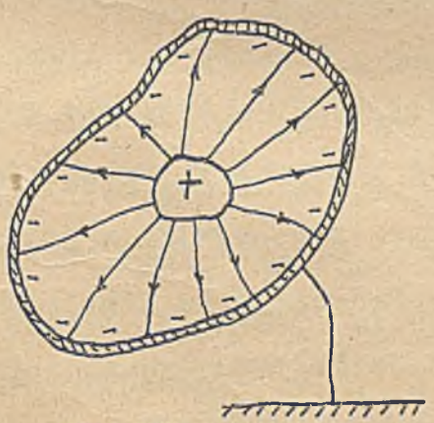
1) Proponowano siatkami takiemi zabezpieczać objekty (prochownie, składy amunicyjne) od wyładowań atmosferycznych. ETZ 1904. Str.885, i 1906. Str.576.

Przewodniki umieszczone bezpośrednio za osłoną (P) nie podlegają działaniu indukcyjnemu naboju, umieszczonego po drugiej stronie tej uziemionej osłony (Rys.30). Gdyby osłona jednostronna nie była uziemiona, działanie indukcyjne by wystąpiło (Rys.31). Odnośnie do przykładu zilustrowanego na rys.27 i rys.28. warto jeszcze zaznaczyć, że także potencjał (V) tego samego przewodnika pełnego (rys.27.) i pustego (rys.28.) będzie jednakowy, albowiem pojemność przewodnika zależy od ukształtowania jego powierzchni a nie od rozłożenia masy wewnątrz tej powierzchni zawartej.



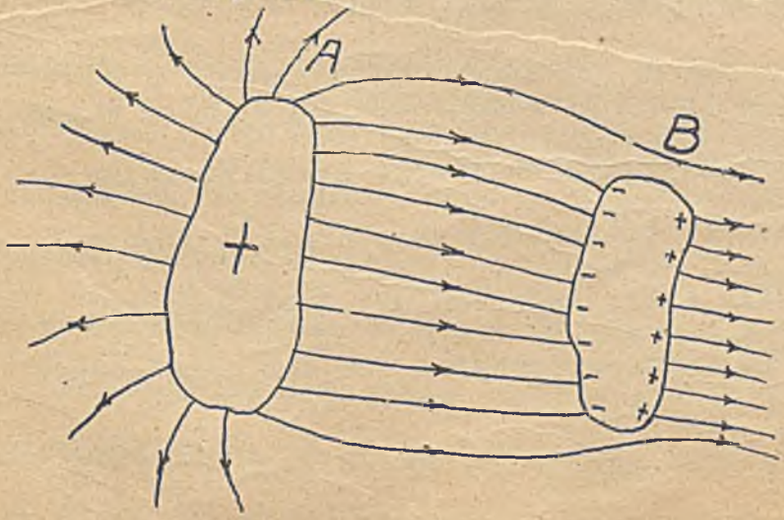
Rys.31.

Gdy ciało naelektryzowane osłonimy całkowicie metalową powłoką uziemioną, działanie indukcyjne nie przeniknie na zewnątrz takiej osłony (zupełnej) (rys.32.). Na wewnętrznej powierzchni tej powłoki metalowej powstaje nabój indukcyjny o znaku przeciwnym do naboju indukującego jednakże ściśle równy mu co do ilości elektryczności (Q), albowiem na osłonie zupełnej kończą się wszystkie linje indukcji, wychodzące z naboju umieszczonego w jej wnętrzu.



Rys.32.

Z powyższego wynika, że w r e a l n y c h przypadkach indukcji (Rys.33.) na przewodniku (B) ustawionym dowolnie blisko przewodnika (A) naelektryzowanego nabojem Q_A powstaną dwa naboje indukcyjne $-Q_B$ i $+Q_B$ z a w s z e m n i e j s z e od naboju Q_A (I)



Rys.33.

$Q_B < Q_A$

gdy przewodnik B nie otacza przewodnika A w zupełności. Do tego samego wniosku prowadzi rozważanie przeprowadzone odnośnie do tego przypadku ze strumieniem indukcji (Ψ). Z naboju Q_A wychodzi strumień $\Psi_A = 4\pi . Q_A$. Przewodnik B trafia tylko część tego strumienia Ψ_B i odpowiednio do tego jest $Q_B = \frac{\Psi_B}{4\pi}$. Reszta strumienia Ψ_A kończy się na otoczeniu (podłoga, ściany, sufit, meble i t.p.) lub w braku tegoż (przypadek nierealny) w nieskończoności (abstrakcja).

W myśl powyższego i w kondenzatorze płaskim nabój indukowany na jednej okładce nie będzie - ściśle biorąc - równy nabojowi indukującemu na drugiej okładce. W używanych kondenzatorach płaskich różnice są jednakże tak małe, że praktycznie biorąc można je pominąć. Przy analizie kondenzatorów uskutecznimy też założenie, że oba te naboje (indukujący i indukowany) są sobie równe.

VII. PRACA W POLU ELEKTRYCZNEM.

1. Przemiany energietyczne w polu elektrycznem.

Wyobraźmy sobie kompleks ciał naelektryzowanych, dowolnie rozmieszczonych w przestrzeni i pozostających w stanie statycznym. Naboje tych ciał wytworzą w przestrzeni pole elektrostatyczne, nacechowane w każdym punkcie pewnem natężeniem K i pewną indukcją D. Poszczególne naboje a z niemi i ciała naelektryzowane podlegać będą w polu działaniom dynamicznym, manifestującym się dążnością do oddalenia naboji tego samego znaku, a zbliżenia naboji przeciwnych znaków.

Taki więc układ statyczny utrzymany być może tylko w takim razie, gdy działaniom dynamicznym wywieranym na naboje przeciwstawimy równoważne działanie mechaniczne. W stanie statycznym układu muszą więc na każde ciało naelektryzowane działać dwie siły: Jedna natury elektrycznej, wyrażająca się dla naboju punktowego (Q) umieszczonego w miejscu o natężeniu K (według 9) wzorem

$$F = K.Q$$

druga, mechaniczna, równoważąca tamtą, t.j. równa jej i skierowana wprost przeciwnie. (Warunek równowagi). W przypadku gdy tej drugiej równoważącej siły nie będzie, a F ma wartość różną od zera, nastąpi ruch przyspieszony naboju Q (względnie ciała, nabój ten zawierającego) w kierunku działania siły F.

Z powyższego wynika, że przesunięciu naboju (Q) w polu elektrycznem (o natężeniu K) towarzyszyć musi praca, wyrażająca się, dla nieskończenie krótkiej drogi $d\ell$, iloczynem

$$dA = F.d\ell = K.Q.d\ell \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (29)$$

w przypadku, gdy kierunek działania siły F pada w tor przesunięcia ($d\ell$), lub ogólnie

$$dA = F.d\ell.\cos\alpha = K.Q.d\ell.\cos\alpha, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (30)$$

gdy kierunek siły jest odchylony o kąt α od toru drogi ($d\ell$).

Praca dA towarzysząca przesunięciu naboju Q w polu elektrycznem, może być wykonana albo przez siły zewnętrzne pokonywujące siły pola, więc na koszt energji zewnętrznej, lub też przez siły pola elektrycznego pokonywujące działanie sił zewnętrznych, więc na koszt energji wewnętrznej.

Jeżeli przy takiem przesunięciu naboju Q w polu elektrostatycznem nie zachodzą żadne inne przemiany energietyczne jak tylko przytoczone powyżej (praca transportu naboju Q), to w myśl prawa zachowania energji, praca wykonana przez siły zewnętrzne musi przemienić się w energję potencjalną pola elektrycznego, zaś praca sił pola będzie wykonaną na koszt energji pola elektrycznego.

Wynika stąd, że pole elektryczne musi mieć zdolność pochłaniania, mieszczenia i wydzielania energji. Możemy sobie wyobrazić, że zmiany w układzie naboji, wywołane np. przez przesunięcie jednego z nich, powodują zmiany naprężeń elastycznych eteru. Jeżeli nastąpi (w przeważnej mierze) powiększenie tych natężeń, to energja pola elektr. się zwiększy, jeżeli zaś nastąpi zmniejszenie natężeń, to energja pola elektr. zmaleje.

Przesuwaniu naboji w polu elektrycznem towarzyszą więc przemiany energietyczne, a przebieg ich zależy nietylko od wielkości tych naboji, lecz także od zdolności pola do wydzielenia względnie pochłonięcia energji

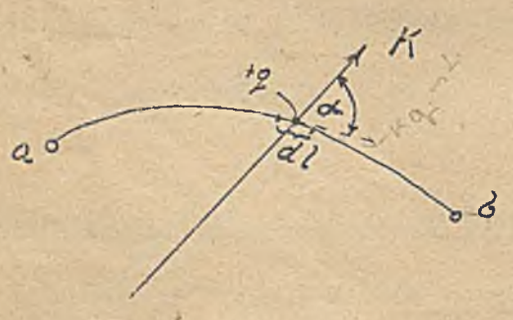
Gdy pole charakteryzujące się wielkiemi natężeniami (K) zdolne jest wydzielić dużo energji, to w analogicznych przypadkach pole o małych natężeniach (K) zdolne jest wydzielić tylko małe ilości energji. W jednakowych zresztą warunkach praca towarzysząca przesunięciu naboju Q w „silnem" polu elektrycznem (duże K) będzie wielka, zaś w „słabem" polu (małe K), będzie mała.

Celem ułatwienia orjentacji co do energietycznych przemian w polu elektrycznem, konieczną jest energietyczna charakterystyka pola elektrycznego. Żądaniu temu możemy uczynić zadość najprościej w ten sposób, że przedewszystkiem określimy pracę towarzyszącą transportowi naboju w polu elektrycznem wzdłuż dowolnego lecz oznaczonego toru. Doprowadzi nas to do nowych nader ważnych pojęć elektr., a mianowicie: Napięcia elektrycznego (U) i potencjału pola elektrycznego (V).

2. Napięcie (U).

Orjentację co do energietycznych cech pola elektrostatycznego zdobędziemy, gdy ustalimy jak wielka praca przypada na jednostkę naboju przetransportowanego (przesuniętego) w tem polu z punktu do punktu, po oznaczonym torze.

W tym celu wyobraźmy sobie, że bardzo mały nabój próbny dodatni (+q) został przesunięty w polu elektrycznem po torze ab (rys. 34.) z punktu „a" do „b" przy działaniu natężenia K, które w miejscu $d\ell$ ma kierunek odchylony od toru transportu o kąt α. Na nabój q działać będzie siła



Rys. 34.

$$F = K.q$$

w kierunku K. Składowa tej siły w kierunku toru jest $F_\ell = K.q.\cos\alpha$. Zatem pracę towarzyszącą transportowi q z „a" do „b" określi relacja

$$A_{\overrightarrow{ab}} = \int_a^b F.d\ell.\cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

lub

$$A_{\overrightarrow{ab}} = q \int_a^b K.d\ell.\cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Jeżeli zastrzeżemy, że q jest tak małe iż wpływ jego na ustrój i cechy energietyczne pola można pominąć, to iloraz

$$\frac{A_{\overrightarrow{ab}}}{q} = \int_a^b K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

może służyć do określenia energietycznych cech pola na odcinku toru ab. Podaje bowiem, jak wielka praca transportu przypadłaby na jednostkę naboju, przesuniętego po oznaczonym torze od „a" do „b". Jak widać z powyższego (33) iloraz A/q nie zależy od wielkości naboju próbnego (+q) użytego (w myśli) celem pomiaru pracy A.

Określony w ten sposób czynnik $(\int_a^b K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha)$, dający w iloczynie z ilością elektryczności (Q) pracę (wzór 32), nazywać będziemy n a p i ę c i e m e l e k t r y c z n e m (znak U). W myśl powyższego, jest więc

a) $$U_{\overrightarrow{ab}} = \int_a^b K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

b) $$U_{\overrightarrow{ab}} = \lim_{q=0} \frac{A_{\overrightarrow{ab}}}{q} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (35)$$

i wreszcie (przy założeniu $q_1 = 1$)

c) $$U_{\overrightarrow{ab}} \overset{\text{liczbowo}}{=\!=\!=} A_{\overrightarrow{ab}(q=1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (36)$$

Indeksy $\overrightarrow{ab}$ wskazywać mają odnośnie do (34) granice całkowania, zaś odnośnie do (35 i 36) kierunek transportu naboju próbnego (+q). Dodatek lim q = 0 (we wzorze 35) ma pouczać, że do teoretycznej wartości U zbliżymy się tem więcej, im q będzie mniejsze (granica q = 0).

Zgodnie z podanymi powyżej wzorami, ustalić możemy następujące definicje napięcia:

ad a). Matematycznie, n a p i ę c i e U jest to całka linjowa natężenia pola elektrycznego K, wzdłuż określonego odcinka toru, z punktu do punktu (wzór a).

ad b) Fizykalnie, n a p i ę c i e U jest to wielkość charakteryzująca energietyczne cechy wzdłuż oznaczonego odcinka pola elektrycznego, określona stosunkiem pracy transportu dodatniego naboju próbnego (+q), przeniesionego po tym torze (z punktu do punktu) do ilości elektryczności tego naboju (q) (wzór b).

ad c). Liczbowo n a p i ę c i e U odpowiada pracy transportu naboju jednostkowego, przeniesionego w polu elektrycznem wzdłuż określonego odcinka toru (z punktu do punktu) (wzór c).

Uwaga 1. W podręcznikach spotkać można najczęściej definicję analogiczną do ostatniej, która nasuwa mylne mniemanie, że napięcie jest pracą (wzór 36). Należy się wystrzegać identyfikowania napięcia z pracą, jak widać bowiem z wzoru (35), napięcie U wyraża się ilorazem pracy i ilości elektryczności i - jak dalej okażemy - nie ma wymiaru pracy !

Podane powyżej wzory i definicje napięcia pouczają, że z n a k U z a l e ż y o d k i e r u n k u dla którego wyznaczamy wartość U. I tak

$$U_{\overrightarrow{ab}} = \int_a^b K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha = -\int_b^a K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha = -U_{\overrightarrow{ba}} ,$$

więc $$U_{\overrightarrow{ab}} = -U_{\overrightarrow{ba}} .$$

Podobnie $$U_{\overrightarrow{ab}} = A_{\overrightarrow{ab}(q=1)} = -A_{\overrightarrow{ba}(q=1)}$$

W tem znaczeniu można mówić o dodatniej i ujemnej wartości napięcia, należy tylko ustalić zasady oznaczania znaku U.

Umawiamy się w następujący sposób:

a) Nabój próbny z pomocą którego dokonywamy pomiaru pracy transportu w polu elektrycznem ma być zawsze dodatni (+q).

b) Indeksy przy U mają się odnosić pierwszy do początku, drugi do końca odcinka toru, dla którego obliczamy napięcie. (Np. Oznaczenie U_{ab} ma pouczać, że „a" jest początkiem a „b" końcem odcinka toru transportu). Celem pomiaru pracy transportu ($A_{\overrightarrow{ab}}$) należy przenieść dodatni nabój próbny (+q) z punktu oznaczonego w indeksie jako początek toru (tu „a") do punktu oznaczonego jako koniec toru (tu „b"). (Wówczas np. $U_{ab} = \frac{A_{\overrightarrow{ab}}}{+q}$).

c) Gdy przy transporcie takim wykonana zostanie praca przez siły pola pokonywujące siły zewnętrzne, więc k o s z t e m e n e r g j i p o l a , będziemy uważać pracę transportu, a temsamem i napięcie $U_{\overrightarrow{ab}}$ za dodatnie.

Gdy zaś przy transporcie takim wykonaną zostanie praca przez siły zewnętrzne pokonywujące siły pola, więc k o s z t e m e n e r g j i z e w n ę t r z n e j , będziemy uważać pracę transportu a temsamem i napięcie $U_{\overrightarrow{ab}}$ za ujemne.

W myśl powyższej umowy ustalamy:

Napięcie wzdłuż torów linij sił, mierzone w kierunku strzałek tych linij ma wartość dodatnią, zaś mierzone w kierunku przeciwnym ma wartość ujemną.

Napięcie mierzone od przewodnika naelektryzowanego dodatnio do przewodnika naelektryzowanego ujemnie, lub do przewodnika elektrycznie obojętnego, ma wartość dodatnią. Mierzone przeciwnie t.j. od przewodnika naelektryzowanego ujemnie do przewodnika elektrycznie obojętnego lub naelektryzowanego dodatnio, ma wartość ujemną.

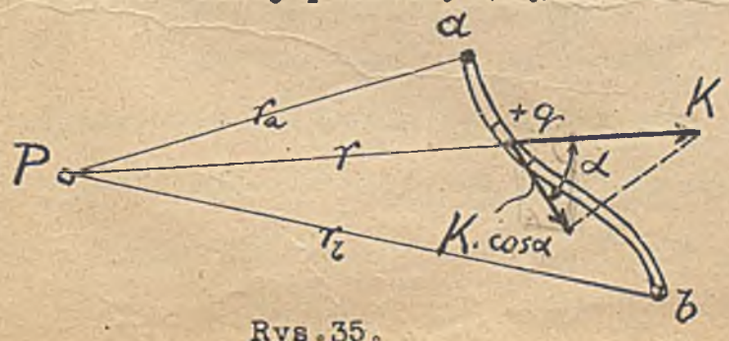
Wiadomo, że dwa różne metale zanurzone w elektrolicie elektryzują się jeden dodatnio, drugi ujemnie. Np. gdy zanurzymy cynk i miedź w roztworze kwasu siarkowego, miedź naelektryzuje się dodatnio, a cynk ujemnie. W myśl powyższego, napięcie mierzone od cynku do miedzi będzie mieć wartość dodatnią, zaś mierzone od miedzi do cynku będzie mieć wartość ujemną.

Uwaga: Elektrotechnicy prawie że zapoznali tak pojętą kierunkowość napięcia i zwyczajnie abstrahują od uwzględniania znaku napięcia. Spowodowało to zamęt szczególnie w dziale traktującym o prądach - (Elektrokinetyka). Uwzględniając „kierunkowość" napięcia, t.j. dając wyraz temu, z pomocą znaków algebraicznych $\pm$, że napięcie mierzone od „a" do „b" ma znak przeciwny niż mierzone od „b" do „a", nietylko respektujemy wyniki dociekań teoretycznych, lecz także ułatwiamy sobie znacznie zadanie, jak to później okażemy.

Spróbujmy obliczyć napięcie dla przypadku abstrakcyjnego, a mianowicie w polu elektrostatycznem, wytworzonem przez (pomyślane) naboje punktowe.

W najprostszym przypadku, pole elektrostatyczne wytworzone przez j e d e n nabój punktowy (+Q) umieszczony w punkcie P (rys.35), natężenie pola (K) w odległości r od P określa wzór

$$K = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{r^2}$$



Rys.35.

Napięcie od a do b czyli U_{ab} obliczymy z wzoru

$$U_{ab} = \int_a^b K.d\ell.\cos\alpha$$

Uwzględniając tu, że

$$d\ell.\cos\alpha = dr$$

otrzymamy

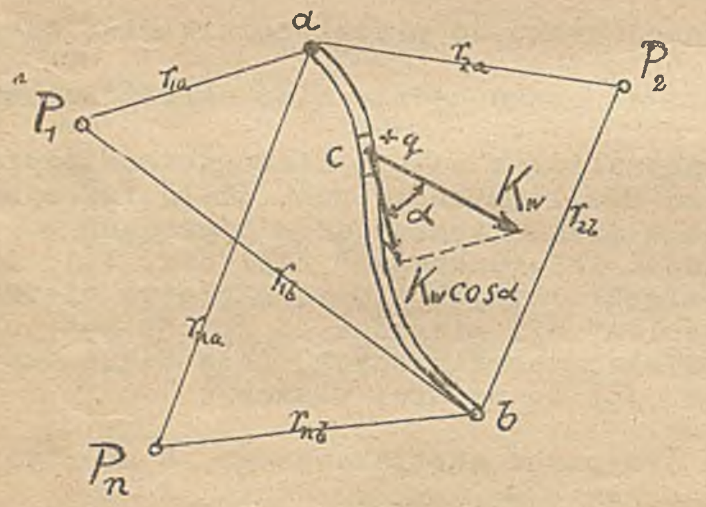
$$U_{ab} = \frac{Q}{\varepsilon}\int_a^b \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{\varepsilon}\Big|_a^b - \frac{1}{r} = \frac{Q}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}\right)$$

$$U_{ab} = \frac{Q}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}\right) \qquad (37)$$

Wynik ten okazuje, że napięcie w polu elektrostatycznem zależy od odległości początku i końca toru od naboju (punktowego) pole to wywołującego, natomiast nie zależy od kształtu toru. Warto zbadać, czy wynik ten da się uogólnić.

W tym celu obliczmy wartość U dla toru $\overrightarrow{ab}$ w polu elektrostatycznem, wytworzonem przez „n" pomyślanych naboji punktowych.

Wyobraźmy sobie (Rys.36), że w punktach P_1, P_2 .... P_n znajdują się naboje punktowe Q_1, Q_2 .... Q_n (różnych znaków). Napięcie U dla toru $\overrightarrow{ab}$ będzie



Rys.36.

$$U_{ab} = \int_a^b K_w.d\ell.\cos\alpha$$

przyczem w myśl (11) jest

$$K_w = \frac{1}{\varepsilon}\hat{\sum}\frac{Q_i}{r_i^2}$$

(K_w oznacza wypadkowe natężenie pola w układzie na rys.36).

$$U_{ab} = \frac{1}{\varepsilon}\left(\int_a^b \frac{Q_1}{r_1^2}dr_1 \hat{+} \int_a^b \frac{Q_2}{r_2^2}dr_2 \hat{+} \ldots\ldots \hat{+} \int_a^b \frac{Q_n}{r_n^2}dr_n\right)$$

$$= \frac{Q_1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{1b}}\right) + \frac{Q_2}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{2b}}\right) + \ldots\ldots + \frac{Q_n}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_{na}} - \frac{1}{r_{nb}}\right).$$

Ponieważ według (37) wartość U nie zależy od kierunków promieni r, przeto sumowanie geometryczne przekształciło się tu w algebraiczne, (znaki ^ odpadają).

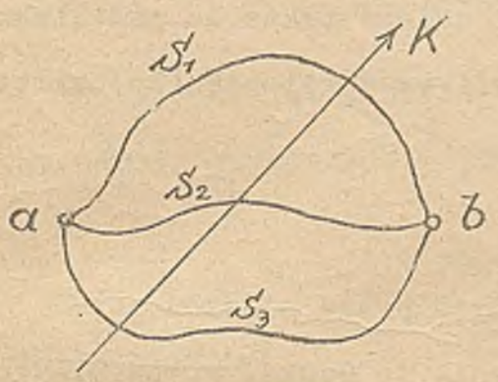
Otrzymany wynik przedstawimy w formie wzoru

$$U_{ab} = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{q_i}{r_{ia}} - \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{q_i}{r_{ib}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (38)$$

który wyraża, że napięcie U_{ab} dla toru $\overrightarrow{ab}$ określa różnica utworzona z sum algebraicznych ilorazów wszystkich naboji przez odległości od początku toru (a) i ilorazów tych naboji przez odległości od końca toru (b).

Wzór (38) daje ten nader ważny wynik, że w polu elektrostatycznem:

Napięcie (U) nie zależy od kształtu toru dla którego jest ustalone, tylko od położenia początku (a) i końca (b) tego odcinka toru.



Rys.37.

Prowadząc nabój próbny q po jakimkolwiek torze (S_1, S_2 .... S_n) (Rys.37) z punktu (a) do (b), wykonamy (w polu elektrostatycznem) zawsze tę samą pracę

$$A_{\overrightarrow{ab}} = U_{ab} \cdot q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (39)$$

oczywiście z zastrzeżeniem, że nabój q jest tak mały, iż działanie jego na ustrój pola można pominąć, lub że ruch naboju q w polu elektrycznem nie powoduje żadnych zmian w rozkładzie natężeń K (tak będzie - jak dalej zobaczymy - w obwodach elektrycznych prądu stałego).

W ostatnim przypadku można zastrzeżenie uczynione powyżej (co do wielkości transportowanego naboju q) uchylić i położyć także

$$A_{\overrightarrow{ab}} = U_{ab} \cdot Q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (40)$$

(oczywiście, gdy przez cały czas będzie U_{ab} = const, co zachodzi, gdy w czasie transportu naboju natężenia pola na torze transportu nie ulegają żadnej zmianie.

Ten bardzo ważny związek (40) zniewala do nader poważnego traktowania nowo wprowadzonej wielkości (n a p i ę c i a). Z pomocą napięcia można bowiem obliczyć w sposób nader prosty (jak widać z wzoru 40) pracę towarzyszącą transportowi naboju (Q) w polu elektrostatycznem. Wystarczy

w tym celu ustalić wartość napięcia U_{ab} między dwoma punktami (a,b), z których jeden (tu „a") stanowi początek, a drugi (tu „b") koniec toru, po którym tego transportu dokonano. K s z t a ł t u samego toru transportu nie potrzeba uwzględniać, nie ma on bowiem żadnego wpływu na wartość pracy, dokonanej wzdłuż niego przy transporcie naboju Q.

Wzór (38) poucza, że pojęcie napięcia można odnieść także do pól elektrostatycznych, wytworzonych przez przewodniki względnie ciała naelektryzowane, pozostające w spoczynku. Naboje tych ciał można bowiem uważać za zbiorowiska naboji punktowych, rozmieszczonych w przestrzeni ujawniającej cechy pola elektrostatycznego.

Wynika stąd, że pojęcie napięcia (U) można odnieść także do pól elektrostatycznych realnych, wypadałoby tylko zmodyfikować relację (38) określającą U, celem wyeliminowania sum

$$\sum \frac{Q_i}{r_{ai}} \quad \text{i} \quad \sum \frac{Q_i}{r_{bi}}$$

zatracających w polach realnych, t.j. wytworzonych przez nieskończone zbiorowiska naboji punktowych swą wartość. Uczynił to Gauss, wprowadzając pojęcie „p o t e n c j a ł u p o l a e l e k t r o s t a t y c z n e g o".

3.Potencjał pola elektrostatycznego (V).

Rozszerzając pojęcie napięcia, moglibyśmy zastanowić się także nad takiem scharakteryzowaniem energietycznych cech pola elektr., które dozwoliłoby ocenić, jak wielka praca towarzyszyć będzie przesunięciu (w polu elektr.) naboju próbnego (+q) z punktu gdzie K ma pewną wartość, do punktu gdzie K = 0.

Zadanie to rozwiążemy natychmiast przyjmując, że w polu elektrostatycznem miejsce takie leży ogólnie w nieskończoności.

Pracę transportu naboju próbnego (+q) z punktu „a" do nieskończoności, określi (według 32) relacja

$$A_{\overrightarrow{a\infty}} = q \int_a^\infty K.d\ell.\cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (41)$$

z której wynika, że

$$\frac{A_{\overrightarrow{a\infty}}}{q} = \int_a^\infty K.d\ell.\cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (42)$$

Określony w ten sposób czynnik, dający w iloczynie z ilością elektryczności (q) pracę transportu q z punktu pola (o natężeniu K) do nieskończoności (względnie do punktu gdzie K = 0) nazywamy - według Gaussa - p o t e n c j a ł e m p o l a e l e k t r o s t a t y c z n e g o (znak V).

Analogicznie do wzorów 34, 35 i 36, możemy i tu napisać:

a) $$V_a = \int_a^{\infty} K.dl.\cos\alpha \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (43)$$

b) $$V_a = \lim_{q=0} \frac{A_{\overrightarrow{a\infty}}}{q} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (44)$$

c) $$V_a \overset{\text{liczbowo}}{=\!=\!=\!=\!=\!=\!=\!=} A_{\overrightarrow{a\infty}}(q=1) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

Uwzględniając jeszcze, że w polu elektrostatycznem wytworzonem przez „n" naboji punktowych w spoczynku jest według (38)

$$\int_a^{\infty} K.dl.\cos\alpha = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{r_{ia}},$$

możemy napisać

$$V_a = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{r_{ia}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (46)$$

Relacja ta pozostanie niezmienioną także w przypadku, gdy odniesiemy ją do pola elektrostatycznego realnego, t.j. wytworzonego przez naelektryzowane ciała lub przewodniki, czyli skupienia nieskończonej ilości naboji punktowych, ma zatem ważność ogólną. Wzory powyższe okazują, że nowo wprowadzoną wielkością (potencjałem pola elektr.) można zastąpić w relacji na napięcie (38) wyrażenie skomplikowane zarówno w interpretacji jak i w obliczeniu i tak:

Zamiast relacji

$$U_{ab} = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{r_{ia}} - \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{r_{ib}}$$

można napisać (jak widać z wzoru 46)

d) $$U_{ab} = V_a - V_b \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (47)$$

Z powyższego wynikają następujące definicje:

ad a) Matematycznie, p o t e n c j a ł p u n k t u p o l a elektr. jest to całka linjowa natężenia pola (K) wzdłuż d o w o l n e g o toru, wiodącego z tego punktu do nieskończoności (wzór a).

ad b) Fizykalnie, p o t e n c j a ł p u n k t u p o l a elektr. jest to wielkość charakteryzująca energietyczne cechy tego punktu , określona stosunkiem pracy transportu naboju próbnego dodatniego (+q), przeniesionego po d o w o l n y m torze z tego punktu do nieskończoności, do ilości elektryczności tego naboju próbnego (wzór b).

ad c) Liczbowo, p o t e n c j a ł p u n k t u p o l a elektr. odpowiada pracy transportu naboju jednostkowego, przeniesionego z tego punktu do nieskończoności, po dowolnym torze (wzór c).

ad d) W polu elektrostatycznem, n a p i ę c i e U jest to różnica potencjałów dwu punktów pola (wzór d).

Ostatni, niezmiernie cenny wynik odnosi się na razie tylko do pól elektrostatycznych. Daje jednakże tak wielkie ułatwienia w analizie elektr. że warto się pokusić o zbadanie pod jakiemi warunkami zachowa ważność także dla pól elektr. innego rodzaju. Sprawą tą zajmiemy się w dalszym ciągu.

Tu wypada podkreślić, że w całej rozciągłości, otrzymane związki są ważne jedynie i wyłącznie tylko dla pola elektrostatycznego t.j. wytworzonego przez naboje w spoczynku. Tylko w polu elektrostatycznem pomiar potencjału (V) może być (w myśli) dokonany nabojem próbnym po torze d o w o l n y m (z punktu do nieskończoności) czyli matematycznie - funkcja ta musi być różniczką zupełną funkcji spotrzednych. Tylko w polu elektrostatycznem napięcie (U) może być pojmowane jako różnica potencjałów, czyli może być pomierzone pracą transportu naboju próbnego przeniesionego z punktu do punktu po d o w o l n i e obranym torze.

Przeniesienie tych pojęć (napięcie i potencjał) do pól innego rodzaju wymaga zbadania, czy i tam analiza zasadniczych wzorów

I. $$U_{ab} = \int_a^b K.d\ell.\cos\alpha ,$$

II. $$V_a = \int_a^\infty K.d\ell.\cos\alpha$$

(na napięcie i potencjał) doprowadzi do wyników znalezionych poprzednio dla pola elektrostatycznego.

Uwaga: Wielu (nawet poważnych) autorów dokonuje takiej transpozycji (przenosi pojęcia napięcia i potencjału z Elektrostatyki do Elektrokinetyki) bez żadnych zastrzeżeń, wiodąc następnie spory naukowe z tymi, którzy usiłują prostować błędne wyobrażenia powstałe w umysłach słabiej teoretycznie wyrobionych elektryków (Patrz „Die Grundgesetze der Elektrodynamik", E.u.M.1911 str. 151 i dalej. Dyskusje Str.382, 441, 528, 568, 868, 1084, 1085).

Powyższe rozważania pouczają, że każdemu punktowi pola elektrostatycznego przynależy pewien ściśle i jednoznacznie określony potencjał (V). Wartość potencjału każdego punktu pola możemy (na razie) oznaczyć z pomocą owego pomyślanego pomiaru pracy transportu (A) naboju próbnego (+q).

Wyznaczając w ten sposób potencjały poszczególnych punktów pola elektrostatycznego, charakteryzujemy je przedewszystkiem co do właściwości energietycznych. W ten sam sposób jak poszczególne punkty pola elektrostatycznego, możemy zbadać odnośnie do potencjału także poszczególne punkty ciał (przewodników i izolatorów) znajdujących się w tem polu. Dokonując (w myśli) transportu naboju próbnego (+q) z punktu ciała do miejsca gdzie K = 0, czyli ogólnie do ∞, tworzymy z pomierzonej (w myśli) pracy transportu (A) i naboju (q) iloraz A/q, a ten określa potencjał odnośnego punktu ciała. W tem znaczeniu możemy mówić o p o t e n c j a l e e l e k t r y c z n y m p u n k t u c i a ł a (znajdującego się w statycznym stanie elektr.).

Naelektryzowane izolatory wykażą w ogólności różne potencjały w różnych swych punktach. O przewodnikach wiemy (z doświadczenia), że w statycznym stanie elektr. mają elektryczność rozmieszczoną tylko na powierzchni i to tak, iż natężenie K wewnątrz przewodnika jest wszędzie równe zeru. (Gdyby K wewnątrz przewodnika było różne od zera, musiałyby wewnątrz przewodnika trwać ruchy elektryczności, a tego w stanie statycznym przewodnika najzupełniej nie obserwujemy).

Z warunku, że wewnątrz przewodnika w elektrycznym stanie statycznym musi być w s z ę d z i e K = 0 wynika, iż napięcie między każdą parą (a,b) dowolnych punktów przewodnika musi być równe zeru, bo

$$U_{ab} = \int_a^b K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha$$

a na każdym torze ab jest w s z ę d z i e K = 0. Stąd nader ważny wniosek:

Przewodnik pozostający w elektrycznym stanie statycznym, ma w każdym swym punkcie j e d n a k o w y potencjał.

W myśl poprzednio podanych określeń znaczy to, że przy transporcie naboju próbnego +q z dowolnego punktu przewodnika (w stanie statycznym) do ∞ wykonamy zawsze jednakową pracę, lub że

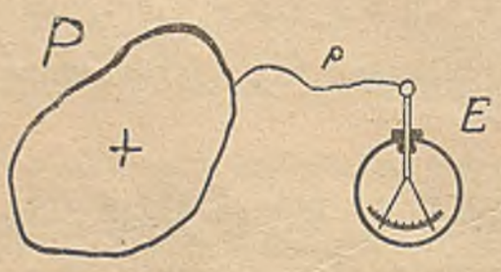
Całka linjowa

$$V_p = \int_p^\infty K \cdot d\ell \cdot \cos\alpha$$

natężenia K wzdłuż d o w o l n e g o toru z j a k i e g o k o l w i e k punktu przewodnika (w stanie statycznym) do ∞ ma zawsze stałą wartość (V_p), Będziemy ją nazywać p o t e n c j a ł e m p r z e w o d n i k a .

W ten sposób dochodzimy do pojęcia potencjału przewodnika, przyczem znowu należy podkreślić, że pojęcie to można odnieść (na razie) jedynie do s t a t y c z n y c h stanów elektrycznych.

Dowolny kompleks przewodników złączonych ze sobą także przewodnikami, ma jednakowy potencjał we wszystkich swych częściach. Gdy więc naelektryzowany przewodnik (Rys.38) połączymy przewodem p z elektroskopem E, to cały ten kompleks t.j. przewodnik P, przewód p oraz metalowe części elektroskopu E (gałka, pręcik i listki) przybiorą (po osiągnięciu stanu statycznego) jednakowy potencjał V_p, przyczem elektryczność znajdująca się pierwotnie tylko na przewodniku P rozejdzie się (po przyłączeniu elektroskopu E) także na p i E. Jednakże nabój przemieszczony z P na E spowoduje rozchylenie listków elektroskopu. Rozchylenie to



Rys.38.

orjentujące pierwotnie o stopniu naelektryzowania odosobnionego przewodnika, może być teraz miarą potencjału tego przewodnika. W ten sposób, pojęcie początkowo p o g l ą d o w e (s t o p i e ń n a e l e k t r y z o w a n i a) identyfikujemy z obszerniejszem, n a u k o w e m pojęciem potencjału. Nazwa „potencjał" używana początkowo w ciasnem znaczeniu „stopnia naelektryzowania" przewodnika i najzupełniej formalna, nabiera obszerniejszego znaczenia (potencjał punktu ciała, potencjał punktu pola elektrostatycznego) i mieści w sobie analogiczne znaczenie naukowe jak potencjał np. sił. Możliwość pomiaru potencjału (z pomocą elektrometru) co jeszcze bliżej omówimy, nadaje temu nowemu, na wskroś teoretycznemu pojęciu, znaczenie uchwytne realnie, czyli fizykalne. Tem samem i napięcie nabiera także znaczenia fizykalnego, wyrażone bowiem jako różnica potencjałów ($U_{ab} = V_a - V_b$, wzór 47) może być pomierzone przez pomiar obu potencjałów V_a i V_b.

4. Potencjał względny.

Nieskończoność jest pojęciem abstrakcyjnem. Określonego wzorem (44) potencjału nie moglibyśmy zmierzyć nawet w tym przypadku, gdyby fikcyjne doświadczenie z transportem naboju próbnego (+q) mogło być wykonane. Wprowadzono więc pojęcie p o t e n c j a ł u w z g l ę d n e g o , mierzonego względem ziemi.

Ziemia ma jakiś nieznany potencjał V_z (Oszacowano go na -10^9 V t.j. około miljard woltów. Nabój ziemi zawsze ujemny ma wynosić -3.10^5 C, t.j. około trzysta tysięcy kulombów. Pojemność ziemi - jako odosobnionej kuli - wynosi około 708 μF.[1]).

Potencjał ten (w przypadku gdyby przez ziemię nie płynęły żadne prądy) byłby wszędzie jednakowy, bo ziemia jest przewodnikiem. Stosunek

$$V_{az} = \lim_{q=0} \frac{A_{az}}{q}$$

pracy transportu (A_{az}) naboju próbnego (+q) spuszczonego z punktu „a" do ziemi do ilości elektryczności tego naboju (q) nazywamy p o t e n c j a ł e m w z g l ę d n y m (w odróżnieniu od wielkości $V_{a\infty} = \lim_{q=0} \frac{A_{a\infty}}{q}$,

1) Patrz „Luftelektrizität", Sammlung Göschen. Nr.649.

czyli potencjału bezwzględnego). Wyznacza on potencjał punktu pola względem ziemi, a właściwie określa napięcie między punktem (a) pola a ziemią.

Potencjał ziemi kładziemy d o w o l n i e równy zeru. Ma to analogiczne znaczenie jak 0° temperatury. Potencjał (względny) d o d a t n i oznacza więc potencjał wyższy, potencjał (względny) u j e m n y oznacza potencjał niższy od p o t e n c j a ł u ziemi.

Należy tu podkreślić, że praca transportu naboju próbnego z punktu pola do ziemi A_{az} nie jest równa pracy transportu tego samego naboju z punktu pola do nieskończoności $A_{a\infty}$. Nie należy więc identyfikować wielkości A_{az} i $A_{a\infty}$ czyli potencjału względnego z potencjałem bezwzględnym.

Niemniej jednak dla napięć w polu elektrycznem otrzymamy te same wartości bez względu na to, czy wyrazimy je różnicą potencjałów bezwzględnych czy względnych

$$U_{ab} = V_{a\infty} - V_{b\infty} = V_{az} - V_{bz}$$

Normalnie opuszczamy indeksy, wskazujące, że chodzi o potencjały względne, należy jednakże zawsze zdawać sobie sprawę z tego o jakich potencjałach mówimy, jakie mierzymy, lub jakie mamy na myśli przy obliczeniach.

Uwaga: Wprowadzenie do rozważań potencjału ziemi, jako wielkości odniesienia, należy uważać za bardzo szczęśliwe udogodnienie. Abstrahowanie bowiem od potencjału ziemi, przy doświadczeniach elektrostatycznych wykonywanych na ziemi, posiadającej olbrzymi potencjał (miljard woltów !) doprowadzić może łatwo do wyników fałszywych.

Jak wiadomo - każdy precyzyjny elektrometr musi być przy pomiarze potencjału uziemiony [1]. Mierzymy więc nim nie potencjał bezwzględny tylko potencjał względem ziemi - i to jest jedynie racjonalne postawienie sprawy, gdy chodzi o pomiar potencjału w polu elektr. wytworzonem w sferze działania kuli ziemskiej.

Już poprzednio wspomniano, że praca transportu naboju próbnego +q może być albo wykonana przez siły zewnętrzne, kosztem energji zewnętrznej, lub przez siły pola, kosztem energji pola. Przy określeniu potencjału względnego (względem ziemi) należy więc podać, o którą z tych dwu prac chodzi. Zgodnie z umową, przyjętą odnośnie do napięcia (str.73.), wprowadzamy następujące uzupełnienia:

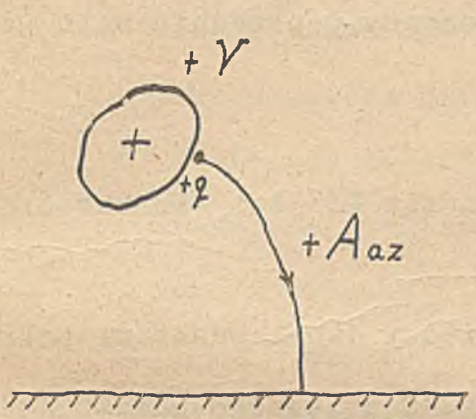
---

1) Metalową osłonę elektrometru łączymy z ziemią (patrz str.38. „Pomiar potencjału").

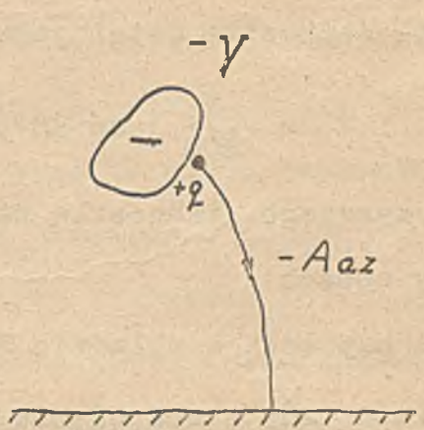
a) Transport dodatniego naboju próbnego (+q), celem pomiaru potencjału punktu pola względem ziemi, ma być uskuteczniony zawsze z punktu do ziemi, a nie odwrotnie.

b) Gdy przy takim (pomyślanym) transporcie, praca jest wykonana kosztem energji pola, potencjał punktu pola jest wyższy od potencjału ziemi (rys.39), gdy jest wykonana kosztem enrgji zewnętrznej, potencjał punktu pola jest niższy od potencjału ziemi (rys.40).

c) Potencjał wyższy od potencjału ziemi charakteryzować będziemy znakiem „+", potencjał niższy od potencjału ziemi znakiem „-". (Por. rys. 39. i 40.) W tym sensie będziemy mówić o dodatnim i ujemnym potencjale (względem ziemi).



Rys 39.



Rys.40.

Z powyższego wynika, że przewodnik naelektryzowany (na ziemi) dodatnio ma potencjał względny dodatni (rys.39) a przewodnik naelektryzowany (na ziemi) ujemnie ma potencjał względny ujemny (rys 40).

5. Jednostki napięcia i potencjału.

Napięcie i potencjał są wielkościami tego samego rodzaju, wyrażają się bowiem relacją A/q, czyli stosunkiem pracy do ilości elektryczności. Można więc dla napięcia i potencjału ustalić wspólną jednostkę, opierając jej definicję na tej właśnie relacji.

Położmy we wzorze

$$V = \frac{A_\infty}{q}$$

A = 1 erg, q = 1 jedn.ES, to otrzymamy V = 1 JES.

Jednostkę potencjału elektr. w układzie ES ma punkt (pola lub ciała) z którego odprowadzenie naboju 1 JES do nieskończoności wymaga pracy 1 erga

Taki potencjał ujawnia się w odległości 1 cm od odosobnionego, punktowego naboju Q = 1 ES, umieszczonego w próżni, albowiem potencjał V w odległości ℓ od takiego naboju określa wzór

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\,\frac{Q}{\ell}$$

co dla Q = 1 ES, ℓ = 1 cm, ε = 1, daje V = 1 ES.

Dowiedziemy dalej, że potencjał 1 jedn.ES ma przewodząca kula o promieniu 1 cm naelektryzowana nabojem Q = 1 ES i umieszczona w odosobnieniu w próżni. Dzięki temu mogliśmy poprzednio posiłkować się przytoczoną na str.35 p o g l ą d o w ą definicją jednostki potencjału. Definicja tu podana jest naukową i może obecnie zastąpić poprzednią poglądową.

Techniczną jednostką potencjału pozostaje poznany poprzednio wolt (znak V)

$$1\ V = \frac{1}{300}\ \text{jedn.ES potencjału.}$$

W myśl powyższego, jednostką napięcia w układzie ES jest JES określona w następujący sposób:

Jednostka napięcia w układzie ES istnieje między dwoma punktami pola lub przewodników, gdy przesunięcie naboju 1 jedn.ES z jednego punktu do drugiego wymaga pracy 1 erga.

Techniczną jednostką napięcia jest wolt.

Przesunięcie jedn.ES między punktami o napięciu jednego wolta wymaga pracy 1/300 erga

Techniczną jednostką ilości elektryczności jest kulomb. 1 C = 3.10^9 JES. Zatem (pomyślanemu) przesunięciu jednego kulomba między punktami o napięciu jednego wolta, towarzyszyłaby praca

$$A = U.Q = \frac{1}{300} \cdot 3.10^9 = 10^7 \text{ ergów}$$

Pracę taką nazywamy dżaulem (znak J)

$$1\ J = 10^7 \text{ ergów.}$$

Uwzględniając, że

$$1 \text{ dżaul} = 10^7 \text{ dyn cm} = \frac{10^7 \text{ dyn cm}}{981000 \cdot 100} = 0{\cdot}1019 \text{ kgm}$$

możemy położyć $1 \text{ kgm} = 9{\cdot}81 \text{ dżauli}$

(Przy założeniu, że 1 kg siły = 981000 dyn).

W elektrotechnice wyrażamy Q w kulombach, U w woltach. Zatem we wzorze technicznym

$$A = U.Q$$

praca A wypada w dżaulach.

Przykłady. Napięcie między elektrodą cynkową i miedzianą ogniwa Daniella wynosi okrągło 1 wolt. Zatem przesunięcie naboju jednego kulomba od jednej elektrody do drugiej wymaga pracy jednego dżaula czyli 1/9°81 = 0°1019 kgm. Przesunięcie takie należy sobie wyobrazić uskutecznione przez powietrze a nie po drucie lub przez elektrolit, na razie bowiem nie badaliśmy, czy przy transporcie naboju przez materję nie zachodzą oprócz poznanych, jeszcze jakieś dalsze przemiany energji. Zobaczymy dalej (w elektrokinetyce), że ostrożność taka jest aż nadto usprawiedliwiona. Transport elektryczności przez przewodnik połączony jest z produkcją ciepła, a przez elektrolit z przemianami chemicznemi.

Między dwoma przewodami sieci elektrycznej jest napięcie 110 V. Zatem przeniesienie przez powietrze (w myśli) naboju 10 kulombów z jednego przewodnika na drugi, wymagać będzie

$A = U.Q = 110.10 = 1100$ dżauli, czyli $1100 . 0°1019 =$

$= 120°19$ kgm.

Uwaga: W rozważaniach powyższych zastrzegliśmy wielokrotnie, że transport naboju należy sobie jedynie wyobrazić dokonany w myśli. Jest to konieczne z tego powodu, że rzeczywisty (realny) transport naboju powoduje w polu elektr. zmiany, wyrażające się zmianami natężeń K i potencjałów V.

Wzór

$$U_{ab} = \int_a^b K.dl.\cos\alpha$$

poucza jak napięcie należy obliczyć. Celem ułatwienia przyswojenia sobie tego określenia, wprowadzono rozważanie na temat owego fikcyjnego doświadczenia z transportowanym nabojem. Należy się więc wczuć w intencję takiego przedstawienia rzeczy i w tym duchu rozumować, inaczej powstają nieporozumienia. Obliczenie dokonane w myśl podanego wzoru na U prowadzi do ścisłej wartości tej wielkości. Pomyślane doświadczenie z transportem naboju próbnego (celem pomiaru pracy) dałoby oczywiście tylko wartość U przybliżoną, bo najmniejszy nawet nabój wprowadzony w pole (celem ustalenia właściwości tegoż) wywoła w niem zmiany.

Wymiar potencjału i napięcia jest ten sam:

$$\text{Wym } U = \frac{\text{Wym } A}{\text{Wym } Q} = \frac{L^2 M T^{-2}}{L^{3/2} M^{1/2} L^{-1}} = L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$$

$$\text{Wym } V = L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$$

Znak jednostki: $cm^{1/2} gr^{1/2} sek^{-1}$

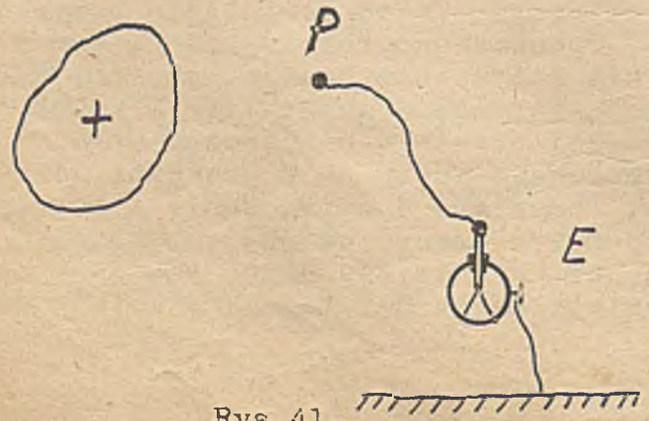
Jak widać, ani potencjał ani napięcie nie mają wymiaru pracy.

6. Pomiar potencjału i napięcia w polu elektrostatycznem.

Praktyczny elektrotechnik widzi w potencjale względnie w napięciu coś, co manifestuje się wznieceniem ruchu elektryczności, wytworzeniem iskry, działaniem na organizm (porażenie elektr.) i t.p., więc coś, co będąc przyczyną realnych działań musi być, praktycznie biorąc, także czemś realnie istniejącem, jakąś siłą elektryczną.

Zapatrywaniu temu daliśmy wyraz, porównując potencjał z temperaturą. Poglądową taką interpretację możemy rozszerzyć także i na napięcie, porównując je z różnicą temperatur, oraz na potencjał punktu pola elektr. pojmując go jako stopień naelektryzowania niezmiernie małego przewodnika, umieszczonego w tym punkcie. Przewodnik taki umieszczony w polu przyjmie potencjał miejsca, które zajmuje, a gdy jest bardzo mały, nie wywoła (praktycznie) zmian w ustroju pola.

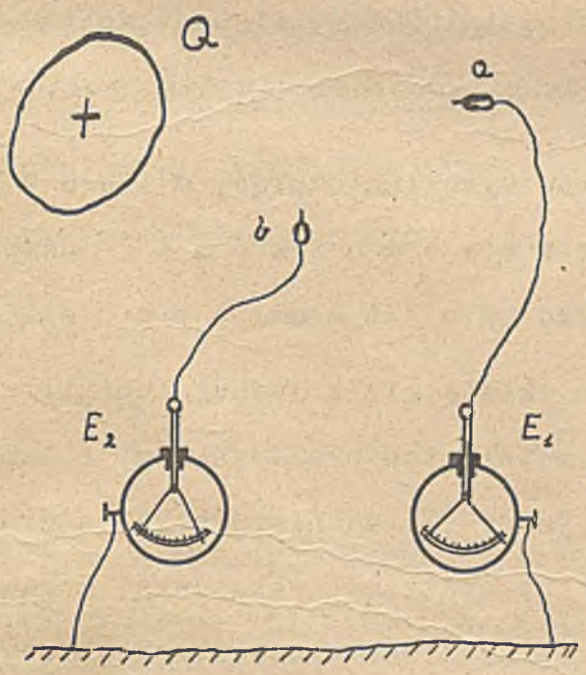
Pomiar potencjału punktu pola (elektrostatycznego) możemy sobie wyobrazić uskuteczniony z pomocą elektrometru, połączonego niezmiernie cienkim przewodem z owym maleńkim przewodnikiem próbnym, umieszczonym w badanym punkcie pola (P) (rys.41). Elektrometr wskaże tu oczywiście jedynie potencjał owego przewodnika próbnego, z którym jest połączony, gdy jednakże tenże będzie bardzo mały, a elektrometr dość czuły, wskazanie jego orjentować będzie o potencjale punktu (P) pola.



Rys.41.

W realnie dokonywanych pomiarach taka „sonda potencjalna" nie może być zbyt drobna, ze względu na to, że od jej wielkości zależy wielkość naboju udzielonego listkom elektroskopu. Jednakże rzeczą studjum nad miernictwem elektr. jest zastanawianie się jakim warunkom musi odpowiadać sonda i jakie zabiegi należy przedsięwziąć aby wskazanie elektrometru odpowiadało z wystarczającą dokładnością potencjałowi punktu pola, który zajmuje, dajmy na to, koniec sondy. Rozważania na ten temat, w które tu nie możemy wchodzić, doprowadziły do konstrukcji różnych kolców, kolektorów wodnych i t.d. Zasada pomiaru potencjału punktu pola jest jednak zawsze ta sama, a mianowicie sondą odpowiednio skonstruowaną umieszcza się w miejscu, którego potencjał ma być zmierzony i łączy się ją z gałką elektroskopu, którego osłona jest uziemiona (por. rys. 41 i 42). Uziemiając osłonę elektroskopu sprowadzamy ją na potencjał ziemi, zatem opisaną metodą mierzymy potencjał punktu pola względem ziemi, czyli potencjał względny.

Pomiar napięcia między dwoma punktami pola możemy sobie wyobrazić wykonany z pomocą dwu sond („a" i „b") i dwu elektrometrów (rys. 42.) Tworząc różnicę wskazań obu elektrometrów (E_1 i E_2) znajdziemy napięcie między obu punktami „a" i „b", w których pomieszczone są sondy. Oczywiście pomiar ten można wykonać (i tak też się robi) jedną tylko sondą i jednym elektrometrem. Sondujemy mianowicie oba punkty po kolei i obliczamy różnice obu wskazań elektrometru. Pomiar taki można wykonać - oczywiście - tylko wtedy, gdy pole elektryczne nie zmienia się w czasie i używa się głównie przy pomiarach potencjału pola ziemskiego



Rys. 42.

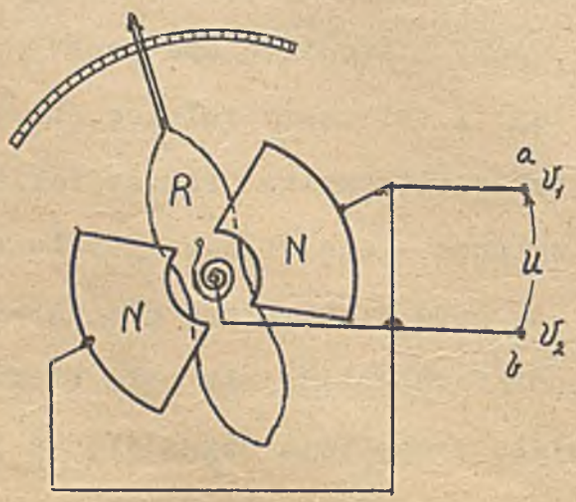
Do czułych pomiarów elektr. potencjału i napięcia używa się e l e k t r o m e t r u k w a d r a n t o w e g o (Thomsona).

W puszce składającej się z czterech kwadrantów metalowych (1, 2, 3, 4, rys.43.) wisi na nitce kokonowej lub kwarcowej metalowa płytka (B) kształtu biszkopta, zajmując położenie symetryczne względem kwadrantów. Połączenie stosuje się różnorodne. Najwięcej używane polega na połączeniu dwu przeciwległych kwadrantów (np. 1 i 3) z ziemią, a pozostałych z potencjałem mierzonym. Płytkę ruchomą łączy się na stały potencjał, wyższy od mierzonego (potencjał porównawczy) np. biegun baterji akumulatorów.

Rys.43.

Działanie dynamiczne, wywierane przez naboje kwadrantów na nabój płytki powoduje wychylenie tejże, równoważone przez sprężystość nitki. Wielkość odchylenia odczytuje się przy pomocy lunety i małego zwierciadełka, przymocowanego do nitki. Nie możemy się tu wdawać w bliższe szczegóły pomiarów tym niezmiernie ważnym przyrządem fizykalnym (przynależy to do „Miernictwa elektr."), wystarczy tylko nadmienić, że elektrometrem kwadrantowym można mierzyć potencjały i napięcia od 1/1000 do kilkuset woltów, zaś elektrometrem listkowym od kilkuset V do kilkudziesięciu tyś. woltów.

Do t e c h n i c z n y c h pomiarów wysokich napięć, m i ę d z y n a e l e k t r y z o w a n e m i p r z e w o d n i k a m i, używa się w o l t o m i e r z y. Opiszemy tu tylko w o l t o m i e r z e l e k t r o s t a t y c z n y. Przyrząd ten składa się z jednej lub kilku par metalowych przewodników, z których jedne (N) są nieruchowe, a drugie (R) opatrzone wskazówką, mogą się obracać około osi wbrew skręcającemu działaniu spiralnej sprężyny (rys.44.). Odpowiednio wycechowana skala podaje napięcie w woltach. Przy połączeniu końcówek (a,b) przyrządu z przewodnikami o potencjałach



Rys.44.

V_1 i V_2, otrzymują części nieruchome (N) i ruchome (R) naboje, których wzajemne działanie dynamiczne wywołuje odchylenie wskazówki. Przyrządy tego rodzaju wyrabia się do napięć od kilkuset do kilkudziesiąt tysięcy woltów. Górna granica zależy od izolacyjności przyrządu, dolna od wielkości dynamicznego działania. Przy zbyt małych napięciach, działania te są tak małe, że nie dają pewnego odchylenia wskazówki. Woltomierzy używa się w Elektrokinetyce i tam pomówimy o nich obszerniej. W Elektrostatyce wystarczają elektrometry (dwulistkowy, kwadrantowy i inne).

7. Prawo koła napięć.

Przeprowadzając nabój próbny dodatni (+q) w polu elektrycznem z punktu (a) do (b), a następnie z punktu (b) z powrotem do (a), wykonamy pracę, którą określi wzór

$$A_o = q \int_o K.dl.\cos\alpha$$

Znak $\int_o$ oznaczać ma całkę linjową dla toru zamkniętego. W polu elektrostatycznem całka ta dać musi zero.

W polu elektrostatycznem praca transportu naboju (q) wzdłuż dowolnej zamkniętej drogi równa się zeru.

Można tu bowiem położyć

$$\int_o K.dl.\cos\alpha = \int_a^b K.dl.\cos\alpha + \int_b^a K.dl.\cos\alpha,$$

$$\int_a^b K.dl.\cos\alpha = -\int_b^a K.dl.\cos\alpha.$$

Jest to prawo koła napięć wyrażające się matematycznie w twierdzeniu:

Całka linjowa natężenia (K) wzdłuż dowolnego z a m k n i ę t e g o toru jest w p o l u e l e k t r o s t a t y c z n e m równa zeru.

$$\int_o K.dl.\cos\alpha = 0 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (48)$$

Prawo to może służyć jako najważniejsze kryterjum, dozwalające na stwierdzenie, czy mamy do czynienia z polem e l e k t r o s t a t y c z =

n e m t.j. takiem, w którem praca transportu naboju próbnego +q nie zależy od toru tego transportu czy też z polem elektr. innego rodzaju, w którem wybór toru transportu będzie miał wpływ na wartość pracy transportu. Gdy całka $\int_o$ nie daje dla każdej zamkniętej drogi zera, znaczy to, że w polu zachodzą, oprócz poprzednio opisanych działań, jeszcze inne, mające wpływ na przemiany energji.

W przypadkach takich będzie nietylko całka

$$\int_o K.dl.\cos\alpha \neq 0,$$

lecz także wartość całki

$$\int_a^b K.dl.\cos\alpha = U_{ab}$$

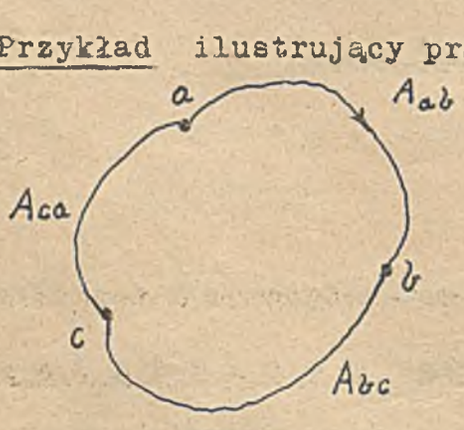
będzie zależeć od w y b o r u toru w polu. Zobaczymy dalej, że takie właściwości ma pole e l e k t r o m a g n e t y c z n e .

Sprawą tą zajmiemy się w odpowiedniem miejscu, tu należy tylko zaznaczyć, że wzorem

$$U_{ab} = V_a - V_b$$

wolno określać napięcie - ściśle biorąc - tylko w polu elektrostatycznem. Przy rozważaniu działań elektr. w polu elektromagnetycznem, należy ustalić w jakich warunkach relacja powyższa może być utrzymana.

Przykład ilustrujący prawo koła napięć (rys.45.) Trzy punkty a, b, c, mają względem ziemi potencjały:



Rys.45.

$$V_a = + 60 \text{ wolt},$$

$$V_b = - 30 \text{ wolt}$$

$$V_c = + 90 \text{ wolt}.$$

Napięcia między parami tych punktów (oznaczone indeksami) będą:

$$U_{ab} = V_a - V_b = (+60) - (-30) = + 90 \text{ V},$$

$$U_{bc} = V_b - V_c = (-30) - (+90) = -120 \text{ V},$$

$$U_{ca} = V_c - V_a = (+90) - (+60) = + 30 \text{ V}.$$

Obliczmy pracę transportu naboju próbnego q = + 1 ES, oprowadzonego z punktu (a) przez punkty (b) i (c) z powrotem do (a):

$$A_{\overrightarrow{abca}} = A_{\overrightarrow{ab}} + A_{\overrightarrow{bc}} + A_{\overrightarrow{ca}}$$

$$A_{abca} = \frac{1}{300}(+90) + \frac{1}{300}(-120) + \frac{1}{300}(+30) =$$

$$= 0{\cdot}3 - 0{\cdot}4 + 0{\cdot}1 = 0 \text{ ergów.}$$

(Praca transportu naboju wzdłuż zamkniętej drogi równa się zeru).

Prawo koła napięć oddaje nam nader cenne usługi przy obliczaniu obwodów elektrycznych.

8. Związek między natężeniem pola (K) a potencjałem (V).

Różniczkując wzór ogólny

$$V = \int K.dl.\cos\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (49)$$

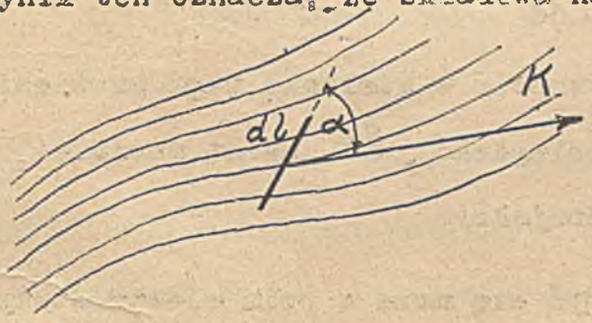
otrzymamy

$$dV = K.dl.\cos\alpha$$

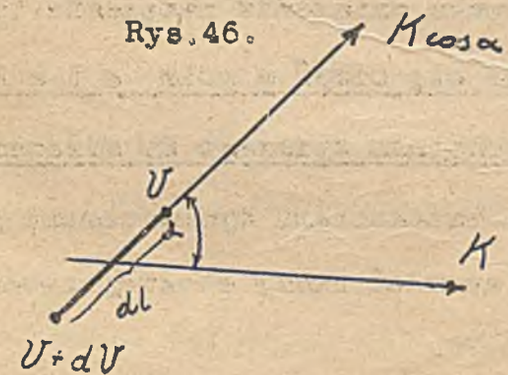
lub

$$K.\cos\alpha = \frac{dV}{dl} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (50)$$

Wynik ten oznacza, że składowa natężenia ($K.\cos\alpha$) odniesiona do kierunku „l" (rys.46.) równa się pochodnej potencjału względem „l". Albo: Oznacza V potencjał punktu w polu, a V + dV potencjał sąsiedniego punktu, odległego od poprzedniego o dl, to stosunek dV/dl odpowiada składowej natężenia ($K.\cos\alpha$), działającej w kierunku dl (rys.47.). Należy tylko ustalić jak ma być zwrócona strzałka składowej ($K.\cos\alpha$).



Rys.46.



Rys.47.

Gdy nabój próbny q = + 1 transportujemy w polu w kierunku K, wypadnie z $\int K.dl$ wartość dodatnia. Postępujemy przytem w kierunku z m n i e j = s z a j ą c e g o się potencjału. Zatem strzałkę dla dodatniej wartości składowej natężenia ($K.\cos\alpha$) należy orjentować w kierunku zmniejszają= cego się potencjału, czyli ku temu z dwu punktów odległych o dl, którego potencjał jest niższy o dV (przyrost dV ujemny).

Matematycznie wyrażamy to kładąc przed wzorem (50) znak „-"; będzie więc,

$$K.\cos\alpha = -\frac{dV}{dl} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (51)$$

względnie, dla przypadku gdy dl ma kierunek linij sił

$$K = -\frac{dV}{dl} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (52)$$

Przykład. Potencjał (V) punktów pola wtworzonego odosobnionym nabojem Q, określa funkcja

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{l}$$

Zatem natężenie pola K, wytworzonego tym nabojem określi funk= cja

$$K = -\frac{dV}{dl} = -\frac{d\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{l}\right)}{dl} = +\frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{l^2},$$

Strzałkę natężenia należy zwrócić w kierunku tego promienia, względem którego odnosimy odległość „l". (Grot strzałki w stro= nę zmniejszającego się potencjału).

Ruch elektryczności dodatniej odbyć się może w polu elektrostatycznem (pozbawionem źródeł prądu) tylko w kierunku działania natężenia (K), za= tem: Ruch elektryczności dodatniej może się odbyć w polu e l e k t r o = s t a t y c z n e m w kierunku od potencjału wyższego ku niższemu.

Zastrzegamy tu oczywiście, że po za działaniami dynamicznemi pola niema żadnych innych działań, zdolnych wywołać ruchy elektryczności (np. Sił elektromotorycznych).

Dla przypadku gdy pole jest j e d n o s t a j n e , wzór (52) przej= dzie (abstrahując od znaku) w relację

$$K = \frac{U}{l} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (53)$$

gdzie U oznacza napięcie między dwoma punktami pola, oddalonemi od siebie (w kierunku linij sił) o l cm. Wzór ten wyjaśnia pochodzenie technicznej jednostki natężenia (wolt na cm), gdy bowiem wstawimy U w woltach, a l w cm, otrzymamy K w woltach na cm

1 V/cm = 1/300 jedn.ES natężenia.

Przykład. Między okładkami kondenzatora płaskiego jest napięcie U = 120 wol- tów. Odległość okładek wynosi 0'4 m/m = 0'04 cm. Natężenie pola w środku między okładkami będzie

$$K = \frac{U}{l} = \frac{120}{0{\cdot}04} = 3000 \text{ V/cm} = \frac{3000}{300} = 10 \text{ jedn.ES}$$

Wynik ten oznacza, że na nabój jednostkowy q = 1 JES, umieszczo= ny między okładkami tego kondenzatora działać będzie siła

$F = K \cdot q = \frac{3000}{300} \cdot 1 = 10$ dyn. Przy obliczeniu powyższem nie pytaliśmy wcale o stałą dielektryczną ośrodka między okład= kami i jest to najzupełniej zbędne. Jak widać, wzór (53) daje nader cenne ułatwienie w obliczeniu natężenia (w polu jednostaj= nem !)

Wzór (53) umożliwia oczywiście także obliczenie (w polu jednostajnem) napięcie U, gdy dane jest natężenie i odległość punktów między któremi U ma być wyznaczone.

Przykład. Między okładkami płaskiego kondenzatora jest natężenie K = 10 jedn.ES = 3000 V/cm. Odległość okładek wynosi 0'04 cm. Obliczyć napięcie między okładkami.

Wstawiając we wzorze

$$U = K.l \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (54)$$

podane wartości, otrzymamy

U = 3000.0 04 = 120 woltów.

Wypada zaznaczyć że w obu powyższych przypadkach wartość l brana była w kierunku działania natężenia K. Gdy w polu jednostajnem wyznaczymy l dowolnie (lecz jako odcinek prosty), to składowa natężenia K w kierunku tego odcinka będzie określona wzorem

$$K_l = K.\cos\alpha = \frac{U}{l} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (55)$$

Przykład. Oznaczyć składową K_l między okładkami płaskiego (naelektryzowanego) kondenzatora (rys.48) w kierunku odcinka l = 0 5 cm. łączącego „na ukos" obie okładki, gdy napięcie między okładkami U = 120 wolt.

Rys.48.

$$K_l = \frac{U}{l} = \frac{120}{0{,}5} = 240\ V/cm = \frac{240}{300} =$$

$$= 0{,}8 \text{ jedn.ES.}$$

Wyobraźmy sobie maleńką kulkę, naelektryzowaną nabojem q =+1 JES i nawleczoną jak paciorek na nitkę jedwabną rozpiętą między okładkami w położeniu oznaczonem przez odcinek l (rys.48) Na kulkę tę działać będzie w z d ł u ż n i t k i siła

$$F = K_l \cdot q = 0{,}8 \cdot 1 = 0{,}8 \text{ dyn.}$$

Oto znaczenie wzoru (55).

9.Powierzchnie ekwipotencjalne.

Powierzchnię (p o m y ś l a n ą) na której dla każdego punktu w polu elektr. potencjał ma wartość jednakową

$$V = \text{const}$$

nazywamy p o w i e r z c h n i ą e k w i p o t e n c j a l n ą .

Z wzoru

$$K = -\frac{dV}{dl}$$

wynika, że dla V = const, jest K = 0, zatem:

Natężenie pola elektr. (K) musi mieć w każdym punkcie pola kierunek p r o s t o p a d ł y (normalny) do powierzchni ekwipotencjalnej.

Stąd wynika, że w geometrycznej charakterystyce

Powierzchnie ekwipotencjalne muszą być prostopadłe do linij sił, lub odwrotnie, że

Linje sił muszą być prostopadłe do powierzchni ekwipotencjalnych.

Potencjał każdego naelektryzowanego przewodnika w stanie statycznym jest we wszystkich jego miejscach jednakowy i równy potencjałowi powierzchni, zatem

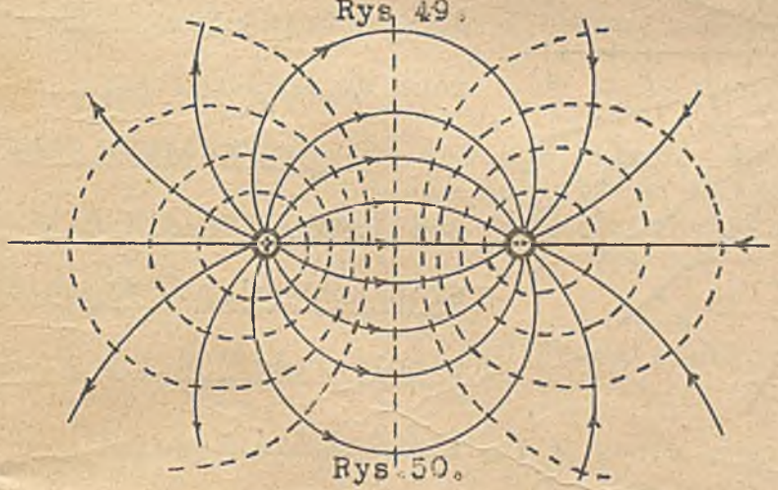
Powierzchnia naelektryzowanego przewodnika w stanie statycznym jest powierzchnią ekwipotencjalną.

Wnioski powyższe ułatwiają znacznie orjantację przy wyznaczaniu geometrycznych charakterystyk w wielu ważnych technicznie przypadkach.

Rys. 49.

Uwidocznione obok rysunki przedstawiają w kreskach ciągłych linje sił, w kreskach przerywanych ślady powierzchni ekwipotencjalnych w próżni.

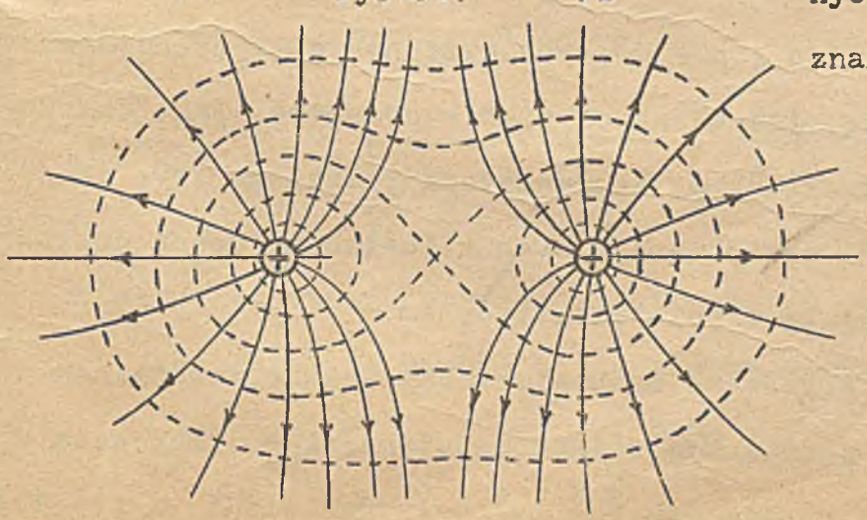
Rys. 49 ilustruje taką geometryczną charakterystykę pola kuli naelektryzowanej (dodatnio).



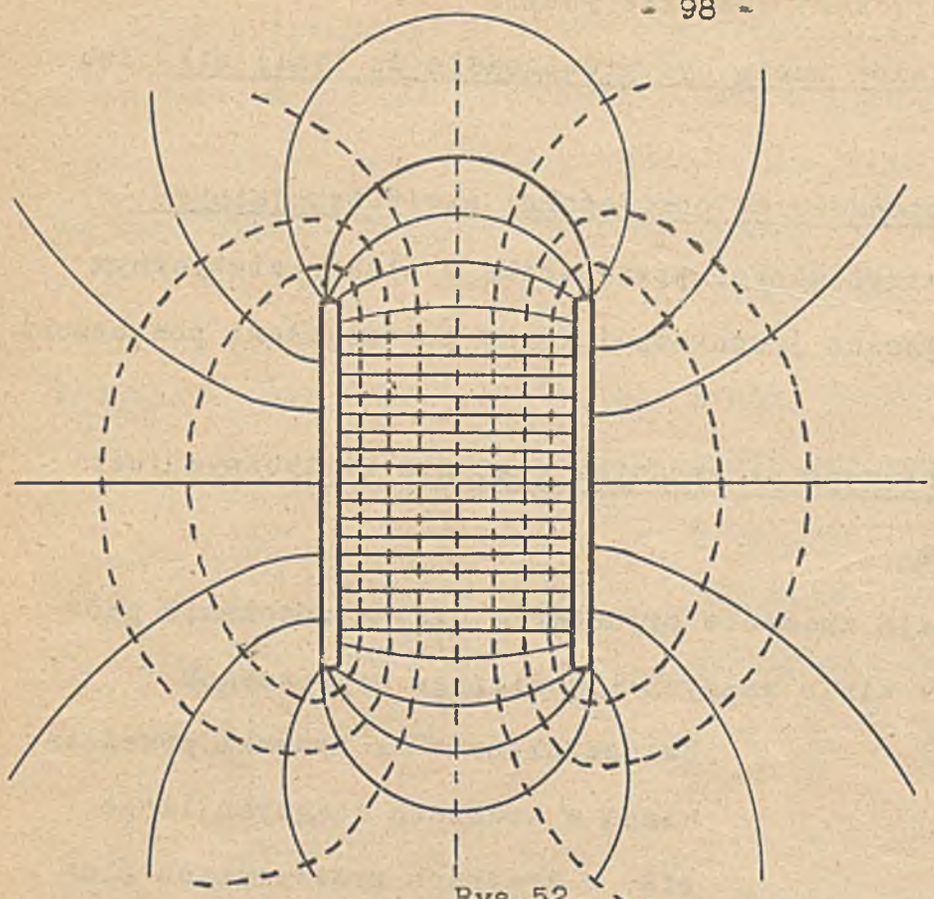
Rys. 50.

Rys. 50 odnosi się do pola dwu kul naelektryzowanych równymi nabojami przeciwnych znaków.

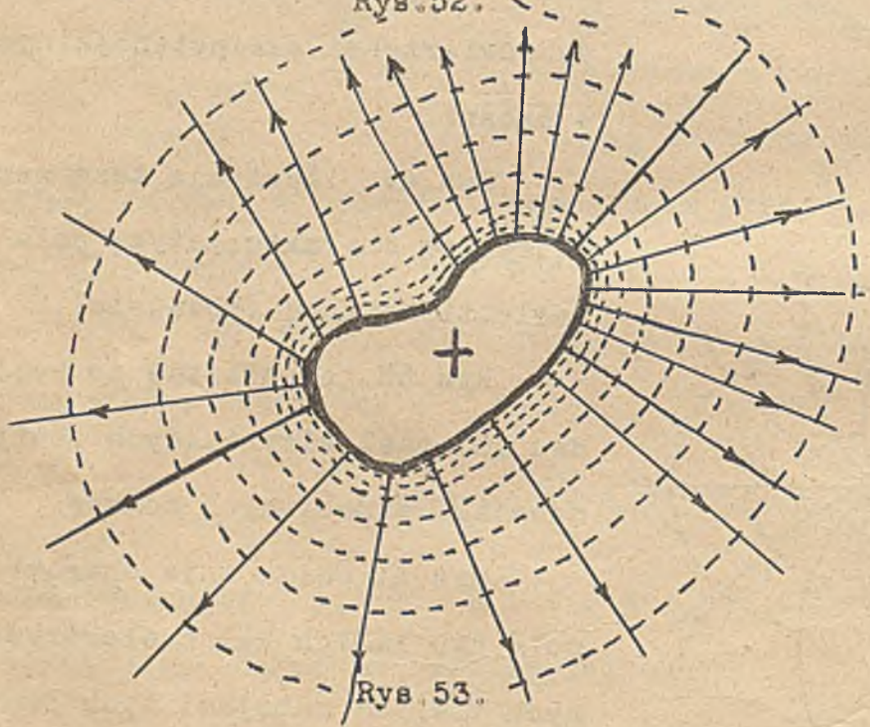
Rys. 51 uwidacznia charakter pola dwu takich kul naelektryzowanych równymi nabojami tych samych znaków



Rys. 51.



Rys.52.



Rys.53.

Rys.52. przedstawia geometryczną charakterystykę pola elektr. kondensatora płaskiego.

Wreszcie rys.53 ma zorjentować odnośnie do charakterystyki pola naelektryzowanego przewodnika w stanie statycznym Jak widać, powierzchnie ekwipotencjalne takiego przewodnika d o w o l n e g o k s z t a ł t u, w miarę zwiększającej się odległości od przewodnika, przybierają postać coraz więcej zbliżoną do kuli.

Postać kulistą osiągną teoretycznie w nieskończoności, praktycznie w odległości n i e w i e l k i e j.

W polu j e d n o s t a j n e m, powierzchnie ekwipotencjalne tworzą płaszczyzny równoległe, jednakowo od siebie oddalone. Taki charakter ma pole wewnątrz między okładkami kondenzatora płaskiego (rys.52.)

Z pomocą powierzchni ekwipotencjalnych zilustrować można doskonale rozkład wartości potencjału w polu elektrycznem.

Tak np. na rys 49. wrysowane są powierzchnie ekwipotencjalne w odstępach odpowiadających jednakowym różnicom potencjałów. (Napięcia U między poszczególnemi powierzchniami są identyczne). Jak widać (z rys.49)

odstępy te są w miarę oddalania się od naboju coraz większe.

Wypada zaznaczyć, że wstawienie w pole elektrostatyczne cienkich błon z dobrego przewodnika (np. metalowych), ułożonych tak jak przebiegają w przestrzeni powierzchnie ekwipotencjalne, nie zmieni w niczem ustroju pola. Błony takie przybiorą potencjały odnośnych powierzchni ekwipotencjalnych i posiądą po dwa naboje (równe sobie, lecz przeciwnych znaków). Musimy tylko zastrzec, że takie błony z przewodnika (metalowe) pokrywają się zupełnie z geometrycznemi powierzchniami ekwipotencjalnemi w całej ich rozciągłości.

Z właściwości tych t.zw. b ł o n   e k w i p o t e n c j a l n y c h będziemy w dalszym ciągu wydatnie korzystać (przy obliczaniu pojemności kondenzatorów, oraz energji zawartej w polu elektr.).

Powierzchnie ekwipotencjalne mają w każdym swym punkcie jednakowy potencjał, zatem

Transport naboju próbnego (+q) po powierzchni ekwipotencjalnej nie wymaga żadnej pracy.

To samo można powiedzieć odnośnie do pracy transportu naboju próbnego, przenoszonego w z d ł u ż błony ekwipotencjalnej w nieskończenie małej od niej odległości.

Uwaga: Transport takiego naboju w e w n ą t r z   p r z e w o d n i k a stanowiącego taką błonę wymagać będzie pracy, gdyż przy ruchu elektryczności przez przewodnik (prąd) powstaje ciepło.

10. Praca elektryzowania (A).

Jeżeli do naboju p u n k t o w e g o Q_1 zbliżymy z nieskończoności drugi nabój punktowy Q_2 na odległość r, wykonamy (w myśl 41) pracę

$$A = Q_2 \int_r^\infty K . dl \cos\alpha = \int_r^\infty \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon . r^2} dr = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon . r}$$

Zatem stworzenie systemu elektrycznego, złożonego z dwu naboji Q_1 i Q_2, oddalonych od siebie o r_{12}, wymaga nakładu pracy w ilości

$$A_{12} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q_1 Q_2}{r_{12}} \qquad \ldots\ldots (56)$$

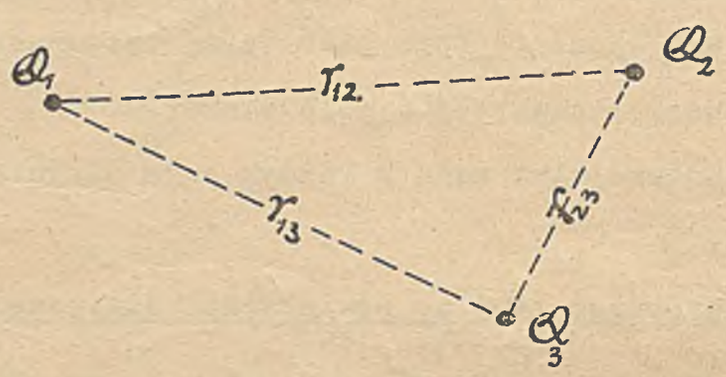
Zbliżmy do tego systemu trzeci nabój Q_3, to wykonamy pracę

$$A_{13} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q_1 Q_3}{r_{13}} \qquad \text{i} \qquad A_{23} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q_2 Q_3}{r_{23}}$$

gdzie r_{13} i r_{23} oznaczają odległości nowego naboju punktowego (Q_3) od poprzednich (Q_1 i Q_2).

Aby otrzymać system elektryczny złożony z trzech naboji punktowych Q_1, Q_2, Q_3 (rys.54.), trzeba wykonać pracę

$$A = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q_1 Q_2}{r_{12}} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q_1 Q_3}{r_{13}} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q_2 Q_3}{r_{23}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (57)$$



Rys.54.

„A" przedstawia tu pracę elektryzowania układu złożonego z trzech naboji punktowych (rys.54.).

Powyższe równanie możemy napisać także w tej formie

$$2A = \frac{Q_1}{\varepsilon}\left(\frac{Q_2}{r_{12}} + \frac{Q_3}{r_{13}}\right) + \frac{Q_2}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{21}} + \frac{Q_3}{r_{23}}\right) + \frac{Q_3}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{31}} + \frac{Q_2}{r_{32}}\right) \ldots\ldots \quad (58)$$

przyczem należy uwzględnić, że

$$r_{12} = r_{21}\,, \qquad r_{13} = r_{31}\,, \qquad r_{23} = r_{32}\,.$$

W ten sam sposób określić możemy pracę elektryzowania (A) dowolnej ilości naboji punktowych, z których utworzony został system elektryczny:

$$2A = \frac{Q_1}{\varepsilon}\left(\frac{Q_2}{r_{12}} + \frac{Q_3}{r_{13}} + \frac{Q_4}{r_{14}} + \ldots\ldots\right) +$$

$$+ \frac{Q_2}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{21}} + \frac{Q_3}{r_{23}} + \frac{Q_4}{r_{24}} + \ldots\ldots\right) +$$

$$+ \frac{Q_3}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{31}} + \frac{Q_2}{r_{32}} + \frac{Q_4}{r_{34}} + \ldots\ldots\right) +$$

$$+ - \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (59)$$

Jednakże sumy zawarte w nawiasach i podzielone przez ε przedstawiają (według 46) potencjały punktów „1", „2", „3" .... (wytworzone w tych punktach przez naboje zawarte w nawiasach) :

$$V_1 = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{Q_2}{r_{12}} + \frac{Q_3}{r_{13}} + \frac{Q_4}{r_{14}} + \ldots\ldots\right),$$

$$V_2 = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{21}} + \frac{Q_3}{r_{23}} + \frac{Q_4}{r_{24}} + \ldots\ldots\right), \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (60)$$

$$V_3 = \frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{Q_1}{r_{31}} + \frac{Q_2}{r_{32}} + \frac{Q_4}{r_{34}} + \ldots\ldots\right),$$

- - - - - - - - - - - - - - - - - - - -

Możemy zatem napisać:

$$A = \frac{1}{2}\left(Q_1V_1 + Q_2V_2 + Q_3V_3 + \ldots\ldots\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (61)$$

Jest to ogólna forma relacji określającej pracę elektryzowania dowolnego układu statycznego. Na przewodniku są wszystkie potencjały równe sobie, gdy więc do różnych punktów tego przewodnika doprowadzimy naboje $Q_1, Q_2 \ldots\ldots Q_n$ i założymy, że $V_1 = V_2 = V_3 = \ldots\ldots = V$, otrzymamy

$$A = \frac{1}{2}\left(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots\ldots\right)V = \frac{1}{2}Q.V \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (62)$$

czyli wzór podany poprzednio (bez wywodu) pod (6).

Gdy układ elektrostatyczny składa się z „n" przewodników o ilościach elektryczności $Q_1, Q_2, Q_3 \ldots\ldots Q_n$ i potencjałach $V_1, V_2, V_3 \ldots\ldots V_n$, pracę elektryzowania tego systemu określi wzór:

$$A = \frac{1}{2}\left(Q_1V_1 + Q_2V_2 + Q_3V_3 + \ldots\ldots + Q_nV_n\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (63)$$

Wyrażając Q i V w jednost.ES, otrzymamy pracę elektryzowania (A) w ergach, wstawiając Q w kulombach a V w woltach, otrzymamy A w dżaulach.

Wartości Q i V należy wstawić ze znakami algebraicznemi (+ względnie -), odpowiednio do znaków naboji Q i znaków potencjału V.

Przykład: Dwa przewodniki naelektryzowane są nabojami $Q_1 = +10$ JES $Q_2 = -6$ JES. Potencjał pierwszego jest $V_1 = +100$ JES, potencjał drugiego $V_2 = -80$ JES, przyczem oba te potencjały stwierdzono po naelektryzowaniu układu:

Praca elektryzowania wyniesie

$$A = \frac{1}{2}(Q_1V_1 + Q_2V_2) =$$

$$= \frac{1}{2}[(+10)(+100) + (-6)(-80)] =$$

$$= \frac{1}{2}[+1000 + 480] = 1480 \text{ ergów.}$$

Uwaga: Należy pamiętać, że V_1, V_2, V_3..... we wzorze (61) oznaczają potencjały w punktach 1, 2, 3 ..... , wytworzone tam przez wszystkie naboje punktowe z w y ł ą c z e n i e m naboju każdego odnośnego punktu (patrz wzór 60), zaś V_1, V_2, V_3..... we wzorze (63) oznacza potencjały przewodników 1, 2, 3 ..... wytworzone tam przez naboje w s z y s t k i c h przewodników, ł ą c z n i e z własnemi nabojami przewodników. Różnica ta interpretacji obu wzorów pochodzi stąd, że w systemie składającym się z przewodników trzeba użyć pracy nietylko na zbliżenie do siebie (z nieskończoności) naelektryzowanych przewodników, lecz także na naelektryzowanie tych przewodników (nabojami własnemi).

11. Energja układu naelektryzowanego. Energja pola elektrostatycznego.

Jeżeli przy elektryzowaniu systemu nie wykonano żadnych innych prac prócz tych jakie wypływają z wzajemnych działań dynamicznych naboji, to praca elektryzowania (A) określona wzorem (61) względnie (63) musi być równa energji (W), mieszczącej się w układzie po naelektryzowaniu.

Odnośnie do pola elektrostatycznego założenie takie jest dopuszczalne, przeto energję układu elektrostatycznego określa wzór

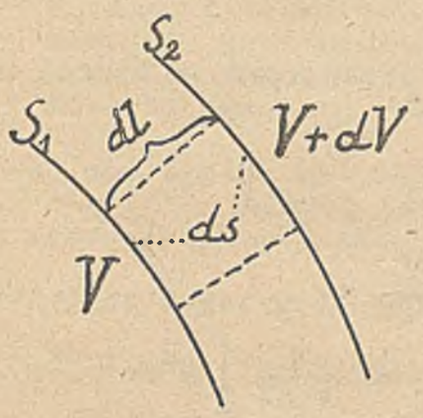
$$W = \frac{1}{2}(Q_1V_1 + Q_2V_2 + Q_3V_3 + \ldots + Q_nV_n) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (64)$$

Gdy układ złożony z „n" naboji $(Q_1, Q_2 \ldots Q_n)$ pozostaje w stanie statycznym bez zmian, nie zmienia się także i zapas energji w nim zgromadzonej, zatem:

Utrzymanie układu w stanie naelektryzowanym nie wymaga żadnej pracy.

E n e r g j a u k ł a d u określona wzorem (64) m i e ś c i s i ę w p o l u e l e k t r y c z n e m, a n i e w n a b o j a c h przewodników naelektryzowanych, przynależnych do tego układu.

Spróbujemy obliczyć ilość energji pola (dW), zawartą w elementarnej objętości przestrzeni (dv). W tym celu wprowadźmy w pole elektryczne, scharakteryzowane linjami indukcji i powierzchniami ekwipotencjalnemi (rys.55) dwie błony ekwipotencjalne S_1 i S_2 odległe od siebie o $d\ell$. Potencjał jednej błony jest V, drugiej V + dV. Elementarny strumień $d\Psi$ przechodzący od jednej błony do drugiej i zawierający $d\Psi$ = Dds linij indukcji, wiąże na obu błonach dwa naboje przeciwnych znaków o r ó w n y c h ilościach elektryczności



Rys.55.

$$dQ = \frac{D.ds}{4\pi}$$

Tu ds oznacza elementarną powierzchnię na jednej i drugiej błonie, przez którą przechodzi strumień elementarny $d\Psi$[1].

W myśl wzoru (64) układ dwu takich naboji (przeciwnych znaków) mieścić musi energję

$$dW = \frac{1}{2}\left(dQ_1V_1 + dQ_2V_2\right)$$

Uwzględniając, że $dQ_1 = dQ_2 = dQ$ (przyczem jednakże dQ_1 i dQ_2 mają przeciwne znaki), oraz, że $V_1 = V$, a $V_2 = V + dV$, otrzymamy

$$dW = \frac{1}{2}\left[dQV - dQ(V + dV)\right]$$

$$= - \frac{1}{2}\, dQ.dV = - \frac{D.ds}{8\pi}\, dV$$

Wstawiając tu $dV = - K.d\ell$ (według 52) i $D = \varepsilon K$ (według 19), otrzymamy

$$dW = \frac{\varepsilon.K^2}{8\pi}\, ds.d\ell$$

Jednakże $ds.d\ell = dv$ przedstawia objętość elementarną wypełnioną przez $d\Psi$ na długości $d\ell$, zatem

$$dW = \varepsilon \frac{K^2}{8\pi}\, dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (65)$$

1) Przy nieskończenie małej odległości ($d\ell$) obu błon, powierzchnia ds na jednej błonie jest równa powierzchni ds na drugiej błonie. Błony ekwipotencjalne przebiegają zawsze normalnie do linij sił i linij indukcji (w ośrodkach jednorodnych).

Wzór ten poucza, że energja zawarta w polu stoi w prostym stosunku do k w a d r a t u z natężenia pola K. Pozatem jest wprost proporcjonalna do stałej dielektrycznej ośrodka ε.

Całkowita energja zawarta w polu wypełnionem jednorodnym ośrodkiem, będzie

$$W = \frac{\varepsilon}{8\pi} \int_v K^2 . dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (66)$$

przyczem całkowanie trzeba rozciągnąć na całą przestrzeń, w której ujawnia się pole elektryczne (znak v).

Wzory (65) i (66) możemy także napisać w tej formie:

$$dW = \frac{\varepsilon . K^2}{8\pi} dv = \frac{K . D}{8\pi} dv = \frac{D^2}{\varepsilon . 8\pi} dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (67)$$

$$W = \frac{\varepsilon}{8\pi} \int_v K^2 . dv = \frac{1}{8\pi} \int_v KD dv = \frac{1}{\varepsilon . 8\pi} \int_v D^2 dv \quad \ldots\ldots \quad (68)$$

Dla pola j e d n o s t a j n e g o , zajmującego objętość v, można (wobec 66) położyć wprost:

$$W = \frac{\varepsilon}{8\pi} K^2 . v = \frac{1}{8\pi} K . D . v = \frac{1}{\varepsilon . 8\pi} D^2 . v \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (69)$$

Energja zawarta w 1 cm^3 takiego pola wynosi więc

$$W_{(cm^3)} = \frac{\varepsilon . K^2}{8\pi} = \frac{K . D}{8\pi} = \frac{D^2}{\varepsilon . 8\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (70)$$

Przykład: Pole w e w n ą t r z między okładkami naelektryzowanego kondenzatora płaskiego można uważać za jednostajne. Oznacza V_1 i V_2 potencjały okładek, to energję zawartą w tym kondenzatorze określi wzór

$$W = \frac{1}{2} (QV_1 - QV_2) = \frac{1}{2} Q(V_1 - V_2) = \frac{1}{2} Q . U$$

U oznacza tu napięcie między okładkami. Uwzględniając, że dla takiego kondenzatora

$$K = \frac{U}{\ell} , \qquad a \qquad D . s = \Psi = 4\pi . Q$$

gdzie ℓ oznacza odległość okładek, a s powierzchnię jednostronną jednej okładki, otrzymamy

$$W = \frac{1}{2} Q . U = \frac{1}{2} \frac{D . s}{4\pi} K . \ell = \frac{K . D}{8\pi} . v$$

Wynik zgodny z wzorem (69).

Uwaga: W obliczeniu tem mieści się milczące założenie, że pole elektryczne rozciąga się tylko między okładkami i że jest w całej objętości v = s.ℓ jednostajne. Z poprzednich rozważań wiemy, że tak nie jest. Przy brzegach okładki pole jest niejednostajne, a rozciąga się - ściśle biorąc - aż do nieskończoności. Nie cała więc energja

$$W = \frac{1}{2} Q.U$$

kondenzatora mieści się w polu zawartem między okładkami, drobna część tej energji pomieszczona jest także zewnątrz okładek w całej nieskończonej przestrzeni. Już jednak w bardzo niewielkich odległościach od okładek ilości energji przypadające na 1 cm^3 są tak drobne, że, praktycznie biorąc, można całą energję zawartą zewnątrz okładek położyć równą zeru.

Z wzoru (65) wynika ten ważny wniosek, że w polu elektrostatycznem o różnych wartościach ε najwięcej energji zawiera pole w miejscach, gdzie natężenie K jest duże, więc ε małe.

Przykład: W polu kondenzatora przedstawionego na rys.24. najwięcej energji tkwi w warstwie o stałej $\varepsilon_1 = 1$, czyli w warstwie powietrznej, a najmniej w warstwie o stałej $\varepsilon_3 = 3$, jak to jasno widać z wzoru

$$W_{(cm^3)} = \frac{K.D}{8\pi}$$

W każdej warstwie jest bowiem D jednakowe, a $K = D/\varepsilon$.

VIII. NABÓJ ROZŁOŻONY.

1. Gęstość naboju.

W rozważaniach, przeprowadzonych poprzednio, opieraliśmy się na koncepcji naboji punktowych. Koncepcja ta daje ścisłe wyniki odnośnie do działań w pewnej odległości od naboji, zawodzi natomiast zupełnie w miejscach (punktach) pomieszczenia samych naboji. Pozatem nabój punktowy jest fikcją, nie mającą żadnego znaczenia fizykalnego. Realnie można mówić jedynie o nabojach rozłożonych. Dla scharakteryzowania rozłożenia naboju wprowadzamy pojęcie g ę s t o ś c i l i n j o w e j δ_ℓ (przypadek abstrakcyjny), p o w i e r z c h n i o w e j δ_s (np. na przewodnikach), p r z e s t r z e n n e j δ_v (np. w izolatorach).

Gęstość linjowa $\sigma_l = Q/l$ określa ilość elektryczności przypadającą na 1 cm długości.

Gęstość powierzchniowa $\sigma_s = Q/s$ podaje ilość elektryczności przypadającą na 1 cm^2 powierzchni.

Gęstość przestrzenna $\sigma_v = Q/v$ określa ilość elektryczności mieszczącą się w 1 cm^3 objętości. [1)]

We wzorach powyższych Q oznacza całkowity nabój rozłożony r ó w n o m i e r n i e. Przy nierównomiernem rozłożeniu naboju określą gęstości relacje:

$$\sigma_l = \frac{dQ}{dl}, \qquad \sigma_s = \frac{dQ}{ds}, \qquad \sigma_v = \frac{dQ}{dv} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (71)$$

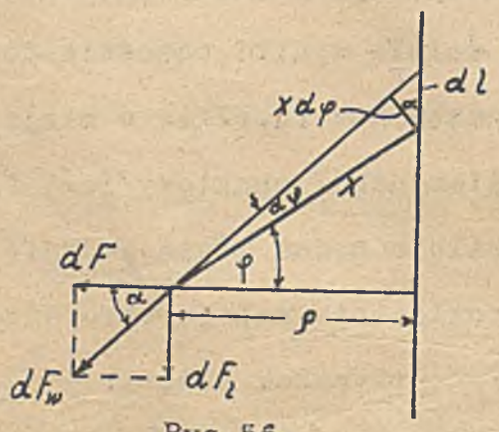
gdzie dQ oznacza ilość elektryczności przypadającą na element długości (dl), powierzchni (ds) i objętości (dv).

Przy rozważaniu działań naboji rozłożonych chodzić będzie przedewszystkiem o ustalenie zasadniczych wielkości, poznanych poprzednio t.j. natężenia pola elektr. K, indukcji D, potencjału V i napięcia U.

Rozważania nasze ograniczymy tylko do niektórych prostych, lecz technicznie ważnych przypadków.

2. Nabój rozłożony linjowo.

Rozpatrzymy tu tylko przypadek najprostszy - nabój (Q) rozłożony linjowo wzdłuż prostej o długości nieskończonej. (Zakładamy, że $l = \infty$, by móc abstrahować od wpływu końców linji) (rys. 56.).



Rys. 56.

a) Natężenie pola K.

Na nabój j e d n o s t k o w y próbny q = +1 ES umieszczony

1) Tam gdzie nie zachodzi obawa nieporozumień będziemy znaczyć gęstość jedynie symbolem σ bez indeksu.

w punkcie P odległym od linji o ρ, wywiera nabój pomieszczony na elemen= cie o długości $d\ell$ (rys.56.) siłę

$$dF_w = \frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{\sigma\cdot d\ell}{x^2} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{\sigma\cdot d\ell}{\rho^2}\cos^2\alpha$$

Rozkładamy ją na składową F prostopadłą do ℓ i F_ℓ równoległą do ℓ. Ta ostatnia będzie zawsze znoszona składową wytworzoną przez element $d\ell$ po przeciwnej stronie. Pozostanie zatem tylko składowa

$$dF = \frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{\sigma\cdot d\ell}{\rho^2}\cdot\cos^2\alpha\cdot\cos\alpha$$

Ponieważ

$$d\ell = \frac{\rho}{\cos\varphi}\cdot d\varphi\frac{1}{\cos\varphi} = \frac{\rho}{\cos^2\varphi}d\varphi,$$

$d\ell = \frac{x\,d\varphi}{\cos\varphi}$ $\quad x = \frac{\rho}{\cos\varphi}$

$d\ell = \frac{\rho}{\cos^2\varphi}d\varphi$

$\cos\alpha = \cos\varphi$

możemy napisać

$$dF = \frac{1}{\varepsilon}\frac{\sigma}{\rho}d\varphi\cdot\cos\varphi$$

Zatem

$$F = \frac{\sigma}{\varepsilon\rho}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\cos\varphi\cdot d\varphi = \frac{\sigma}{\varepsilon\rho}(\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1)$$

Dla $\ell = \infty$, będzie $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = +\frac{\pi}{2}$, a ponieważ $K = F/q$ i q w punkcie P równa się jednostce, przeto

$$K = \frac{2\sigma}{\varepsilon\rho} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (72)$$

<u>Natężenie pola maleje proporcjonalnie do odległości ρ i ma wszędzie kierunek prostopadły do ℓ.</u>

Obliczenie powyższe moglibyśmy uskutecznić prościej w następujący sposób:

Naelektryzowana linja o gęstości naboju σ = const, na całej długości $\ell = \infty$, wysyła w przestrzeń (pozbawioną naboji elektr.) strumień indukcji $\psi = 4\pi.\sigma.\ell$. Otoczymy „ℓ" walcem współosiowym z ℓ o promieniu ρ i dłu= gości ℓ, to przez jego powierzchnię przejdzie cały ten strumień. Powierzch= nia takiego walca jest $2\rho\pi.\ell$ zatem gęstość linij indukcji na powierzchni walca będzie

$$\frac{4.\pi.\sigma.\ell}{2.\pi.\rho.\ell} = \frac{2\sigma}{\rho}$$

i będzie na całym walcu stała. Ponieważ gęstość linij indukcji odpowiada

indukcji D, przeto

$$D = \frac{2\sigma}{\varrho}$$

a

$$K = \frac{D}{\varepsilon} = \frac{2\sigma}{\varepsilon\varrho}$$

gdzie K oznacza natężenie w punkcie oddalonym od ℓ o ϱ (prostopadle). Jak widać, obliczenie z pomocą strumienia indukcji prowadzi do celu łatwiej i prościej. (Nie we wszystkich przypadkach da się jednakże zastosować).

b) Potencjał V.

Ponieważ

$$K = -\frac{dV}{d\ell}, \quad \text{to} \quad V = -\int K\,d\ell$$

Zatem

$$V = -\int K.d\varrho = -\int \frac{2\sigma}{\varepsilon\varrho}\,d\varrho = -\frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \varrho + C \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (73)$$

gdzie C oznacza stałą całkowania.

Wzór powyższy wskazuje, że powierzchnie ekwipotencjalne będą cylindrami współosiowemi z ℓ.

Wartości V dla dowolnego punktu odległego od ℓ o ϱ nie da się jednak obliczyć, gdyż niema warunków umożliwiających obliczenie stałej C. Wyniki takie otrzymaliśmy z powodu założenia $\ell = \infty$. [1]

Przyjmując dla uproszczenia skończoną wartość ℓ i V = 0 nie w nieskończoności tylko w odległości $\ell = \varrho$, możemy (dla dużej wartości ℓ) napisać

$$-\frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \ell + C = 0, \quad \text{skąd} \quad C = \frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \ell$$

Otrzymamy wtedy

$$V \cong \frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \frac{\ell}{\varrho} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (74)$$

Wzór ten jest tylko przybliżony i ze stanowiska ścisłej teorji niema żadnej wartości.

---

1) Obliczenie V z pomocą wzoru $V_\varrho = \int_\varrho^\infty K.d\varrho$ nie prowadzi także do wyniku, bo daje

$$\int_\varrho^\infty K.d\varrho = \frac{2\sigma}{\varepsilon}\int_\varrho^\infty \frac{d\varrho}{\varrho} = \frac{2\sigma}{\varepsilon}(\log_n \infty - \log_n \varrho) = \frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \frac{\infty}{\varrho}\,!$$

Uwaga: Należy pamiętać, że wzór (72) otrzymaliśmy, kładąc (dla $l = \infty$) $\varphi_1 = -\frac{\pi}{2}$ i $\varphi_2 = +\frac{\pi}{2}$. Tak wolno położyć dla wszelkiej skończonej wartości ρ. Jednakże dla $\rho = \infty$ i $l = \infty$ przechodzą wartości φ_1 i φ_2 w symbole nieoznaczone.

c) Napięcie U.

W technicznych obliczeniach nietyle chodzi o potencjał V, ile o napięcie U między dwoma punktami oddalonemi od naelektryzowanej linji o ρ_1 względnie ρ_2. Napięcie U_{12} można z wzoru (73) łatwo obliczyć.

$$U_{12} = V_1 - V_2 = \frac{2\sigma}{\varepsilon}\left[-\log_n \rho_1 + C - (-\log_n \rho_2 + C)\right]$$

$$U_{12} = V_1 - V_2 = \frac{2\sigma}{\varepsilon}(\log_n \rho_2 - \log_n \rho_1) = -\frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

$$U_{12} = \frac{2\sigma}{\varepsilon}\log_n \frac{\rho_2}{\rho_1} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (75).$$

Wartości ρ_2 i ρ_1 należy wstawić w cm, to otrzymamy U w JES napięcia (więc po pomnożeniu przez 300 w woltach). Gdy $\rho_2 > \rho_1$ wypadnie U_{12} dodatnie, gdy $\rho_2 < \rho_1$ wypadnie U_{12} ujemne. Wynik pierwszy (U_{12} dodatnie) oznacza, że transport naboju dodatniego z 1 do 2 daje zysk (praca wykonana na koszt energji pola elektr.). Wynik drugi (U_{12} ujemne) oznacza, że transport naboju dodatniego z 1 do 2 wymaga nakładu pracy z zewnątrz.

3. Cylinder prosty naelektryzowany równomiernie.

Powierzchnie ekwipotencjalne linji (prostej), równomiernie naelektryzowanej (przykład poprzedni), są cylindrami współosiowemi z linją „l". Wyobraźmy sobie, że taką równomiernie naelektryzowaną linję o gęstości (linjowej) naboju σ_l otacza metalowy płaszcz cylindryczny (błona ekwipotencjalna), o promieniu r. Na płaszczu tym powstaną przez indukcję dwa naboje (wewnątrz i zewnątrz) równe gęstości σ_l na cm bieżący cylindra. Umieszczenie takiej błony ekwipotencjalnej nie w polu elektr. tej linji nie zmienia. Zatem w oddaleniu ρ od środka cylindra naelektryzowanego równomiernie nabojem $q = \sigma_l$ na cm bieżący, będzie natężenie

$$K = \frac{2\sigma}{\varepsilon\rho} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (76)$$

czyli takie same jak w polu linji (nieskończenie długiej, naelektryzowa= nej) o gęstości $\sigma_l = q$.

Cylinder naelektryzowany jednostajnie nabojem q na cm bieżący działa tak jak linja naelektryzowana takim samym nabojem q na cm bieżący i wpa= dająca w jego oś geometryczną.

Zgodnie z tem możemy pole wytworzone przez przewodniki naelektryzowane traktować tak, jak gdyby pochodziło od linij naelektryzowanych.

Natężenie pola nieskończenie blisko r ó w n o m i e r n i e naelek= tryzowanej powierzchni cylindrycznego przewodnika o promieniu r, będzie więc

$$K_p = \frac{2q}{\varepsilon r} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (77)$$

A w odległości ρ od środka tego (cylindrycznego) przewodnika będzie - jak podaje wzór (76)

$$K = \frac{2q}{\varepsilon \rho}$$

Napięcie między dowolnie obranemi dwoma punktami pola („1" i „2")

obliczymy ze wzoru

$$U_{12} = \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (78)$$

analogicznego do wzoru (75).

Uwaga: Tak tu jak i przy wzorze (76) zastrzegamy, że długość prze= wodnika (l) równa się ∞, tylko bowiem dla takiego warunku zna= leziono wzór (76). Praktycznie biorąc, można wzorów (76) i (78) używać, gdy l jest bardzo duże w stosunku do ρ.

4. Nabój rozłożony powierzchniowo.

Oznacza σ gęstość powierzchniową naboju na przewodniku, to strumień indukcji $d\Psi$ wychodzący z elementu powierzchni ds, zawierającego nabój (powierzchniowy) $dQ = \sigma . ds$, określa według (24) relacja

$$d\Psi = 4\pi . dQ = 4\pi . \sigma . ds.$$

Możemy więc napisać

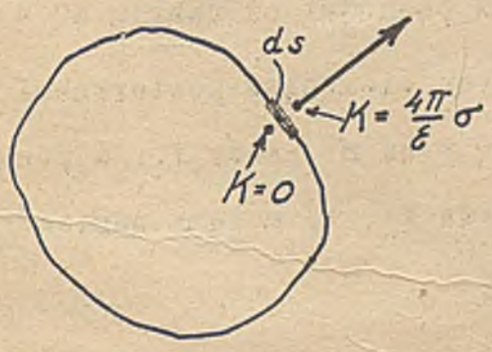
$$D = \frac{d\Psi}{ds} = 4\pi . \sigma ,$$

skąd

$$K = \frac{D}{\varepsilon} = \frac{4\pi}{\varepsilon}\cdot\sigma \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (79)$$

Natężenie pola (K) nieskończenie blisko powierzchni przewodnika naelektryzowanego jest równe iloczynowi gęstości powierzchniowej (σ) i czynnika 4π, pozatem jest odwrotnie proporcjonalne do stałej dielektrycznej ośrodka (ε).

Z przewodnika naelektryzowanego muszą linje sił wychodzić p r o s t o p a d l e do jego powierzchni. Natężenie K nie może bowiem mieć składowych stycznych do powierzchni przewodnika, bo te spowodowały by ruch elektryczności. W dużej odległości od naelektryzowanego przewodnika dowolnego kształtu, natężenie pola K jest takie, jak gdyby pochodziło od naboju punktowego równego nabojowi przewodnika i umieszczonego w p u n k c i e c e n t r a l n y m. Punktem centralnym nazywamy środek kuli, którą tworzy powierzchnia ekwipotencjalna pola w nieskończoności. Praktycznie taka kulista powierzchnia ekwipotencjalna leży w niewielkiej odległości od przewodnika (patrz rys.53). Wewnątrz przewodnika jest K = 0, (bez względu na to czy wnętrze to jest pełne czy puste). Zewnątrz zaś ma wartość $K = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$. Zatem przy przejściu przez powierzchnię przewodnika natężenie K doznaje s k o k u w a r t o ś c i (rys.57.) z K = 0 do $K = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$.

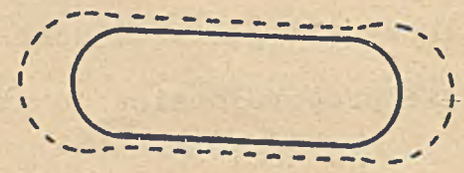


Rys.57.

Między okładkami płaskiego kondensatora jest $D = 4\pi\sigma$ zatem $K = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$ (wpływ brzegów pomijamy). Wzór (79) poucza, że natężenie nieskończenie blisko powierzchni naelektryzowanego przewodnika zależy od gęstości naboju (σ) w d a n e m m i e j s c u. Na krawędziach, narożach, kolcach gęstość elektr. jest duża, także więc i natężenie (K) bezpośrednio przy takich częściach jest duże.

Na rys.58, 59, 60. uwidocznione są gęstości elektr. naboju, grubością warstwy oznaczonej linją kreskowaną.

Rys.58.

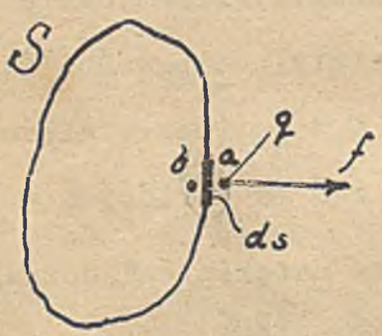


Rys.59.

Rys.60.

5.Ciśnienie elektrostatyczne.(P).

Powierzchnia naelektryzowana wywiera na każdą swą cząstkę działanie dynamiczne, które nazywamy c i ś n i e n i e m e l e k t r o s t a = t y c z n e m (symbol P).



Rys.61.

Nieskończenie blisko elementu ds naelektryzowanej powierzchni przewodzącej S (rys.61.) działa na nabój q , umieszczony z e w n ą t r z tej powierzchni (punkt „a") siła

$$f_z = K.q = \frac{4\pi.\sigma}{\varepsilon} .q$$

Siła ta pochodzi od naboju $dQ = ds.\sigma$ elementu ds i od reszty nabojów pozostałych elementów powierzchni, czyli Q.

Oznaczmy siłę pochodzącą od naboju $dQ = ds.\sigma$ przez f_1, a pochodzącą od nabojów reszty elementów (czyli Q) przez f_2, to możemy napisać

$$f_z = f_1 + f_2 = \frac{4\pi.\sigma}{\varepsilon} .q$$

Gdybyśmy umieścili nabój (próbny) q po drugiej stronie, wewnątrz powierzchni S przewodnika (punkt „b") i założyli, że po obu stronach S jest ten sam ośrodek, to na q działać będą znów dwie siły: f_1 równa poprzedniej, lecz przeciwnie skierowana (bo przy tym samym znaku q i $ds.\sigma$ będzie q

zawsze odpychane od naboju ds σ, tak zewnątrz - punkt „a" jak i wewnątrz - punkt „b" naelektryzowanej powierzchni S), i f_2 równa tak co do kierunku jak i wielkości poprzedniej sile f_2 (bo odległość punktów „a" i „b" jest nieskończenie mała, działania więc reszty nabojów na q są w „a" i „b" identyczne).

Dla wnętrza powierzchni S, napiszemy więc

$$f_w = - f_1 + f_2 .$$

Jednakże wewnątrz powierzchni przewodzącej wypełnionej dowolnym ośrodkiem musi być K = 0 i F = 0. Możemy więc napisać

$$f_w = - f_1 + f_2 = 0, \quad \text{lub} \quad f_1 = f_2$$

Z ostatniej równości wynika, że

$$f_2 = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon} q$$

Wzór ten określa działanie dynamiczne (siłę) wywierane na nabój q (umieszczony w punkcie „a") przez naboje wszystkich elementów powierzchni przewodzącej S, z wyjątkiem naboju ds σ, zgromadzonego na ds.

Położymy q = ds σ, to otrzymamy

$$dF = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} ds$$

dF określa tu siłę wywieraną na nabój ds σ (elementu ds) przez naboje reszty elementów powierzchni przewodzącej S. Dzieląc obustronnie przez ds, otrzymamy wielkość

$$P = \frac{dF}{ds} = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} \qquad \text{(80)}$$

którą przez analogję z ciśnieniem w mechanice nazywać będziemy c i ś = n i e n i e m e l e k t r o s t a t y c z n e m (symbol P).

Gdy w (80) wstawimy σ w JES, otrzymamy P w dynach na cm^2.

Każda cząstka naelektryzowanej powierzchni przewodzącej doznaje działania siły

$$dF = P.ds \qquad \text{(81)}$$

zależnej jak widać z (80) od gęstości powierzchniowej σ^2 i stałej dielektrycznej ośrodka (ε) zewnątrz tej powierzchni. Wnętrze powierzchni przewodzącej może być wypełnione dowolnym ośrodkiem więc może być także przewodzące.

Ciśnienie elektrostatyczne (P) jest zawsze prostopadłe do powierzchni przewodnika i bez względu na znak naboju (tej powierzchni) skierowane jest zawsze na zewnątrz. Tem się tłómaczy działanie „ r o z r y w a j ą c e " ciśnienia elektrostatycznego P, wywierane np. na naelektryzowaną bańkę mydlaną. [1]

Działaniu P przypisać należy o d r y w a n i e naboji od naładowanego przewodnika (samoczynne rozbrajanie się przewodników naelektryzowanych). W powietrzu przy normalnem ciśnieniu i temperaturze następuje takie samoczynne r o z b r a j a n i e przy P $\cong$ 400 do 500 dyn/cm^2. Odpowiada to ciśnieniu słupa rtęci 0·3 m/m i gęstości powierzchniowej naboju

$$\sigma = \sqrt{\frac{P.\varepsilon}{2\pi}} = \sqrt{\frac{400.\varepsilon}{2\pi}} \text{ , względnie } \sigma = \sqrt{\frac{500.\varepsilon}{2\pi}} \text{ ,}$$

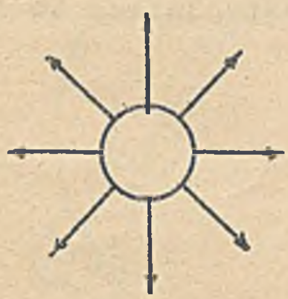
czyli (okrągło) wartościom σ od $8\sqrt{\varepsilon}$ do $9\sqrt{\varepsilon}$. Ponieważ największe wartości osiąga P przy kantach, narożach, kolcach, przeto z tych części przewodnika naelektryzowanego rozpoczyna się najpierw spływ elektryczności w otoczenie. Właściwość tę (kolców) wyzyskano praktycznie przy urządzeniach na wysokie napięcie, chroniących kolcami przed zbyt wielkim wzrostem potencjału. Kolec, powodując spływ elektryczności w otoczenie, obniża swój potencjał względem tego otoczenia i temsamem zabezpiecza przewodnik przed gwałtownym rozbrojeniem.

---

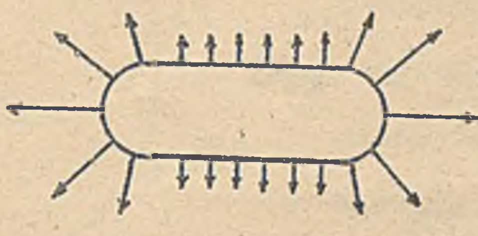
1) Wzór (80) stosuje się tylko do powierzchni przewodnika, bo tylko na takiej powierzchni naboje muszą się tak rozłożyć, (p o w i e r z c h n i o w o), aby było wewnątrz przestrzeni objętej przewodnikiem K = 0. Na powierzchni jakiegoś izolatora, można w różnych punktach zgromadzić różne ilości elektryczności (nie zależne od kształtu). Wewnątrz tak dowolnie naelektryzowanych izolatorów, K nie będzie równe zeru, przeto dla takich powierzchni naelektryzowanych nie można stosować wzoru (80). Nie mniej jednak także i powierzchnia izolatora, naelektryzowana nabojem jednego znaku doznaje działania rozrywającego. Bez względu więc na to czy bańkę mydlaną uważać będziemy za przewodnik czy za izolator, dojdziemy do wniosku, że podlega ona działaniu jakiegoś ciśnienia elektr. W przypadku przewodnika, ciśnienie to P określa wzór (80), w przypadku izolatora wielkość P trzeba obliczyć odpowiednio do danych (czem tu jednak bliżej zajmować się nie będziemy).

Gdy rozmieszczenie elektryczności na przewodniku i izolatorze o identycznych kształtach jest identyczne, będzie także P dla każdego punktu obu powierzchni identyczne i określa go wzór (80).

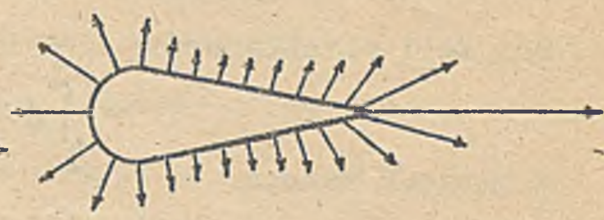
Rys.62, 63, 64, 65. ilustrują rozkład i wielkości ciśnień elektrostatycznych (P) dla kilku prostych przypadków.



Rys. 62

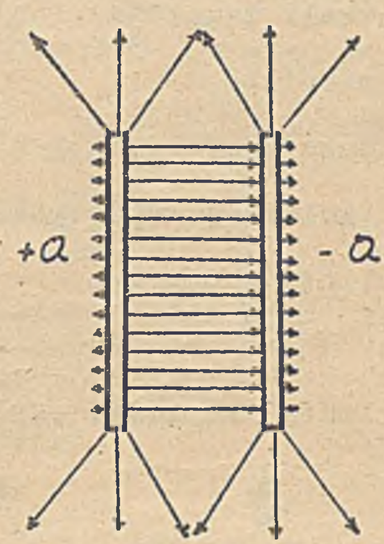


Rys. 63



Rys. 64.

Rys 65.



Rys 66.

Rys 66. odnosi się do kondenzatora płaskiego. W przypadku tym naboje +Q i -Q usadowione są głównie na wewnętrznych powierzchniach okładek. Z tego powodu okładki te ciągnione są ku sobie z siłą

$$F = \int_S P\,ds = \frac{2\pi.\sigma^2}{\varepsilon}\,s = \frac{2\pi.Q^2}{\varepsilon.s} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(82)$$

(gdyż $\sigma = \frac{Q}{s}$) (gdy Q w jed ES, s w cm^2, to F w dynach)

Siła F dąży do zgniecenia dielektryku, względnie (gdy przestrzeń między okładkami wypełniona jest płynnym lub gazowym dielektrykiem) do zbliżenia obu okładek.

Przykład: Kondensator płaski posiada nabój Q = 1000 JES, powierzchnia jednostronna jednej okładki s = $10cm^2$, $\varepsilon = 5$.

$$F = \frac{6{\cdot}283\;1000}{5.10} = 125{\cdot}66 \text{ dyn} = \frac{125{\cdot}66}{981} = 0{\cdot}128 \text{ g}$$

Obie okładki tego kondensatora przyciągają się z siłą 0·128 gramów.

6 Kula naelektryzowana równomiernie.

a) Natężenie, indukcja i potencjał.

Oznacza σ gęstość powierzchniową kuli z dobrego przewodnika, to nabój kuli określa wzór

$$Q = \int_S \sigma \cdot ds = 4\pi r^2 \sigma$$

a gęstość naboju

$$\sigma = \frac{Q}{4\pi r^2}$$

Przy σ = const (kula metalowa) linje indukcji będą się rozchodzić z jej powierzchni promieniście.

Strumień indukcji wychodzący z całej kuli będzie $\Psi = 4\pi . Q$, czyli na cm^2 powierzchni kulistej współśrodkowej z kulą naelektryzowaną przypadnie $\Psi/4\pi r^2 = Q/r^2$ linij indukcji.

W odległości ρ (cm) od środka kuli naelektryzowanej przejdzie zatem przez cm^2 Q/ρ^2 linij indukcji, czyli

$$D = \frac{Q}{\rho^2}, \qquad K = \frac{Q}{\varepsilon . \rho^2}$$

a dla powierzchni kuli

$$D_r = \frac{Q}{r^2}, \qquad K_r = \frac{Q}{\varepsilon . r^2}$$

Z powyższego widać, że kula naelektryzowana równomiernie nabojem Q wywołuje w punktach leżących na jej powierzchni i we wszystkich innych odległych od jej środka o $\rho > r$ działanie dynamiczne i indukcyjne takie same, jakie wywołałby nabój tej kuli Q, s k o n c e n t r o w a n y punktowo w jej środku.

Wynika stąd, że potencjał w punkcie $\rho > r$ od środka kuli, jest

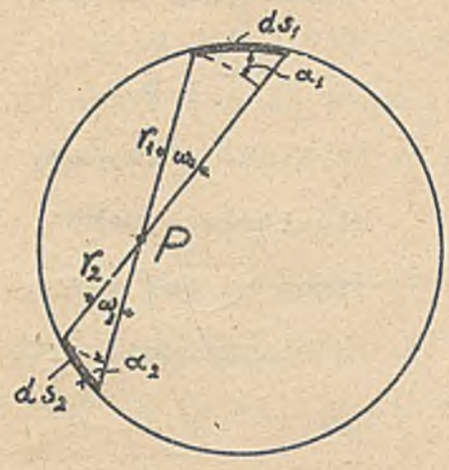
$$V = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{\rho}$$

Potencjał każdego punktu powierzchni kuli (naelektryzowanej) o promieniu r będzie

$$V_r = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{r}$$

Zatem i potencjał kuli naelektryzowanej równomiernie nabojem Q jest w odległościach $\rho > r$ i na powierzchni taki, jak gdyby nabój kuli (Q) był skoncentrowany w środku kuli.

Wypada tylko zbadać jeszcze jakie będą działania wewnątrz kuli.



Rys. 67.

Na jednostkowy nabój umieszczony np. w punkcie P (rys. 67) działa nabój przypadający na element ds_1 i ds_2 powierzchni kulistej o gęstości powierzchniowej σ, czyli $\sigma.ds_1$, $\sigma.ds_2$. Siły wywierane przez te naboje na nabój jednostkowy w punkcie P są diametralnie przeciwne i równe, bo

$$dF_1 = \frac{1}{\epsilon}\frac{\sigma.ds_1\cos\alpha_1}{r_1^2}, \quad dF_2 = \frac{1}{\epsilon}\frac{\sigma.ds_2\cos\alpha_2}{r_2^2}$$

a kąt bryłowy $\omega = \frac{ds_1\cos\alpha_1}{r_1^2} = \frac{ds_2.\cos\alpha_2}{r_2^2}$

Wyznaczając tak działanie wszystkich naboji kuli, otrzymamy w wyniku, że siła F działająca w punkcie P jest równa zeru.

Zatem we wnętrzu kuli jest wszędzie

$$K = 0 \quad i \quad D = 0$$

(jak zresztą w każdym przewodniku - Wynik doświadczeń).

Ponieważ

$$K = -\frac{dV}{dr} = 0$$

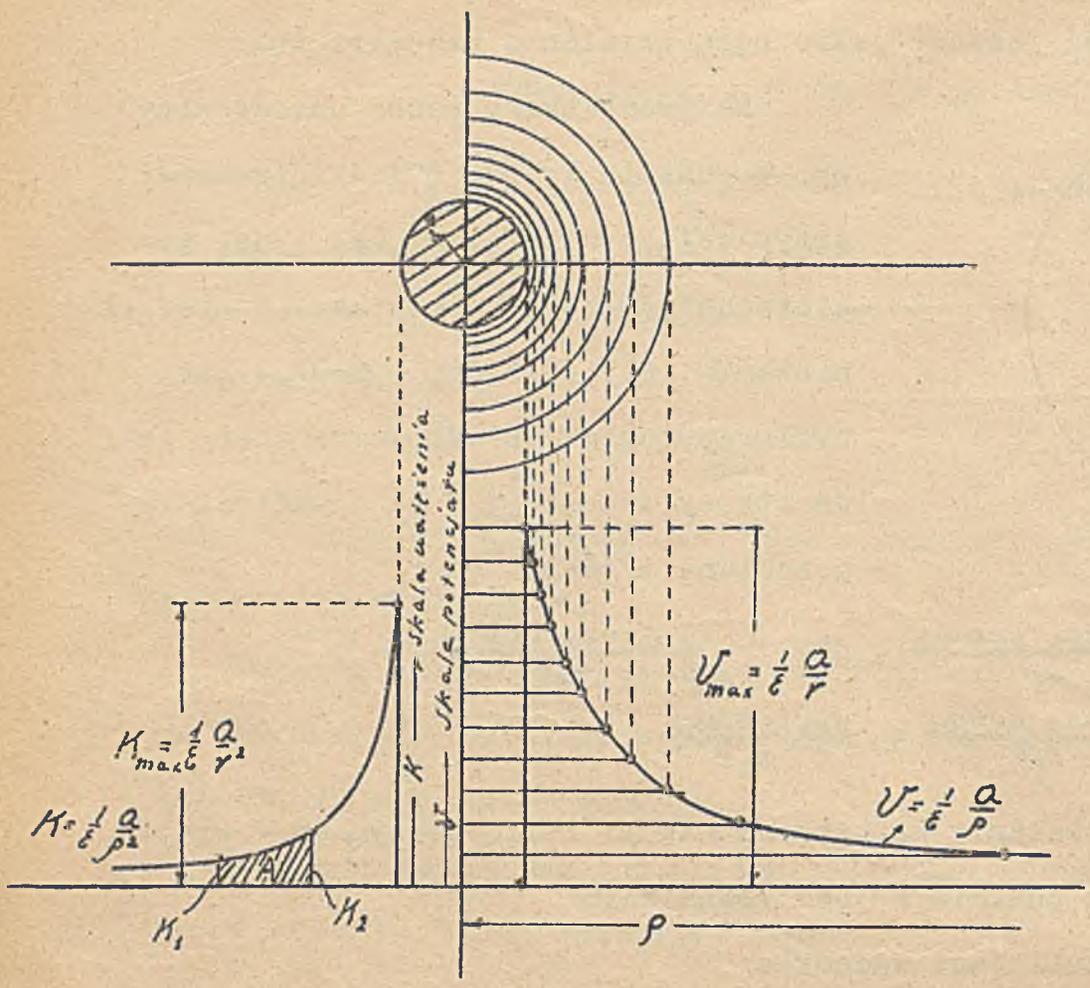
przeto $V = const$

Wnętrze przewodnika ma jednakowy potencjał, równy potencjałowi powierzchni, albowiem dla każdego punktu nieskończenie bliskiego powierzchni, będzie

$$V = \frac{1}{\epsilon}\frac{Q}{r}$$

zatem taki potencjał ma także każdy punkt powierzchni, a więc i wnętrze kuli.

Z powyższego wynika, że powierzchnia kuli naelektryzowanej jest ostatnią (najmniejszą) powierzchnią ekwipotencjalną pola, wytworzonego nabojem tej kuli.



Rys 68.

Wyznaczając krzywą

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{\rho}$$

(rys. 68) otrzymamy hiperbolę, dochodzącą na osi y-nów do maxymalnej wartości

$$V_{max} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r}$$

(r promień kuli) odpowiadającej potencjałowi kuli.

Z pomocą tej krzywej można bardzo łatwo wyznaczyć powierzchnie ekwipotencjalne dla równych różnic potencjałów. (Dzielimy rzędną odpowiadającą potencjałowi kuli na równe części i odrzutowujemy punkty hiperboli odpowiadające tym częściom na oś przechodzącą przez środek kuli i równoległą do osi x-ów) Ilość takich powierzchni ekwipotencjalnych przypadająca na 1 cm długości l jest proporcjonalna do natężenia pola (K).

Po lewej stronie krzywej potencjału jest nakreślona krzywa natężenia pola (K). Będzie to hiperbola kwadratowa

$$K = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{\rho^2}$$

Maxymalną wartość osiągnie K na powierzchni kuli

$$K_{max} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r^2},$$

tu krzywa spada do osi x-ów, albowiem dla wnętrza kuli K = 0 (Skok natężenia K).

Krzywa natężenia musi odpowiadać pochodnej funkcji krzywej potencjału (ze znakiem „-", wzór 52.)

$$K = -\frac{dV}{d\rho} = -\frac{d\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{\rho}\right)}{d\rho} = +\frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{\rho^2}.$$

Powierzchnia zakreskowana (A), ograniczona rzędnemi K_1 i K_2, krzywą K i osią x-ów, będzie proporcjonalna do napięcia między punktami o natężeniach K_1 i K_2 w myśl wzoru

$$U_{\overrightarrow{12}} = \int_1^2 K.d\varrho$$

Wielce pouczające są obliczenia zmierzające do ustalenia rozmieszczenia energji w polu, wytworzonem przez taką kulę naelektryzowaną ; poświęcimy im tu więc nieco miejsca.

b)Rozmieszczenie energji w polu kuli naelektryzowanej równomiernie.

Przerobimy przykład praktyczny, celem uwidocznienia ważnych wniosków, wynikających z energietycznego traktowania pola elektrycznego.

Przykład: Kulę o promieniu r = 10cm elektryzujemy aż do granicznej wartości ciśnienia elektrostatycznego (P) t.j. do P = 500 dyn/cm^2, czyli granicznej wartości gęstości powierzchniowej $\sigma \cong 9\sqrt{\varepsilon} = 9$ jednostek ES (patrz str.114) (gdy $\varepsilon = 1$, powietrze). Przy takiej gęstości ($\sigma = 9$ JES) pomieści ta kula ilość elektryczności

$Q = 4\pi r^2 \sigma = 4.3^{\circ}14.100.9 \cong 11600$ JES

Zaokrągliwszy tę wartość do Q = 10000 JES, otrzymamy jako potencjał kuli

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r} = \frac{10\,000}{10} = 1000 \text{ JES} = 300\,000 \text{ woltów}$$

Będzie to g r a n i c z n y potencjał przy danym promieniu (r = 10 cm), przy którym odbywa się już spływ elektryczności w powietrze (patrz str.114)

Uwaga:

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{4\pi r^2 \sigma}{r} = \frac{4\pi r \sigma}{\varepsilon}$$

Jak widać przy danej gęstości maxymalnej $\sigma_{max} = 9\sqrt{\varepsilon}$ (odpowiednio do P $\cong$ 500 dyn/cm^2), potencjał maxymalny kuli naelektryzowanej do takiej (granicznej) gęstości zależny jest od jej promienia (jest mianowicie wprost proporcjonalny do promienia kuli) Dla r = 1cm wypada $V_{max} \cong 116$ JES. (Okrągło można przyjąć $V_{max} = 100$ JES, czyli 30,000 woltów na 1 cm promienia kuli) jako max. potencjał przy którym rozpoczyna się spływ elektryczności z kuli).

Dla tak naelektryzowanej kuli, oznaczmy promienie (ρ) powierzchni ekwipotencjalnych, odległych o równe różnice potencjałów (czyli napięcia), np. wynoszące U = 100 JES (czyli 30 000 woltów)

$$V = \frac{Q}{\rho}, \quad \text{zatem} \quad \rho = \frac{Q}{V}$$

V oznacza tu żądany potencjał powierzchni ekwipotencjalnej. Poszczególne powierzchnie ekwipotencjalne dla różnicy potencjałów U = 100 JES wypadną w odstępach (od środka)

$$\rho_1 = \frac{10\,000}{1000 - 100} = \frac{10\,000}{900} = 11{,}1 \text{ cm},$$

$$\rho_2 = \frac{10\,000}{1000 - 200} = \frac{10\,000}{800} = 12{,}5 \text{ cm},$$

$$\rho_3 = \frac{10\,000}{1000 - 300} = \frac{10\,000}{700} = 14{,}3 \text{ cm},$$

. . . . . .

$$\rho_9 = \frac{10\,000}{1000 - 900} = \frac{10\,000}{100} = 100 \text{ cm}.$$

(Pierwszą powierzchnią ekwipotencjalną jest powierzchnia kuli ρ_0 = 10 cm)

Powierzchnia o potencjale 1 JES wypadnie w odległości

$$\rho_j = \frac{10\,000}{1} = 10\,000 \text{ cm} = 100 \text{ m}$$

a powierzchnia o potencjale 1 wolta w odległości

$$\rho_v = \frac{10\,000 \cdot 300}{1} = 30\,000 \text{ m} = 30 \text{ km}.$$

Energja zawarta w polu wytworzonem przez nabój powyżej podanej kuli, wynosi

$$W = \frac{1}{2} Q \cdot V = \frac{1}{2} \cdot 10\,000 \cdot 1000 = 5\,000\,000 \text{ ergów}.$$

Energja ta zawarta będzie w równych ilościach, wynoszących po 500 000 ergów, w poszczególnych 10-cm powłokach kulistych, ograniczonych powierzchniami ekwipotencjalnemi, o różnicy potencjałów U = 100 JES ($\frac{1}{2} Q \cdot U = \frac{1}{2} 10{,}000 \cdot 100 = 500\,000$ ergów).

Pierwsza taka powłoka ma grubość d_1 = 11,1 - 10 = 1,1 cm,

grubość drugiej powłoki wynosi d_2 = 12,5 - 11,1 = 1,4 cm,

grubość trzeciej powłoki wynosi d_3 = 14,3 - 12,5 = 1,8 cm

i t.d.

Ostatnia powłoka sięga od $\rho = 100$ cm do ∞ i w niej także mieści się 500 000 ergów. W odległości 100 m od środka kuli, potencjał wynosi już tylko 1 JES, zatem w powłoce od $\rho = 100$ m do $\rho = \infty$, mieści się

$$W = \frac{1}{2} \cdot Q \cdot U = \frac{1}{2} \cdot 10\,000 \cdot 1 = 5\,000 \text{ ergów}$$

W odległości 30 km potencjał jest równy 1 wolt, zatem w powłoce od $\rho = 30$ km do ∞ mieści się już tylko $\frac{1}{2} \cdot 10\,000 \cdot \frac{1}{300} = 16{,}6$ ergów.

Powyższy przykład poucza, że <u>główna część energji mieści się blisko naboju</u>. Podczas elektryzowania kuli odbywa się rozmieszczanie energji w otaczającym ją eterze (za pośrednictwem fal elektromagnetycznych). Energja rozchodzi się w kierunku od kuli ku nieskończoności. Teoretycznie taki rozpływ energji trwać będzie nieskończenie długo, praktycznie będzie bardzo krótki, bo - jak w powyższym przykładzie okazano - energja prawie w całości zgromadzi się w pobliżu naelektryzowanej kuli. Przy rozbrajaniu kuli, odbywa się spływ energji z pola ku kuli. Teoretycznie spływ taki znów trwać będzie nieskończenie długo, praktycznie nader krótko, (z tych samych powodów co rozpływ energji).

Ponieważ energja naelektryzowanej kuli rozchodzi się w nieskończoność, przeto część jej nie wróci już z powrotem przy rozbrojeniu kuli. Będzie to jednak ilość, praktycznie biorąc, równa zeru bo już w niewielkich odległościach od kuli mieści pole niezmiernie drobne ilości energji.

c) Pojemność kulistego przewodnika

Przez pojemność odosobnionego przewodnika rozumiemy stosunek

$$C = \frac{Q}{V}$$

Potencjał kuli przewodzącej o promieniu „r" określa wzór

$$V_r = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{r}$$

Zatem pojemność takiej kuli odpowiada relacji

$$C = \frac{Q}{\frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{r}} = \varepsilon \cdot r$$

$$C = \varepsilon \cdot r \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (83)$$

w dowolnym środku, lub

$$C = r \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (84)$$

w próżni.

Gdy wstawimy Q w JES, a r w cm, wypadnie C także w JES.

Z wzoru (84) wynika, że pojemność kuli przewodzącej w próżni w jednostkach ES odpowiada liczbowo długości promienia tej kuli w cm.

Zatem jednostkę ES pojemności ma kula o promieniu r = 1 cm, umieszczona w odosobnieniu w próżni.

Wymiar pojemności jest L czyli długość. Znak jednostki: cm.

Uwaga: Jakkolwiek pojemność ma wymiar długości, nie należy identyfikować pojemności z długością. Dwie wielkości o tych samych wymiarach nie muszą być tego samego rodzaju. Tak np. iloczyn siły i drogi odpowiada pracy i wyraża się w kgm, zaś iloczyn siły i ramienia działania tej siły odpowiada momentowi tej siły i także wyraża się w kgm. Na tej podstawie nikt jednak nie będzie identyfikował pracy z momentem siły.

7. Działanie ostrzy

Rozmieszczenie elektryczności na powierzchni przewodników zależy od kształtu powierzchni.

Połączmy dwie kule przewodnikiem i naelektryzujmy je do potencjału V (rys 69). Dla takiego układu potencjały określą relacje:

$$V = \frac{Q_1}{\varepsilon . r_1} = \frac{Q_2}{\varepsilon . r_2}$$

Rys 69

Możemy przeto napisać

$$\frac{Q_1}{r_1} = \frac{Q_2}{r_2}$$

Lecz $Q_1 = 4\pi r_1^2 . \sigma_1$ $Q_2 = 4\pi r_2^2 . \sigma_2$ Podstawiając to, otrzymamy $\frac{4\pi r_1^2 . \sigma_1}{r_1} = \frac{4\pi r_2^2 . \sigma_2}{r_2}$, skąd

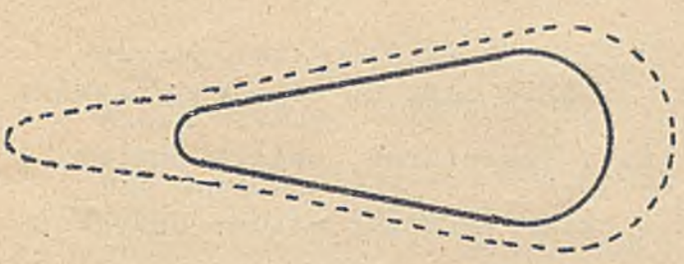
$$r_1\sigma_1 = r_2\sigma_2$$

lub

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (85)$$

Gęstości powierzchniowe naboju na przewodniku są odwrotnie proporcjonalne do promienia krzywizny.

Stąd pochodzi, że na wystających częściach ostrza, narożach i t.p. gęstość powierzchniowa naboju na= elektryzowanych przewodników jest większa niż w miejscach płaskich (rys.70). Na ostrzu idealnie cień= kiem wypadnie teoretycznie $\sigma = \infty$.



Rys.70.

Praktycznie osiągnie σ wartość dużą, lecz skończoną, przy dużej gęstości powierzchniowej będzie bowiem także ciśnienie elektrostatyczne P bardzo duże, powodując spływ elektrycz= ności z kolca w otoczenie. (Działanie to kolców wyzyskano w gromochronach i w zastosowaniach przeciwdziałających zbyt wielkiemu wzrostowi potencja= łu w urządzeniach na wysokie napięcie, o czem już wspominaliśmy).

Ponieważ przy kolcu natężenie K ma dużą wartość, przeto w polu (w są= siedztwie kolca) także i napięcia (U) między dwoma blisko siebie położo= nymi punktami pola osiągną duże wartości. Spowodować to może przebicie warstwy izolacyjnej, dotykającej kolca. W budowie urządzeń na wysokie na= pięcia należy więc unikać kształtów o ostrych narożach, kolcach i t.p. (jeśli nie mają one na celu spowodowanie spływu elektryczności w otoczenie). Pozostawione na przewodnikach zadziory, wióry metalowe, opiłki, przyczy= niają się do zmniejszenia wytrzymałości elektr. na przebicie, działają bowiem jak kolce. (Do sprawy tej jeszcze powrócimy).

IX. POJEMNOŚĆ UKŁADÓW ZŁOŻONYCH

1. Związki Maxwella.

Przewodnik odosobniony jest fikcją. Realnie mamy do czynienia zawsze z układami złożonemi z wielu przewodników i izolatorów, należy bowiem uwzględnić, że także otoczenie nabojów elektr. (ziemia, ściany budynków, różne przedmioty) są bądź to przewodnikami, bądź też izolatorami.

Zarówno potencjał (V) jak i pojemność przewodników (C) należy określać z uwzględnieniem otoczenia. Żądanie to zniewala w swej konsekwencji przedewszystkiem do określenia wielkości V i C w odniesieniu do układów złożonych z „n" przewodników. Uskutecznimy to w sposób podany przez Maxwella.

a) Potencjał w układzie n-przewodników.

Potencjał (V) każdego przewodnika, przynależnego do układu n-przewodników zależy nietylko od jego naboju własnego lecz także od naboji wszystkich innych przewodników (wzór 46).

Rozwijając wzór ogólny na potencjał

$$V_i = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{r_i},$$

możemy dla układu n przewodników napisać:

$$
\begin{aligned}
V_1 &= p_{11}Q_1 + p_{12}Q_2 + p_{13}Q_3 + \ldots\ldots + p_{1n}Q_n \\
V_2 &= p_{21}Q_1 + p_{22}Q_2 + p_{23}Q_3 + \ldots\ldots + p_{2n}Q_n \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (86) \\
&- \\
V_n &= p_{n1}Q_1 + p_{n2}Q_2 + p_{n3}Q_3 + \ldots\ldots + p_{nn}Q_n
\end{aligned}
$$

W tym zespole równań spółczynniki $p_{11}, p_{12} \ldots\ldots p_{nn}$ mają wartości s t a ł e dla niezmieniającego się ugrupowania przewodników i muszą posiadać (jak widać powyżej z wzoru na V) zawsze wartości d o d a t n i e

Znak potencjałów, poszczególnych przewodników zależeć więc będzie od znaków poszczególnych naboji $Q_1, Q_2, Q_3 \ldots\ldots Q_n$. Gdy wszystkie naboje układu n-przewodników będą dodatnie, będą także wszystkie potencjały tego układu dodatnie. Gdy wszystkie naboje będą ujemne, będą i potencjały wszystkich punktów w układzie ujemne. Gdy układ będzie zawierał zarówno

dodatnie jak i ujemne naboje, znaki poszczególnych poszczególnych potencjałów da a l g e b r a i c z n a suma iloczynów, figurujących w poszczególnych równaniach zespołu (86). Tylko w tym przypadku potencjały niektórych punktów mogą być zerami. Naboje Q_1, Q_2 ..... Q_n mogą przybierać dowolne wartości (dodatnie, ujemne i zero), nie wpływając na wartości spółczynników „p". Umożliwia to obliczenie, względnie eksperymentalne ustalenie wartości tych spółczynników (p).

Załóżmy w pierwszem równaniu zespołu (86), że $Q_2 = 0$, $Q_3 = 0$ .... $Q_n = 0$, a Q_1 ma wartość dowolną Q_{1D} (np. równą jedności). Niech w przypadku takim potencjał przewodnika „1" będzie V_{11}

Wstawiając wartości otrzymamy

$$V_{11} = p_{11} Q_{1D}, \quad \text{skąd} \quad p_{11} = \frac{V_{11}}{Q_{1D}};$$

kładąc następnie

$Q_1 = 0$, $Q_2 = Q_{2D}$, $Q_3 = 0$ ..... $Q_n = 0$ i oznaczając wartość potencjału przewodnika „1" dla takiego przypadku symbolem V_{12}, otrzymamy

$$V_{12} = p_{12} Q_{12}, \quad \text{skąd} \quad p_{12} = \frac{V_{12}}{Q_{2D}} \quad \text{i t.d.}$$

W ten sposób obliczyć możemy wszystkie spółczynniki układu (86).

Jak widać z powyższego, spółczynnik p_{rs} odpowiada l i c z b o w o potencjałowi, który ma przewodnik „r", gdy zarówno tenże jak i wszystkie inne przewodniki z wyjątkiem „s" są nienaelektryzowane, a przewodnik „s" posiada nabój $Q_s = 1$.

Spółczynnik p_{rr} odpowiada liczbowo potencjałowi przewodnika „r", gdy tenże posiada nabój $Q_r = 1$, a wszystkie inne przewodniki są nienaelektryzowane (nie posiadają żadnego naboju).

Symbole „p" nazywać będziemy według Maxwella [1] s p ó ł c z y n n i k a m i indukcji elektrycznej. Muszą one mieć - jak poprzednio wykazano zawsze wartość dodatnią.

---

1) Maxwell, „A Treatise on Electricity and Magnetism 1 tom str 88-94

Clausius [1] i Maxwell dowiedli, że między spółczynnikami p_{rs} i p_{sr} istnieć musi równość, tak co do wartości, jak i znaku.

$$p_{rs} = p_{sr} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (87)$$

b)Pojemność w układzie n-przewodników

Zespół równań podany pod (86) możemy przekształcić w następujący sposób:

$$\begin{aligned} Q_1 &= c_{11}V_1 + c_{12}V_2 + c_{13}V_3 + \ldots + c_{1n}V_n \\ Q_2 &= c_{21}V_1 + c_{22}V_2 + c_{23}V_3 + \ldots + c_{2n}V_n \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (88) \\ Q_n &= c_{n1}V_1 + c_{n2}V_2 + c_{n3}V_3 + \ldots + c_{nn}V_n \end{aligned}$$

I tu także symbole „c" są stałymi spółczynnikami, zależą bowiem jedynie od wartości spółczynników „p" w zespole (86).

Maxwell nazwał stałe c_{11}, c_{22}, c_{33} ... c_{nn} **spółczynnikami pojemności własnej**, a wszystkie inne c_{12}, c_{13} .. c_{21}, c_{23} **spółczynnikami pojemności wzajemnej**.

Jak poprzednio, tak i tu, można obliczyć lub zmierzyć eksperymentalnie poszczególne spółczynniki sprowadzając odpowiednio poszczególne potencjały do zera, a stojące przy obliczanym spółczynniku do dowolnej wartości (np równej jedności)

Niech będzie np

$$V_1 = V_{1D}\ ,\ V_2 = 0,\ V_3 = 0 \ldots\ V_n = 0$$

a wartościom tym niech odpowiada $Q_1 = Q_{11}$. Będzie wtedy

$$Q_{11} = c_{11}V_{1D} \quad \text{skąd} \quad c_{11} = \frac{Q_{11}}{V_{1D}}.$$

Podobnie dla

$$V_1 = 0,\ V_2 = V_{2D}\ \ V_3 = 0 \qquad V_n = 0 \text{ i } Q_1 = Q_{12},$$

możemy napisać

$$Q_{12} = c_{12}V_{2D}\ ,\ \text{skąd}\ \ c_{12} = \frac{V_{2D}}{Q_{12}}$$

---

1) Wiedemann Annalen, tom1 str 493

W ten sposób możemy obliczyć wszystkie spółczynniki układu (88).

Jako wartości dowolne potencjałów V_{1D}, V_{2D} ... V_{nD} możemy przyjmować wartości równe jedności. Zaś za potencjał zerowy przyjąć potencjał ziemi. Sprowadzenie do potencjału zero będzie więc równoznaczne z uziemieniem (patrz „Potencjał względny").

Spółczynnik c_{rs} odpowiada l i c z b o w o nabojowi na przewodniku „r" gdy zarówno tenże jak i wszystkie inne z wyjątkiem „s" mają potencjał zero (są uziemione) a „s" ma potencjał $V_s = 1$. Spółczynnik c_{rr} odpowiada liczbowo nabojowi przewodnika „r" gdy tenże ma potencjał $V_r = 1$, a wszystkie inne przewodniki mają potencjał równy zeru (są uziemione).

Znowu jak poprzednio można dowieść, że

$$c_{rs} = c_{sr} \qquad (89)$$

Rozatem analiza prowadzi do wyniku, że wszystkie spółczynniki pojemności własnej muszą mieć wartości d o d a t n i e , a wszystkie spółczynniki pojemności wzajemnej wartości u j e m n e.

Wzory (88) pouczają, że naboje poszczególnych przewodników zależą nietylko od potencjałów tych przewodników, lecz także od potencjałów przewodników znajdujących się w otoczeniu.

Pojemności przewodnika pozostającego w otoczeniu innych przewodników n a e l e k t r y z o w a n y c h , nie można określić ilorazem jego naboju i potencjału (jak w przypadku przewodnika odosobnionego, wzór 2), należy jeszcze uwzględnić stan elektryczny otoczenia.

Z równań (88) wynikają następujące wnioski:

a) Wprowadzenie do systemu przewodników naelektryzowanych przewodnika uziemionego powoduje z w i ę k s z e n i e liczbowe spółczynników pojemności własnej a z m n i e j s z e n i e spółczynników pojemności wzajemnej.

b) Gdy do układu przewodników naelektryzowanych zbliżymy przewodnik uziemiony, potencjały wszystkich przewodników doznają obniżenia.

c)Zastosowanie związków Maxwella.

W praktyce chodzi głównie o wyznaczenie spółczynników pojemności (własnej i wzajemnej).

Doświadczalnie najlepiej uskutecznić pomiar tych spółczynników metodą Prof.Schleiermachera (ETZ 1905, str.1043) Według tej metody wykonywa się następujące pomiary:

1. Z wyjątkiem jednego przewodnika (dajmy na to)„x", łączy się wszystkie inne do ziemi i mierzy się spółczynnik pojemności własnej tego przewodnika c_{xx} W ten sam sposób mierzy się wszystkie inne spółczynniki pojemności własnej, przyczem np spółczynnik „y"-tego przewodnika będzie c_{yy}
2. Następnie uziemia się wszystkie przewodniki z wyjątkiem dwu np. „x" i „y", a te dwa łączy się na ten sam potencjał V i mierzy spółczynnik pojemności wzajemnej $c_{(x+y)}$ grupy obu przewodników „x" i „y" złączonych razem (przewodem).

   Ustawiając dla obu tych przewodników (x i y) równania według (86) i (88), przy założeniu, że „x" i „y" mają jednakowy potencjał (V), a wszystkie inne są połączone z ziemią, czyli mają potencjał (względny)zero napiszemy:

$$Q_x = c_{xx}V + c_{yx}V$$

$$Q_y = c_{yy}V + c_{xy}V$$

$$Q_x + Q_y = V.c_{(x+y)}$$

Eliminując Q_x i Q_y, otrzymamy

$$c_{xy} = c_{yx} = -\frac{c_{xx} + c_{yy} - c_{(x+y)}}{2}$$

Analogiczny sposób znajdziemy wszystkie dalsze spółczynniki pojemności wzajemnej.

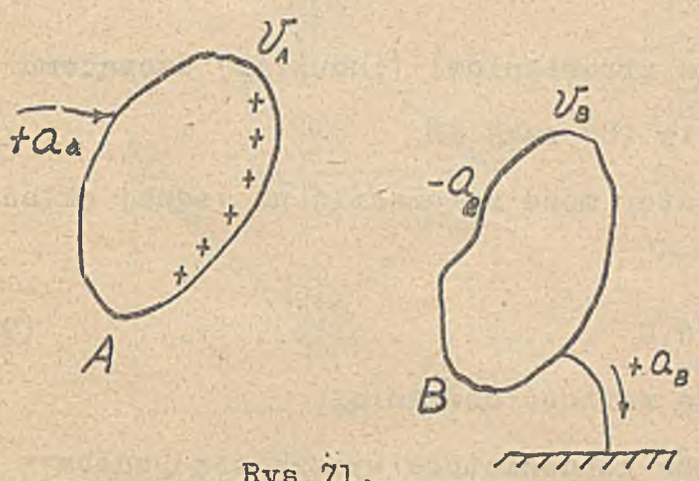
Taki sposób doświadczalnego oznaczenia spółczynników pojemności wzajemnej prowadzi łatwiej do celu niż elektryzowanie jednego przewodnika a wyznaczanie potencjału na innym, w myśl wzorów podanych na str.126

Techniczne obliczenia (spółczynników pojemności przewodów powietrznych) podane będą w dziale traktującym o prądach (Elektrokinetyka).

2. Kondenzator.

Układ dwu blisko siebie ułożonych przewodników elektr., między któremi może powstać pole elektryczne, nazywamy k o n d e n z a t o r e m .

Kondenzator w najogólniejszej formie przedstawia rys. 71. Tworzą go dwa przewodniki A i B, dowolnych kształtów, zanurzone w powietrzu, lub w dowolnym ośrodku. Układ taki służyć ma do gromadzenia energji elektrycznej w formie potencjalnej (energja pola elektrycznego). W tym celu należy jeden z przewodników (np. B) uziemić, a do drugiego (tu A), doprowadzić nabój Q_A . Powstanie wtedy układ naelektryzowany o dwu nabojach Q_A i Q_B (n i e r ó w n y c h s o b i e !) i o potencjałych V_A i V_B, przyczem $V_B = 0$ (potencjał ziemi). Układ ten mieści pewien zapas energji, którą można przechować aż do rozbrojenia się obu przewodników, co nastąpi, gdy A i B połączymy przewodem.

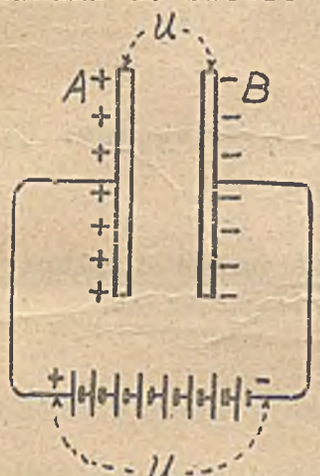


Rys. 71.

Układ na rys. 71. zgromadzi przy tych samych potencjałach V_A i V_B tem więcej energji, im bliżej ustawimy przewodniki A i B, bo wtedy działania indukcyjne naboji będą intenzywniejsze. W praktycznych kondenzatorach zbliżamy okładki do siebie tak, jak na to pozwala wytrzymałość elektr. dielektryku między niemi (rys. 72). Przy małej odległości i równych okładkach będzie praktycznie

$$Q_A = Q_B$$

(Ściśle, równość taka zachodzi tylko w kondenzatorze kulistym).



Rys. 72

Jeden z naboji (na rys. 72. „Q_A") będzie dodatni, a drugi (Q_B) ujemny.

Stosunek

$$C = \frac{Q}{V_A - V_B} = \frac{Q}{U}$$

naboju jednej okładki do napięcia między okładkami nazywamy p o j e m n o ś c i ą k o n d e n z a t o r a

$$C = \frac{Q}{U} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (90)$$

Uwzględniając, że $Q = \frac{\Psi}{4\pi}$, możemy także napisać

$$C = \frac{\Psi}{4\pi . U} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (91)$$

Pojemność kondenzatora odpowiada strumieniowi (indukcji) łączącemu okładki i podzielonemu przez napięcie (U) razy 4π.

Z wzoru (90) wynika, że kondenzator może zgromadzić na jednej okładce nabój

$$Q = C.U \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (92)$$

Pojemność kondenzatora ma zawsze wartość dodatnią.

Jak widać z powyższego, pojemność kondenzatora wyraża się podobnym związkiem jak pojemność ciała odosobnionego ($C = Q/V$), tylko zamiast potencjału wchodzi tu napięcie ($C = Q/U$). Oczywiście także jednostka pojemności kondenzatora będzie ta sama co dla przewodnika odosobnionego.

Kondenzator ma pojemność 1 F, gdy przy różnicy potencjałów (napięciu) okładek 1 V, mieści na okładkach dwa równe naboje przeciwnych znaków, o ilościach elektryczności Q = 1 kulomb.

Należałoby jeszcze ustalić znaki naboji obu okładek kondenzatora. Wskazują to następujące równania:

$$\begin{aligned} Q_A &= C(V_A - V_B) \\ Q_B &= C(-V_A + V_B) \end{aligned} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (93)$$

Gdy $V_A > V_B$, jest Q_A dodatnie, a Q_B ujemne. Gdy $V_A < V_B$, jest Q_A ujemne, a Q_B dodatnie. Zatem:

W kondenzatorze okładka o wyższym potencjale ma nabój dodatni, a okładka o niższym potencjale nabój ujemny.

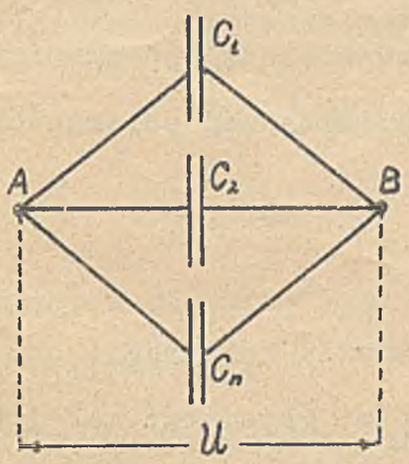
Przykład: Kondenzator o pojemności 10 μF wykazuje między okładkami napięcie U = 200 woltów, przyczem okładka A ma potencjał wyższy niż B. W przypadku takim kondensator mieści nabój:

$$Q = C.U = \frac{10}{10^6} 200 = 2.10^{-3} \text{ kulombów.}$$

3. Łączenie kondenzatorów.

Kondenzatory możemy łączyć razem r ó w n o l e g l e , s z e r e = g o w o , i s z e r e g o w o - r ó w n o l e g l e (łączenie m i ę = s z a n e).

a) Łączenie równoległe.



Rys. 73.

Oznacza C_1, C_2... C_n pojemności kondenzatorów połączonych na wspólne punkty A, B o różnicy potencjałów U, to $Q_1 = C_1U$, $Q_2 = C_2U$, $Q_n = C_nU$.

Całkowity nabój takiego układu będzie zatem

$$Q_c = Q_1 + Q_2 + Q_n = U(C_1 + C_2 + C_n)$$

Oznacza C_B pojemność całej baterji $\left(\frac{Q_c}{U}\right)$ kondenzatorów, to

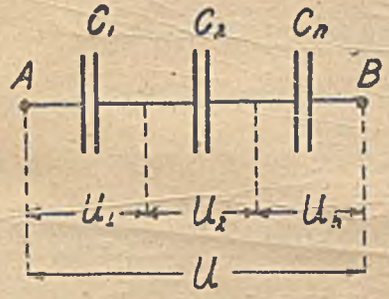
$$C_B = C_1 + C_2 + \ldots + C_n \qquad (94)$$

Pojemność baterji kondenzatorów połączonych równolegle równa się sumie pojemności poszczególnych kondenzatorów.

Gdy pojemności wszystkich kondenzatorów połączonych równolegle są sobie równe (C), określi pojemność baterji wzór

$$C_B = n\,C \qquad (95)$$

b) Łączenie szeregowe.



Rys. 74

Przy takiem połączeniu naboje poszczególnych kondenzatorów muszą być równe.

$$Q = C_1U_1 = C_2U_2 = C_nU_n$$

Ponieważ zaś

$$U = U_1 + U_2 + U_n = Q\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_n}\right)$$

to

$$\frac{U}{Q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_n} = \frac{1}{C_B}$$

$$C_B = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_n}} \qquad (96)$$

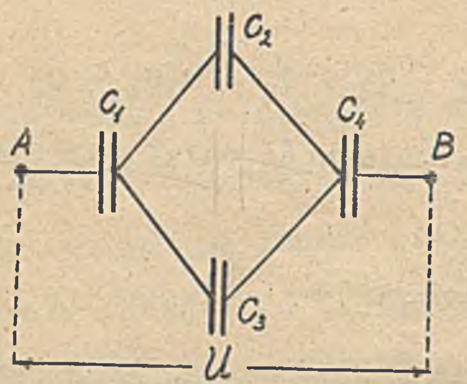
Pojemność baterji kondenzatorów połączonych szeregowo równa się odwrotności z sumy odwrotności pojemności poszczególnych kondenzatorów.

W przypadku gdy wszystkie kondenzatory będą jednakowe, będzie

$$C_B = \frac{C}{n} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (97)$$

Z powyższych wzorów widać, że napięcie U rozłoży się na poszczególne kondenzatory w ten sposób, że kondenzator o największej pojemności będzie miał najmniejsze napięcie, a kondenzator o najmniejszej pojemności, największe napięcie na okładkach.

c)Łączenie mięszane.



Rys.75.

Przedstawia kombinację obu poprzednich sposobów. Pojemność całej baterji (C_B) znajdziemy tu, stosując odpowiednio oba poprzednie wzory (94 i 96).

Dla przykładu przedstawionego na rys. 75. będzie więc

$$C_B = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2 + C_3} + \frac{1}{C_4}} \quad \ldots\ldots (98)$$

4.Energja kondenzatora.

W myśl wzoru (63) napiszemy dla kondenzatora

$$W = \frac{1}{2}(Q_A V_A + Q_B V_B)$$

Ponieważ w kondenzatorze jest (przy podanych poprzednio założeniach) $Q_A = - Q_B$, zatem

$$W = \frac{1}{2} Q(V_A - V_B) = \frac{1}{2} Q U$$

$$W = \frac{1}{2} Q.U = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} U^2 C \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (99)$$

Energja kondenzatora równa się połowie iloczynu jego naboju (Q) (jednej okładki) i napięcia (U). Iloczyn ten jest zawsze dodatni.

Energję baterji kondenzatorów wyrazimy relacjami:

a) Dla połączenia równoległego:

$$\frac{1}{2}(Q_1U + Q_2U + \ldots\ldots + Q_nU) =$$

$$= \frac{1}{2}(C_1 + C_2 + \ldots\ldots + C_n)U^2 = \frac{1}{2} C_{BR} U^2$$

b) Dla połączenia szeregowego:

$$\frac{1}{2}(QU_1 + QU_2 + \ldots\ldots + QU_n) =$$

$$= \frac{1}{2} Q^2\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots\ldots + \frac{1}{C_n}\right) = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C_{Bs}} = \frac{1}{2} C_{Bs} U^2$$

Łączenie mięszane przedstawia kombinację obu poprzednich. Zatem w każdym układzie:

Energja baterji równa się połowie iloczynu pojemności baterji i napięcia na końcówkach tej baterji.

Przy tym samym napięciu zgromadzimy większą energję w baterji o łączeniu równoległem aniżeli w baterji o tej samej liczbie kondenzatorów połączonych szeregowo.

Przy jednakowem napięciu każdego z n jednakowych kondenzatorów energja baterji jest niezależna od sposobu łączenia.

5. Wpływ stałej dielektrycznej na pojemność.

Z wzoru

$$V = \frac{1}{\varepsilon}\sum\frac{Q_i}{l_i}$$

widać, że zanurzenie układu n przewodników w ośrodku o stałej dielektrycznej ε, spowoduje zmniejszenie wszystkich potencjałów ε razy.

W zespole równań (86) wypadną więc w ośrodku (ε) wszystkie spółczynniki indukcji „p" ε razy m n i e j s z e jak w próżni. Odwrotnie, w zespole równań (88) wszystkie spółczynniki pojemności wypadną ε razy w i ę k s z e w ośrodku, jak w próżni.

Pojemność kondenzatora (C) po wprowadzeniu między okładki ośrodka o stałej dielektrycznej ε wzrośnie ε razy.

Ponieważ pojemność kondenzatora określa wzór

$$C = \frac{Q}{U}$$

to przez porównanie wartości C w próżni (C_0) i w ośrodku (C_s), możemy znaleźć wartość ε .

$$\varepsilon = \frac{C_s}{C_0} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (100)$$

Załączając ten sam kondenzator raz z okładkami izolowanemi powietrzem (dokładniej w próżni) drugi raz z osrodkiem, na to samo napięcie U, badamy w obu razach jego naboje Q_0 i Q_s i wyznaczamy następnie wartości

$$C_s = \frac{Q_s}{U}, \qquad C_0 = \frac{Q_0}{U}$$

Należy zauważyć, że zastosowanie do izolacji okładek dielektryku o dużej wartości ε nie tylko powiększa pojemność kondenzatora (w porównaniu z wartością tejże w próżni), lecz może także zmniejszyć niebezpieczeństwo rozbrojenia pomiędzy okładkami, o ile dielektryk ma większą wytrzymałość elektryczną niż powietrze. Natężenie K między okładkami kondenzatora załączonego na s t a ł e napięcie U, będzie stałe bez względu na rodzaj dielektryku, czyli bez względu na wartość ε, albowiem dla takiego przypadku jest $K = \frac{U}{l}$ (l odległość okładek).

Do pomiaru stałej dielektrycznej ε ciekłych i gazowych dielektryków używa się zwyczajnie kondenzatora kulistego (rys. 76). Kondenzator taki składa się z dwu kul o promieniach r i R, czyli a odstępie okładek $d = R - r$. Pojemność takiego kondenzatora jest

Rys 76.

$$C = \frac{\varepsilon . r . R}{R - r} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (101)$$

jak to dalej wyprowadzimy.

6. Obliczanie pojemności kondenzatora.

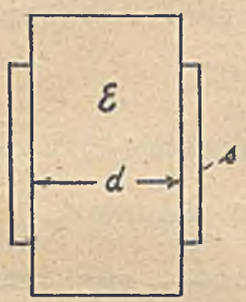
a) Kondenzator płaski z jednorodnym dielektrykiem.

Pojemność takiego kondenzatora (przy małej odległości „d" okładek równoległych) określa wzór

$$C = \frac{Q}{U}$$

Oznacza d odległość okładek w cm, s powierzchnię (jednostronną) jednej okładki w cm^2, Q ilość elektryczności jednej okładki w jedn.ES, a U napięcie między okładkami w jedn.ES, to natężenie pola K między okładkami (abstrahując od brzegów) określa relacja

$$K = U/d$$



Rys.77.

więc napięcie wzór $U = K.d$. Ponieważ

$$Q = \frac{\Psi}{4\pi} = \frac{s.D}{4\pi} = \frac{s.K.\varepsilon}{4\pi}, \quad C = \frac{Q}{U},$$

przeto

$$C = \frac{s.K.\varepsilon}{4\pi.K.d} = \frac{s.\varepsilon}{4\pi.d},$$

$$C = \frac{s.\varepsilon}{4\pi.d} \qquad \text{(102)}$$

Podając s w cm^2 a d w cm, otrzymamy C w jedn.ES czyli w cm. (9.10^{11} JES pojemności = 1 faradowi).

Przykład: $s = 10\ cm^2$, $\varepsilon = 2$, $d = 0{\cdot}1$ cm

$$C = \frac{10.2}{4\pi.0{\cdot}1} = 15{\cdot}91 \text{ cm}$$

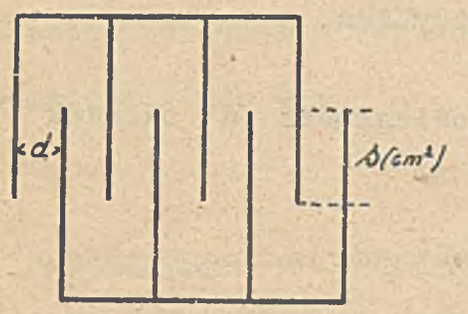
lub

$$C = \frac{15{\cdot}91}{9.10^{11}} = 1{\cdot}767.10^{-11}\ F = 1{\cdot}767.10^{-5}\ \mu F$$

Uwaga: Wzór (102) jest tem mniej dokładny, im większa jest odległość d między okładkami (Działanie brzegów zmieniające rozkład natężenia, wpływ otoczenia).

W przypadku gdy kondenzator płaski będzie się składał z 2 × n płytek połączonych razem metalicznie (rys.78), możemy go traktować jako 2n - 1

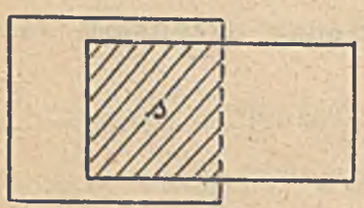
równych kondenzatorów, połączonych równolegle



Rys. 78.

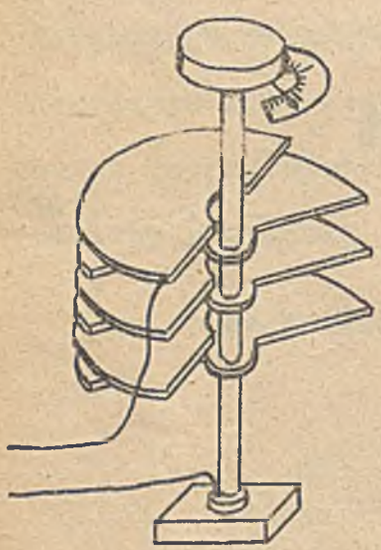
$$C_n = (2n - 1)\frac{s.\varepsilon}{4\pi.d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (103)$$

przyczem „s" oznacza powierzchnię „czynną" jednej płytki, a „d" odległość dwu sąsiednich płytek. Przez powierzchnię czynną należy tu rozumieć powierzchnię, jaką jedna płytka nakrywa na drugiej (rys.79).



Rys. 79.

Zmieniając położenie okładek jednej grupy względem okładek drugiej grupy, możemy zmieniać C_n w granicach odpowiadających praktycznie wielkości powierzchni czynnej (kondenzatory obrotowe, rys.80).



Rys. 80.

Zmianę pojemności kondenzatora moglibyśmy wywołać także przez zmianę d (powiększenie d zmniejsza pojemność, zmniejszenie d zwiększa pojemność). Sposób ten byłby jednakże niepraktyczny w użyciu.

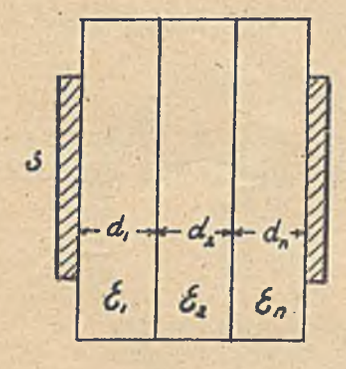
Wreszcie możnaby pojemność zmieniać z pomocą dielektryku. (Wysuwaniu dielektryka z pomiędzy okładek towarzyszy zmniejszenie pojemności). I ten sposób niema jednakże praktycznego znaczenia.

Do celów laboratoryjnych używa się jako kondenzatorów t.zw. butelki lejdejskiej, znanej z elementarnej fizyki.

Techniczne kondenzatory opisane będą w dziale traktującym o prądach zmiennych. Szczególnie zasługują na uwagę kondenzatory techniczne systemu Prof. Mościckiego.

b)Kondenzator płaski z dielektrykiem uwarstwionym podłużnie.

Kondenzator złożony z dwu okładek (równoległych) przedzielonych przez n równoległych warstw różnych dielektryków (rys.81), możemy traktować jako zespół n szeregowo złączonych kondenzatorów o pojemnościach:



Rys.81.

$$C_1 = \frac{s \cdot \varepsilon_1}{4\pi \cdot d_1}$$

$$C_2 = \frac{s \cdot \varepsilon_2}{4\pi \cdot d_2} \quad \ldots\ldots$$

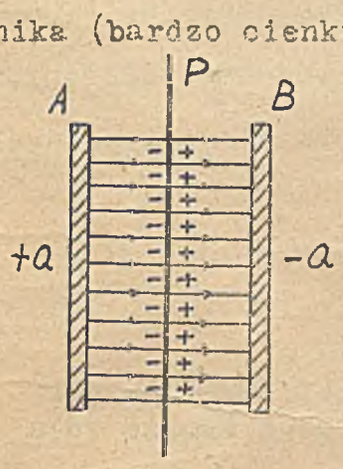
$$\ldots\ldots \quad C_n = \frac{s \cdot \varepsilon_n}{4\pi \cdot d_n}$$

Pojemność takiego kondenzatora obliczymy więc z wzoru

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots\ldots + \frac{1}{C_n} = \frac{4\pi}{s}\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \ldots\ldots + \frac{d_n}{\varepsilon_n}\right)$$

$$C = \frac{s}{4\pi} \frac{1}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \ldots\ldots + \frac{d_n}{\varepsilon_n}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (104)$$

Do obliczenia takiego uprawnia nas ten fakt, że wprowadzenie między kładki kondenzatora (obojętnej elektrycznie) płytki P z dobrego przewodnika (bardzo cienkiej) (rys.82), nie wpływa ani na pojemność C ani na przebieg linij indukcji (oczywiście z wyłączeniem brzegów !). Płytka naelektryzuje się ujemnie tylko od strony okładki dodatniej (A), a dodatnio od strony okładki ujemnej (B), przyczem naboje na niej będą ilościowo równe nabojowi okładki. Strumień indukcji Ψ



Rys.82.

chodzący z A skończy się na P, wyjdzie jednak (po drugiej stronie) znowu P do B - nie zmieniając nigdzie swej gęstości. Wewnątrz płytki P nie dzie oczywiście żadnych linij, przy dostatecznie cienkiej płytce (P) ema to jednakże żadnego wpływu na pojemność

Zakładając n takich płytek (równoległych), otrzymamy według (96)

$$C = \frac{s}{4\pi} \frac{1}{\frac{d_1}{\varepsilon} + \frac{d_2}{\varepsilon} + \ldots\ldots + \frac{d_n}{\varepsilon}} = \frac{s \cdot \varepsilon}{4\pi(d_1 + d_2 + \ldots\ldots + d_n)}$$

Przy nieskończenie cienkich płytkach będzie $d_1 + d_2 + \ldots\ldots + d_n = d$, zatem

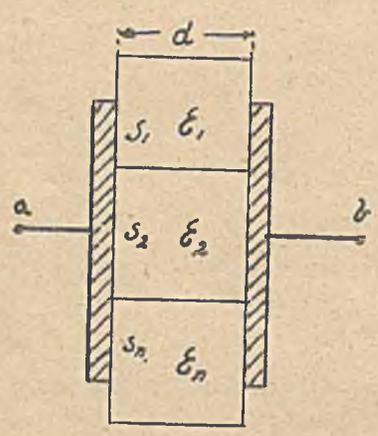
$$C = \frac{s.\varepsilon}{4\pi.d}$$

(jak dla kondenzatora bez płytek między okładkami).

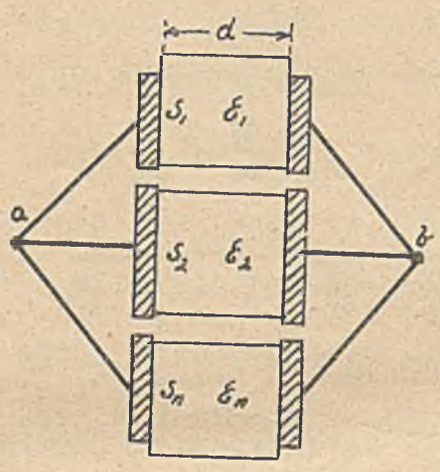
Uwaga: Wkładki metalowe (w rodzaju płytki P) stosuje się w technice wysokich napięć celem uzyskania jednostajnego pola między okładkami.

c)Kondenzator płaski z dielektrykiem uwarstwionym poprzecznie.

Kondenzator przedstawiony na rys.83 (warstwy poprzeczne o różnych wartościach $\varepsilon_1, \varepsilon_2 \ldots\ldots \varepsilon_n$) można traktować jako „n" równolegle połączonych kondenzatorów, jak to ilustruje rys. 84. Oznacza d odstęp obu rownoległych płyt kondenzatora, s_1, s_2, s_3 powierzchnie odnośnych warstw dielektrycznych,



Rys. 83.



Rys. 84.

to pojemność kondenzatora określi wzór

$$C = \frac{1}{4\pi.d}(s_1\varepsilon_1 + s_2\varepsilon_2 + \ldots\ldots + s_n\varepsilon_n) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (105)$$

Uwaga: Wielu autorów posługuje się przy tego rodzaju obliczeniach pojęciem „przewodności dielektrycznej". Mianowicie we wzorze (dla kondenzatora płaskiego)

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{1}{4\pi}\,\frac{\varepsilon.s}{d}$$

nazywają iloraz

$$\frac{\varepsilon.s}{d}$$

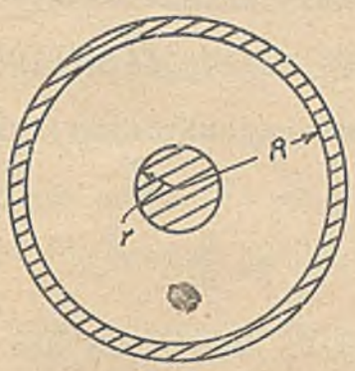
przewodnością dielektryczną, zaś odwrotność

$$\frac{d}{\varepsilon.s}$$

„oporem dielektrycznym". Nie widzę rzekomych ułatwień uzyskanych z takiej interpretacji i dlatego nie będę jej tu wprowadzał.

d)Pojemność kabla jednożyłowego z jednorodnym dielektrykiem otoczonym przewodnikiem.

Przyjmując, że długość kabla (uważanego za układ dwu cylindrów współosiowych, rys.85) jest $l = \infty$, napiszemy według (78)



Rys 85

$$U = \frac{2\sigma}{\varepsilon} \log_n \frac{R}{r} = \frac{2Q}{\varepsilon l} \log_n \frac{R}{r}$$

Wzór ten można uważać praktycznie za ważny także dla skończonej długości l (byle bardzo wielkiej w porównaniu z R).

Można więc (praktycznie) położyć

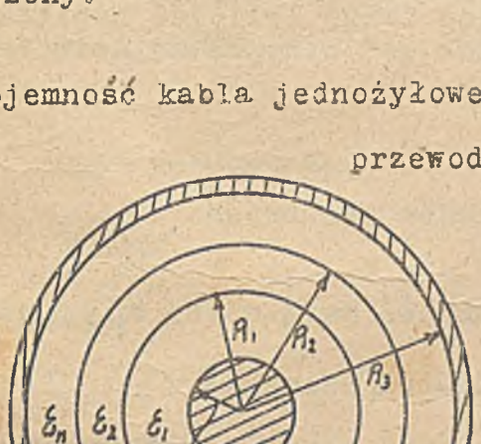
$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q \cdot \varepsilon l}{2Q \log_n \frac{R}{r}} = \frac{\varepsilon l}{2 \log_n \frac{R}{r}}$$

$$C = \frac{\varepsilon l}{2 \log_n \frac{R}{r}} \qquad \text{(106)}$$

Gdy wstawimy l, R i r w cm otrzymamy C w JES czyli cm.

Powłoki przewodzące stanowi tu z jednej strony powierzchnia żyły przewodzącej (o promieniu „r") z drugiej powierzchnia przewodząca o promieniu „R" (uziemiony pancerz kabla) lub w braku tego mokra ziemia, w której kabel jest ułożony.

e)Pojemność kabla jednożyłowego z dielektrykiem uwarstwionym, otoczonym przewodnikiem.



Rys 86.

Przypadek ten można traktować analogicznie, jak przedstawiony na rys.81 (kondenzator z dielektrykiem uwarstwionym podłużnie) i napisać w związku z wzorem (105) i (106):

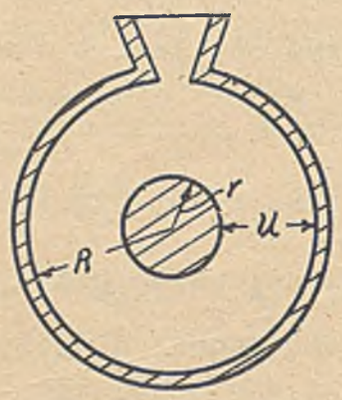
$$C = \frac{1}{\frac{2 \log_n \frac{R_1}{r}}{\varepsilon_1 l} + \frac{2 \log_n \frac{R_2}{R_1}}{\varepsilon_2 l} + \ldots + \frac{2 \log_n \frac{R_n}{R_{n-1}}}{\varepsilon_n l}} \qquad \text{(107)}$$

f)Kondenzator kulisty.

Składa się z dwu kulistych powierzchni przewodzących (o promieniach r i R), centrycznie ułożonych względem siebie. Pojemność C kondensatora kulistego obliczymy, wstawiając w relacji

$$C = \frac{Q}{U}$$

wartość za U, obliczoną dla naboju Q między obu okładkami.



Rys.87.

W myśl (34) jest

$$U_{Rr} = \int_R^r K \cdot dr = \int_R^r \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{r^2} dr = \frac{Q}{\varepsilon} \Big|_R^r - \frac{1}{r} = \frac{Q}{\varepsilon} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r}\right)$$

$$C = \frac{Q}{\frac{Q}{\varepsilon} \frac{(R-r)}{R \cdot r}} = \frac{\varepsilon \cdot R \cdot r}{R-r}$$

$$C = \frac{\varepsilon \cdot R \cdot r}{R-r} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (108)$$

Uwaga: Granice całkowania $\Big|_R^r$ wskazują, że napięcie liczymy od zewnętrznej okładki ku wewnętrznej. Ponieważ jednak pojemność (C) musi mieć zawsze wartość dodatnią, przeto chodzi tylko o wartość bezwzględną napięcia. Można więc także obliczać napięcie odwrotnie i następnie opuścić znak „-" przy wstawianiu wartości U we wzór na C.

7.Obliczanie pojemności układów złożonych.

W technicznych układach szczególną ważność mają stałe c_{rr} nazwane w związkach Maxwella spółczynnikami pojemności własnej.

W myśl wywodów podanych odnośnie do układu równań (88), spółczynnik c_{rr} odpowiada stosunkowi naboju (Q_r) i potencjału (V_r), gdy wszystkie inne przewodniki przynależne do układu mają potencjały równe zeru, czyli (w ziemskich warunkach) są uziemione.

W praktyce technicznej nazywamy tak określony spółczynnik

$$c_n = \frac{Q_n}{V_n} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (109)$$

„pojemnością przewodnika w układzie". Z powyższego określenia wynika, że:

Pojemność przewodnika w układzie n przewodników odpowiada liczbowo nabojowi, jaki doprowadzony do tego przewodnika podnosi jego potencjał o jednostkę, przy uziemionych wszystkich innych przewodnikach.

Ponieważ każdy z przynależnych do układu i uziemionych przewodników powiększa zdolność mieszczenia elektryczności przewodnika nie uziemionego, przeto pojemność przewodnika w układzie jest zawsze większa niż pojemność tego samego przewodnika w odosobnieniu.

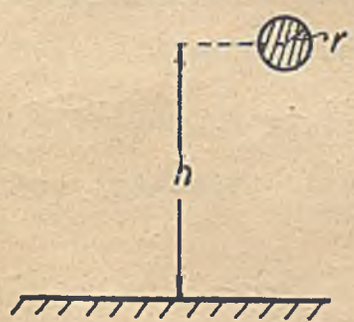
Z uwagi na to, że potencjał przewodnika uziemionego przyjmujemy równy zeru, możemy powiedzieć także tak:

Pojemnością przewodnika w układzie nazywamy stosunek naboju tego przewodnika do napięcia, mierzonego między tym przewodnikiem a którymkolwiek z przewodników uziemionych, przynależnych do układu.

Zestawimy kilka wzorów ważnych technicznie:

a) Pojemność przewodu cylindrycznego, ułożonego równolegle nad ziemią (rys.88). Oznacza r promień przewodu a h wysokość ułożenia nad ziemią, to pojemność C, określona stosunkiem naboju na przewodzie do napięcia między ziemią a przewodem, przy bardzo dużej długości tegoż, odpowiada relacji

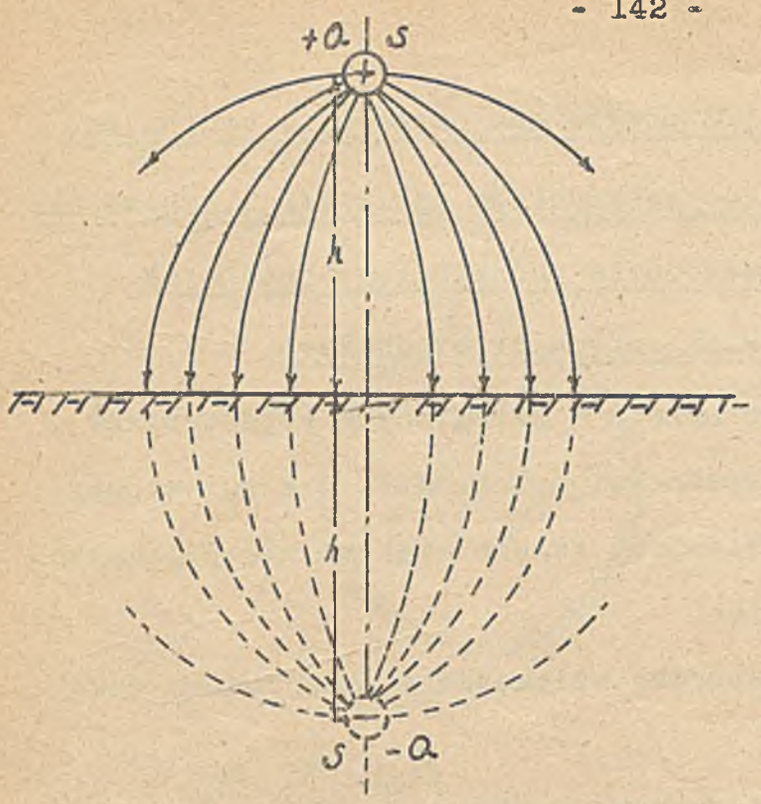
$$C = \frac{l}{2.\log_n \frac{2h}{r}}$$



Rys.88.

Wzór ten jest wynikiem następującego rozumowania:

Praktycznie można przyjąć, że nabój Q na przewodzie indukuje taki sam nabój (przeciwnego znaku) na powierzchni ziemi. Strumień indukcji $\Psi = 4\pi Q$, będzie więc praktycznie przebiegał w całości między przewodem a ziemią (rys.89). Linje indukcji muszą być prostopadłe zarówno do powierzchni przewodu jak do powierzchni ziemi. Przebieg ich między przewodem naelektryzowanym a ziemią (gdzie się kończą !) będzie więc taki, jak gdyby w odległo-

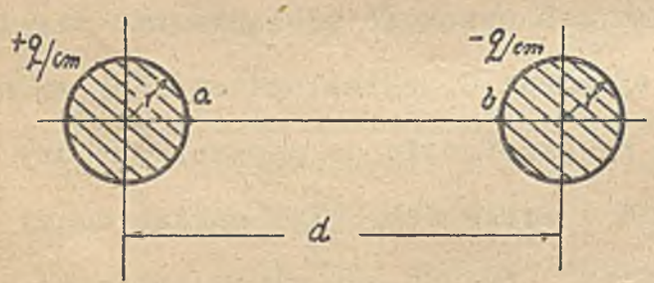


Rys. 89

ści h pod powierzchnią ziemi ułożony był (symetrycznie) drugi równoległy przewód o promieniu r i naboju Q przeciwnego znaku (rys.89).

Obliczenie sprowadza się więc do wyznaczenia wartości stosunku Q/U między dwoma przewodami o równych nabojach (Q) przeciwnych znaków, oddalonych od siebie o 2h. Stosunek ten pomnożony przez 2, (bo U między przewodem a ziemią wynosi tylko $\frac{U}{2}$ napięcia między obu przewodami, rzeczywistym i pomyślanym) odpowiada pojemności przewodu względem ziemi.

Wartość tego stosunku dla układu dwu jednakowych równoległych przewodów, naelektryzowanych równemi nabojami przeciwnych znaków (rys.90) można obliczyć kładąc (praktycznie) napięcie między obu temi przewodami (odległemi o d)



Rys. 90.

$$U = 2 \cdot \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r}$$

Przyjmując bowiem dla uproszczenia, że oba przewody są nieskończenie cienkie, możemy według (75) napisać dla samego naboju na przewodzie A

$$U'_{ab} = \frac{2(+q)}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r}$$

a dla takiego samego naboju na B

$$U''_{ba} = \frac{2(-q)}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r} = +U_{ab}$$

Superponując obie wartości, otrzymamy napięcie odpowiadające działaniu obu naboji (na A i B)

$$U_{AB} = \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r} + \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r} = 2 \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r}$$

We wzorach tych oznacza q nabój przypadający na 1 cm długości prze= wodu. Uwzględniając, że $Q = l \cdot q$, możemy położyć

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{l \cdot q}{\frac{4 \cdot q}{\varepsilon} \log_n \frac{d}{r}} = \frac{\varepsilon \cdot l}{4 \log_n \frac{d}{r}}$$

Wzór

$$C = \frac{\varepsilon \cdot l}{4 \cdot \log_n \frac{d}{r}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (110)$$

może być uważany praktycznie za pojemność układu dwu równych i równole= głych przewodów, o długości l (bardzo wielkiej), gdy na przewodach tych znajdują się dwa równe naboje przeciwnych znaków. Warunek taki mógłby być osiągnięty przez załączenie obu przewodów na końcówki źródła prądu (ana= logicznie jak przy kondenzatorze). Jakkolwiek ma znaczenie tylko teore= tyczne, bo w ziemskich warunkach musi być uwzględniony także wpływ ziemi na pojemność.

W myśl poprzednich rozważań pojemność przewodnika względem ziemi (rys. 89) określi wzór:

$$C = \frac{Q}{\frac{U}{2}} = \frac{l \cdot q}{\frac{4 \cdot q}{2} \log_n \frac{2h}{r}} = \frac{l}{2 \cdot \log_n \frac{2h}{r}}$$

$$C = \frac{l}{2 \cdot \log_n \frac{2h}{r}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (111)$$

Wstawiając l, h i r w cm otrzymamy C w JES czyli w cm. W praktyce wstawia się l w km, (10^5 cm), możemy więc położyć (uwzgl. że $1 \mu F = 9 \cdot 10^5$ cm)

$$C = \frac{l_{(km)}}{180 \cdot \log_n \frac{2h}{r}} \mu F \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (112)$$

Przykład: Przewód o długości 10 km, wysokość ułożenia przewodu nad ziemią 5 m, r = 1 cm. Obliczyć pojemność tego przewodnika, a następnie nabój przy napięciu względem ziemi U = 100000 V.

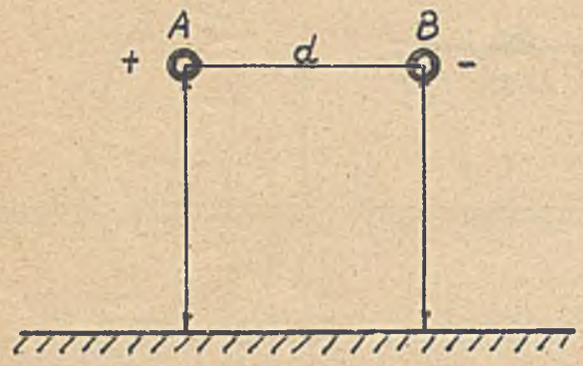
$$C = \frac{l}{180 \log_n \frac{2h}{r}} = \frac{5}{180 \cdot \log_n \frac{1000}{1}} = \frac{5}{180 \cdot 6{\cdot}90776} \cong 0{\cdot}004 \ \mu F$$

Przy napięciu względem ziemi U =100000woltów przewód będzie zawierał nabój

$$Q = C \cdot U = 0{\cdot}004 \cdot 10^{-6} \cdot 100000 = 0{\cdot}0004 \text{ kulomba.}$$

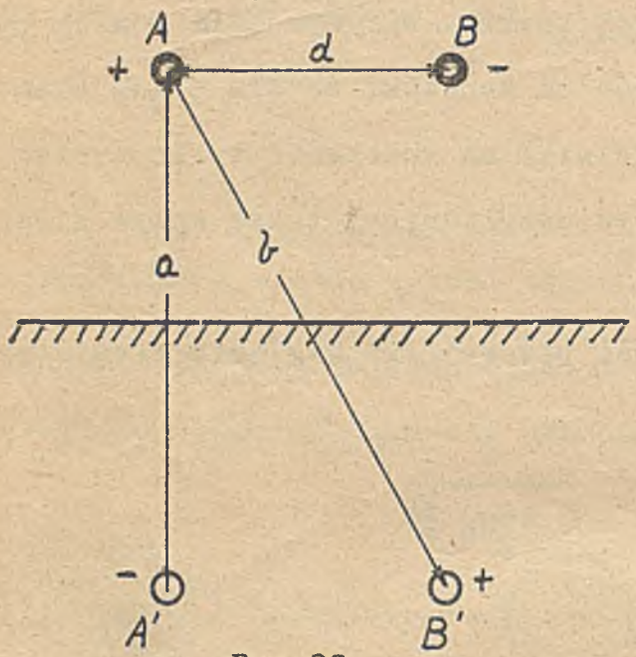
b)Układ dwu równoległych przewodów ułożonych równolegle nad ziemią.

(Rys.91). Rozumując w analogiczny sposób jak poprzednio, możemy wogóle zastąpić ziemię także w układzie o n przewodnikach.



Rys.91.

Dla dwu linij (rys.91) taki zastępczy układ z "odbitkami zwierciadlanemi" przewodów, uwidacznia rys.92.



Rys.92.

Oznaczając odległości w sposób wskazany na rys.92. i zakładając, że na przewodzie A jest nabój dodatni +Q a na przewodzie B nabój ujemny -Q, możemy napisać

$$U_{AB} = \frac{2q}{\varepsilon} \log_n \frac{ad}{br} /$$

skąd (dla $\varepsilon = 1$)

$$C = \frac{Q}{u} = \frac{l \cdot q}{2q \cdot \log_n \frac{ad}{br}} =$$

$$= \frac{l}{2 \cdot \log_n \frac{ad}{br}}$$

$$C = \frac{l}{2 \cdot \log_n \frac{ad}{br}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (113)$$

W podobny sposób moglibyśmy obliczyć pojemność przewodnika przynależnego do układu n przewodników i ziemi.

3.Działanie dynamiczne między okładkami kondenzatora.

Między okładkami płaskiego kondenzatora działa siła (zgniatająca dielektryk), o wartości

$$F = \frac{2\pi . Q^2}{\varepsilon . s} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (114)$$

Kładąc $Q = U.C$ i $C = \frac{\varepsilon . s}{4\pi . d}$, otrzymamy

$$F = \frac{2\pi . U^2 C^2}{\varepsilon . s} = \frac{2\pi . U^2 C . \varepsilon . s}{\varepsilon . s . 4\pi . d}$$

$$F = \frac{C . U^2}{2 . d} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (115)$$

Gdy wstawimy U w jedn.ES (1 V = 1/300 ES), C w cm i d w cm, otrzymamy F w dynach. (Dzieląc F przez 981 otrzymamy F w gr.).

Wzór (115) obowiązuje także w przypadku kondenzatora p ł a s k i e g o o uwarstwionym dielektryku. (Warstwy równoległe).

Wielkość F dla kondenzatorów innych typów należy obliczyć, wychodząc z ogólnego wzoru na ciśnienie elektrostatyczne

$$p = \frac{2\pi \sigma_s^2}{\varepsilon}$$

vide T.I. a I. str 113

gdzie σ_s oznacza gęstość powierzchniową naboju na okładce dodatniej, a ε stałą dielektryczną jednorodnego ośrodka między okładkami.

Wstawiając

$$\sigma_s = \frac{d\Psi}{ds . 4\pi} = D \frac{1}{4\pi}$$

otrzymamy

$$p = \frac{2\pi . D^2}{\varepsilon 4^2 \pi^2} = \frac{D^2}{\varepsilon . 8\pi}$$ (na cm^2 powierzchni okładki dodatniej).

Całkowite ciśnienie okładek na dielektryk wyniesie

$$F = \frac{D^2 . s}{\varepsilon . 8\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (116)$$

gdzie s oznacza powierzchnię okładki dodatniej, a F siłę, z jaką jedna okładka (płaskiego kondenzatora) przyciskana jest do drugiej.

Wzór (116) poucza, że działanie dynamiczne, wywierane wzajemnie na siebie przez okładki, jest przy stałej indukcji D i jednostajnym polu między okładkami n i e z a l e ż n e od stałych dielektrycznych warstw równoległych.

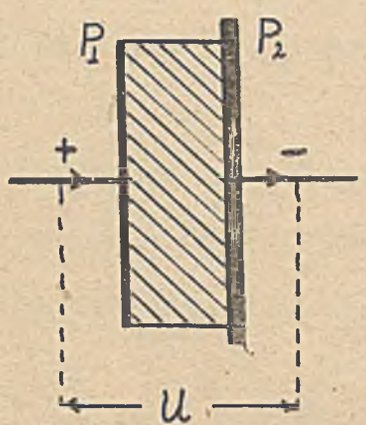
Z wzoru

$$F = \frac{C \cdot U^2}{2d}$$

widać, że siła F rośnie w kwadracie z napięciem U. Gdy przytem d będzie małe a C dzięki temu duże, może siła F przybrać duże wartości.

Warunki takie można zrealizować w ten sposób, że zamiast dielektryku umieszczamy między okładkami płytę przewodzącą częściowo elektryczność (kamień litograficzny, szyfer, agat i t.p.).

Mimo tej przewodności układ taki (rys.93) będzie kondenzatorem o bardzo małem d (około 0°001 cm), bo płyta P_2 leży na kamieniu (szlifowanym), kamień zaś mieści elektryczność (rozłożenie naboju przestrzenne) odpływającą z P_1 do P_2 tylko nieznacznie z powodu małego przewodnictwa kamienia.

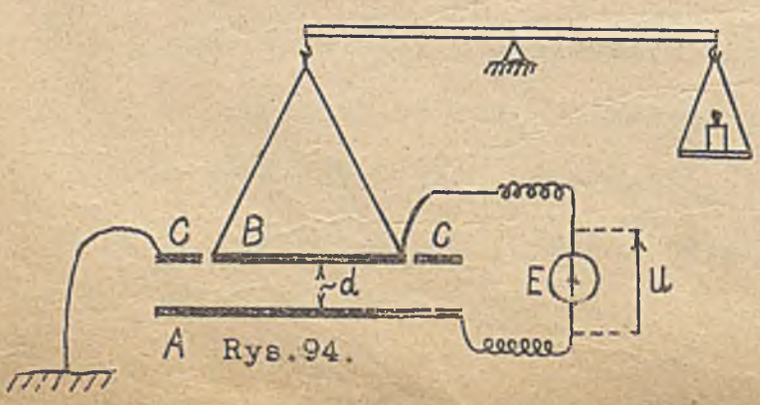


Rys.93.

Do płyty kamiennej doprowadza się elektryczność przez powierzchnię metalową P_1 szczelnie przylegającą do powierzchni (kamień posrebrzony lub staniol). Urządzenie takie podane przez Krahbeka i Jahnsen'a (ETZ 1920, str.898, Rottgard ETZ 1921 str.1921) zostało wyzyskane do całego szeregu aparatów (telegraficznych, radjo i t.p.). Między okładkami P_1 i P_2 tak skonstruowanego kondenzatora działają bowiem dość znaczne siły (zdolne wykonać pewne ruchy w mechanizmach).

9.Elektrometr absolutny Kelvina.

Działania dynamiczne między okładkami kondenzatora płaskiego wyzyskał Kelvin do konstrukcji elektrometru absolutnego przedstawionego na rys.94. Przyrząd ten służy do absolutnego pomiaru napięcia (U). Składa się z dwu okładzin, z których jedna (A)



Rys.94.

jest nieruchoma, a druga (B) ruchoma, połączona jest z belką czułej wagi. Dielektrykiem jest powietrze. Celem utrzymania równomiernego pola między okładkami dodany jest uziemiony pierścień (CC). Oznacza s powierzchnię ruchomej okładki B, a odległość A i B, to

$$C = \frac{s}{4\pi . d}, \quad a \quad F = \frac{CU^2}{2.d} = \frac{s}{8\pi}\left(\frac{U}{d}\right)^2$$

stąd

$$U = d\sqrt{\frac{8\pi}{s} F} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (117)$$

Załączając okładki A i B na napięcie U (rys.94), możemy zmierzyć U jedynie przy pomocy wielkości mechanicznych, F (siła) i geometrycznych (d, s)

Gdy wyrazimy F w dynach, d i s w cm wzgl. cm^2 otrzymamy U w JES.

Pomiary tak uskutecznione nazywamy absolutnemi.

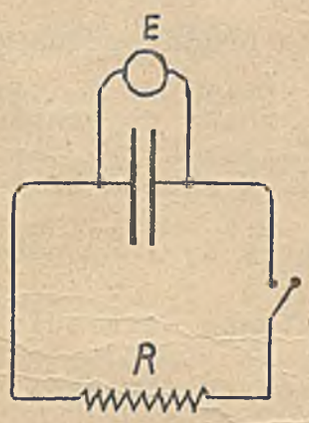
10. Pomiary pojemności.

Z pośród całego szeregu pomiarów pojemności (C), których omówienie przynależy do działu „Miernictwo elektryczne" względnie do elektrofizyki wymienimy tylko dwa następujące:

a) Pomiar absolutny.

Kondenzator naładowany do napięcia U_1 (mierzonego elektrometrem E), rozładowujemy przez bardzo duży z n a = n y opór R (rys.95) przez czas t, poczem przerywając wyładowanie mierzymy napięcie U_2 np. elektrometrem. Pojemność konden= zatora wyraża wzór

$$C = \frac{t}{R.\log_n \frac{U_1}{U_2}} \qquad \ldots\ldots \quad (118)$$



Rys. 95.

gdzie t w sekundach, R w omach, U_1 i U_2 w woltach, C w faradach.

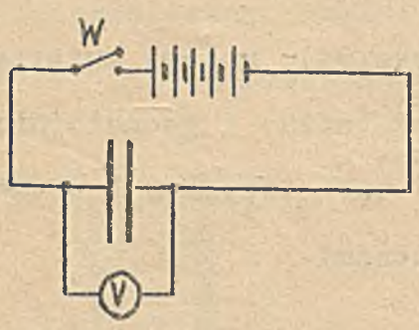
Dowód: W czasie dt z m n i e j s z y s i ę nabój w kondenzatorze o wartość $dq = C.dU = \frac{U}{R} dt$, przyczem dU oznacza tu ubytek czyli przyrost ujemny.

$$\frac{dU}{U} = \frac{dt}{C \cdot R}$$

$$\int_{U_1}^{U_2} \frac{-dU}{U} = \frac{1}{CR} \int_{t_1}^{t_2} dt, \text{ czyli } \log_n \frac{U_1}{U_2} = \frac{1}{CR} t, \text{ więc}$$

$$C = \frac{t}{R \cdot \log_n \frac{U_1}{U_2}}$$

Pomiar powyższy można uskutecznić także przy pomocy woltomierza o dużym oporze wewnętrznym (rys.96). Załączamy kondenzator na źródło prądu stałego i po naładowaniu i ustaleniu się napięcia mierzymy woltomierzem napięcie V. Następnie przerywamy wyłącznik W, łączący kondenzator ze źródłem, rozpoczynając równocześnie liczyć czas. Kondenzator

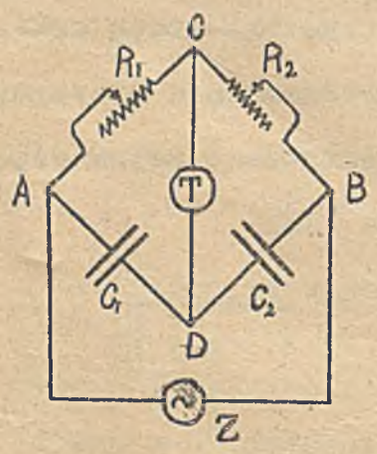


Rys.96.

wyładowuje się przez opór woltomierza (R) i gdy napięcie na woltomierzu spadnie do pewnej odczytanej wartości, ustalamy czas trwania wyładowania.

Sposób ten nadaje się jednakże tylko do pomiarów dużych pojemności (kilkadziesiąt μ F).

b)Przy pomocy mostku Wheatstone'a (metoda porównawcza).



Rys.97.

„Z" oznacza źródło prądu zmiennego, R_1 R_2 znane opory, C_1 znana pojemność, C_2 mierzona pojemność, T słuchawka telefoniczna (Rys.97). Opory R_1 i R_2 nastawiamy tak, aby w słuchawce telefonicznej nie było słychać żadnych dźwięków. Wtedy różnica potencjałów węzłów C i D równa się zeru ($V_C - V_D = 0$) i jest

$$\frac{V_A - V_C}{R_1} = \frac{V_C - V_B}{R_2}$$

a naboje kondenzatorów C_1 i C_2 muszą być równe (patrz łączenie szeregowe

kondenzatorów), więc

$$C_1(V_A - V_D) = C_2(V_D - V_B)$$

Dzieląc oba powyższe równania przez siebie i uwzględniając, że

$$V_D = V_C,$$

otrzymamy

$$\frac{C_1}{R_1} = \frac{C_2}{R_2},$$

skąd

$$C_2 = C_1 \frac{R_2}{R_1} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (119)$$

Jako znanej pojemności używamy cechowanego kondenzatora normalnego. Tu więc C_1 może oznaczać pojemność kondenzatora normalnego, a C_2 pojemność kondenzatora mierzonego.

Jest to jeden z technicznych sposobów pomiaru pojemności kondenzatorów.

X. ROLA I WŁASNOŚCI DIELEKTRYKÓW.

1. Polaryzacja dielektryczna.

a) Zjawisko.

Doświadczalnie stwierdzamy, że ciało naelektryzowane przyciąga także t.zw. izolatory (papier, kulki z korka i t.p.). Izolatory umieszczone w polu elektrycznem zmieniają jego ustrój. Pojemność kondenzatora zawierającego między okładkami izolator (dielektryk) zależy od jego stałej dielektrycznej.

Te i tem podobne zjawiska objaśniamy, przyjmując, że izolatory (dielektryki) ulegają w polu elektrycznem s p o l a r y z o w a n i u .

Pod polaryzacją dielektryku rozumiemy powstanie w obrębie poszczególnych jego cząstek (powiedzmy drobin) naboji elektr. zawsze o równych ilościach elektryczności lecz przeciwnych znaków. Zjawisko podobne do indukcji przewodnika w polu elektrycznem, różniące się jednakże od tegoż zasadniczo tem, że naboje indukowane w dielektryku powstają w obrębach poszczególnych jego cząstek, a nie na dwu przeciwległych częściach powierzchni jak przy indukcji przewodników.

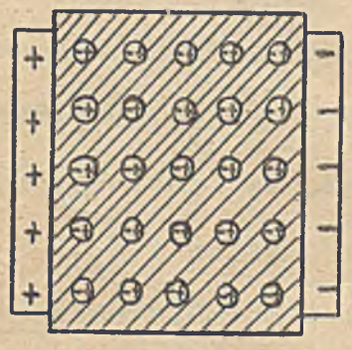
Indukcja elektr.przewodników powoduje elektryzowanie powierzchniowe a polaryzacja dielektryków elektryzowanie przestrzenne.

Pozatem naboje indukowane na przewodnikach można od siebie oddzielić i odprowadzić,naboje indukowane w dielektrykach nie dadzą się ani oddzielić ani odprowadzić. Dlatego też naboje indukowane na przewodnikach nazywamy r z e c z y w i s t e m i , a indukowane w dielektrykach p o z o r n e m i . Nazwy rzeczywisty i pozorny należy tu rozumieć w tym sensie, że naboje na przewodnikach można pojmować jako coś r e a l n e g o , co da się przenosić, dzielić i t.d. Z nabojami dielektryków tego zrobic nie można, nie dadzą się one bowiem oddzielić od cząstek materji.

b)Hipotezy.

Z pośród wielu hipotez zmierzających do wyjasnienia „mechanizmu" działania polaryzacyjnego, dwie zasługują na uwagę, a mianowicie C l a u s i u s a i M a x w e l l a .

C l a u s i u s przyjmuje, że dielektryk składa się z maleńkich cząstek (powiedzmy drobin) p r z e w o d z ą c y c h elektryczność, otoczonych elektrycznie obojętnym i nieprzewodzącym, względnie bardzo słabo przewodzącym ośrodkiem. (Niema w przyrodzie ciał zupełnie nie przewodzących elektryczności). Gdy warstwa takiej materji znajduje się w polu elektrycznem, np. jako dielektryk wewnątrz okładek płaskiego kondenzatora (rys.98.), powstają na każdej przewodzącej cząstce dwa r ó ż n e (molekularne) naboje p r z e c i w n y c h znaków, a mianowicie od strony indukującego naboju dodatniego (okładka lewa na rys.98) powstają na cząstkach naboje (molekularne) ujemne, a po przeiwnych stronach cząstek naboje dodatnie.

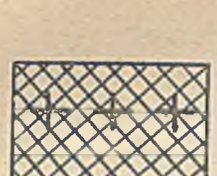


Rys.98.

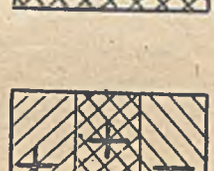
Różne dielektryki mają różne ilości cząstek przewodzących na jednostkę objętości, stąd różnica w stopniu polaryzacji różnych dielektryków w tem samem polu.

Nieco inaczej wyjasnia mechanizm działania polaryzacyjnego Maxwell. M a x w e l l przyjmuje, że w cząstkach dielektryku powstaje pod wpływem sił pola p r z e s u n i ę c i e dwu różnoimiennych naboji elektr. z położenia równowagi w jakiem stale te naboje zobojętniają się wzajemnie (rys. 99), ku krańcom cząstek, skąd już mogą wywierać działanie na otoczenie (rys.100). Wielkość takiego „ p r z e s u n i ę c i a " naboji cząstek w dwie przeciwne strony zależy od natężenia pola i wyniki odpowiednich doświadczeń uprawniają do wniosku, że przesunięcie takie musi być proporcjonalne do natężenia pola (K).

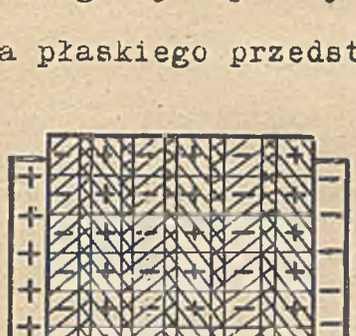
Rys. 99.



Rys. 100



Według tej hipotezy dielektryk spolaryzowany między okładkami kondensatora płaskiego przedstawić możemy w sposób podany na rys. 101.



Rys. 101.

Różnice w stopniu polaryzacji różnych dielektryków (w tem samem polu) tłómaczy Maxwell tak samo jak Clausius, mianowicie stopień polaryzacji czyni zależnym od ilości cząstek podlegających polaryzacji w jednostce objętości.

Z obu powyższych hipotez wynikają następujące wnioski:

a) Dielektryk jednorodny (tylko takiemi tu się zajmujemy) doznaje w kierunku torów linij sił ś c i s k a n i a (działanie przyciągające naboji przeciwnych znaków sąsiadujących ze sobą cząstek), a w kierunku poprzecznym do torów linij sił r o z c i ą g a n i a (działanie odpychające naboji tych samych znaków sąsiadujących ze sobą cząstek). Doświadczalnie stwierdzamy też (nieznaczne) zmiany kształtu dielektryku w polu elektr.

b) Na zewnątrz może się ujawnić tylko działanie naboji polaryzacyjnych warstwy cząstek leżących na p o w i e r z c h n i dielektryku. Działania bowiem na zewnątrz naboji cząstek, leżących w e w n ą t r z masy

dielektryku znoszą się wzajemnie.

c)Naboje polaryzacyjne ujawniające się na spolaryzowanym dielektryku muszą wywołać zmiany w polu elektrycznem. Należy oczekiwać, że natężenie K wewnątrz dielektryku ulegnie zmniejszeniu, bo na ścianach dielektryku powstaną naboje polaryzacyjne osłabiające pole pierwotne.

Zadaniem naszem będzie bliższe zbadanie technicznie ważnych zmian, wywołanych w polu, przez wprowadzenie dielektryku. Tu wypada jeszcze spytać, czy naboje polaryzacyjne są czemś rzeczywistem, czy tylko koncepcją myślową, umożliwiającą tłómaczenie działań wywieranych przez dielektryk w polu elektr. ?

Odpowiedź na to pytanie daje doświadczenie P e l l a t a :

Kondenzator z dielektrykiem złożonym z dwu części nabijamy i rozbrajamy. Następnie szybko jedną z części umieszczamy w puszce Faradaya, połączonej z elektrometrem. Brak jakiegokolwiek wychylenia elektrometru dowodzi, że całkowity nabój płytki równa się zeru. Gdy jednak taką płytkę umieścimy między okładkami kondenzatora, okaże się między niemi różnica potencjałów, a znaki okładek ulegną zmianie, gdy obrócimy płytkę dielektryku o 180°. Działanie to płytki dielektryku na okładki kondenzatora zmniejsza się stopniowo z czasem i ostatecznie ustaje zupełnie.

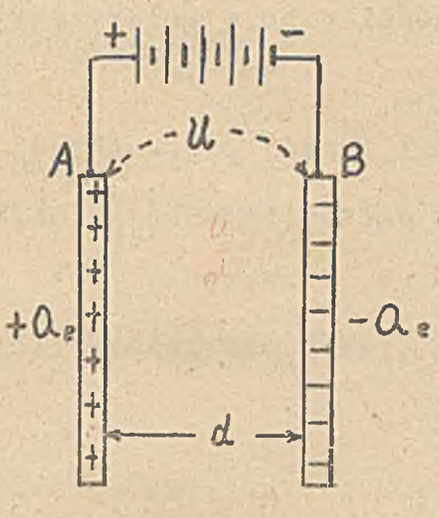
Doświadczenie to dowodzi, że <u>polaryzacja dielektryku jest istotnie czemś rzeczywistem, że znika dopiero po pewnym czasie i że po za obrębem pola elektr. niema zupełnie trwałej polaryzacji.</u>

2. Związek między natężeniem pola i polaryzacją.

Dla jasności przeprowadzimy analizę na kondenzatorze płaskim (rys. 102). Załóżmy, że okładki tego kondenzatora (A i B) załączone są na napięcie stałe U = const (np. baterji akumulatorów). Natężenie (K) wewnątrz (blisko siebie i równolegle ustawionych) okładek będzie

$$K = \frac{U}{d}$$

Przy U = const i d = const będzie więc s t a ł e , bez względu na to, czy mię= dzy okładkami będzie próżnia czy dielek= tryk (jednorodny).



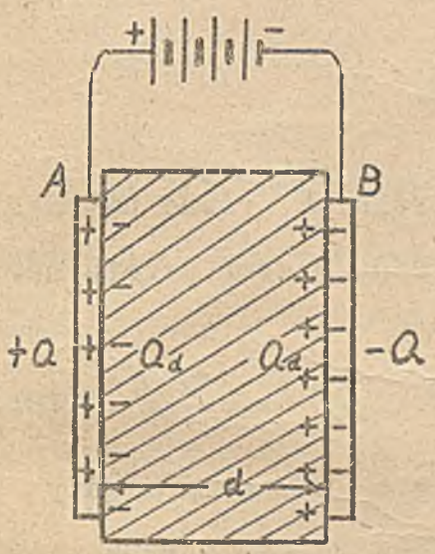
Rys. 102.

W przypadku pierwszym (próżnia czyli eter rys. 102) na okładkach kon= denzatora mieści się nabój Q_e, przyczem

$$Q_e = U.C_e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (120)$$

a C_e oznacza pojemność kondenzatora próżniowego (z eterem).

W przypadku drugim (dielektryk, rys. 103) na ścianie dielektryku przy= legającej do okładki A, powstanie nabój polaryzacyjny ujemny - Q_d, a po przeciw= nej stronie nabój polaryzacyjny dodatni + Q_d (równy tamtemu). Naboje te zneutra= lizują częściowo naboje pierwotne okła= dek, (t.j. naboje Q_e jakie były na okład= kach przed włożeniem między nie dielektry ku (rys. 102). Gdyby więc okładki nie były załączone na źródło prądu (baterję) o stałem napięciu (U), włożenie dielek=



Rys. 103.

tryku musiałoby spowodować zmniejszenie się napięcia U (bo potencjał okład= ki A by się obniżył, a potencjał okładki B by się podwyższył). Doświadcze= nie potwierdza ten wniosek w zupełności.

Gdy jednak między okładkami jest U = const, obniżenie wartości U jest niemożliwe, wprowadzenie między okładki dielektryku spowodować więc musi dodatkowy spływ elektryczności ze źródła na okładki, tak wielki, aby dodatkowe naboje na okładkach zneutralizowały w zupełności naboje polaryzacyjne na ścianach dielektryku.

Po wprowadzeniu więc dielektryku między okładki, nabój pierwotny Q_e (w próżni) powiększyć się musi o wartość Q_d, czyli całkowity nabój Q na każdej z okładek będzie teraz większy i wyniesie

$$Q = Q_e + Q_d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (121)$$

Jak poprzednio (wzór 120), tak i teraz będzie

$$Q = U.C \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (122)$$

teraz jednakże C oznacza pojemność kondenzatora z dielektrykiem. Będzie ona większa od pojemności próżniowej, bo $Q > Q_e$.

Pomnóżmy obie strony równania (122) przez $\frac{4\pi}{s}$ (s jednostronna powierzchnia jednej okładki), to otrzymamy

$$\frac{4\pi.Q}{s} = \frac{4\pi.Q_e}{s} + \frac{4\pi.Q_d}{s},$$

$$\frac{\Psi}{s} = \frac{\Psi_e}{s} + 4\pi.\sigma_d,$$

$$D = D_e + 4\pi.\sigma_d.$$

lub, ponieważ indukcja w próżni $D_e = K_e$

$$D = K_e + 4\pi.\sigma_d$$

Jednakże przy U = const musi być natężenie w próżni K_e równe natężeniu K w polu z dielektrykiem, albowiem stale jest K = U/d. Możemy przeto napisać

$$D = K + 4\pi.\sigma_d. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (123)$$

D oznacza tu indukcję (j e d n o s t a j n e g o !) pola między okładkami, K natężenie pola między okładkami w przypadku gdy kondenzator nie zawiera dielektryku i jest U = const, a σ_d określa gęstość powierzchniową naboju polaryzacyjnego Q_d.

Indukcja (D) odpowiada ogólnie następującym relacjom:

$$D = K.\varepsilon = 4\pi \frac{dQ}{ds} = 4\pi\sigma ,^{1)}$$

gdzie σ oznacza gęstość powierzchniową naboju na przewodniku.

Analogicznie i tu - odnośnie do dielektryku - możemy położyć

$$K.\xi = 4\pi \frac{dQ_d}{d_s} = 4\pi.\sigma_d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (124)$$

gdzie σ_d oznacza gęstość powierzchniową na dielektryku.

Stałą ξ nazywamy s p ó ł c z y n n i k i e m p o l a r y z a c j i .

Zgodnie z tem możemy położyć

$$\varepsilon = \frac{4\pi.\sigma}{K} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (125)$$

$$\xi = \frac{4\pi.\sigma_d}{K} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (126)$$

tu σ oznacza gęstość powierzchniową naboju indukowanego na p r z e = w o d n i k u umieszczonym w polu o natężeniu K i stałej dielektrycznej ośrodka ε , a σ_d gęstość powierzchniową naboju indukowanego na ścianie dielektryku, którego spółczynnik polaryzacji jest ξ i w którego wnętrzu natężenie pola jest K.

Uwzględniając, że $dQ = \sigma.ds$, możemy napisać:

$$dQ = \frac{K.\varepsilon}{4\pi} ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (127)$$

$$dQ_d = \frac{K.\xi}{4\pi} ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (128)$$

Wzór 127 określa nabój indukowany na powierzchni (ds) przewodnika ustawionego w miejscu o natężeniu K i stałej dielektrycznej ε (prostopadle do linij indukcji). Wzór 128 określa nabój polaryzacyjny na powierzchni (ds) dielektryku o spółczynniku polaryzacji ξ i natężeniu w e = w n ę t r z n e m (w dielektryku) K.

---

1) U autorów, którzy założyli, że $D = \frac{\varepsilon.k}{4\pi}$ wypadają inne związki (Patrz dalej „Uwaga").

Z powyższego widać, że o naboju indukowanym na przewodniku decyduje natężenie i stała dielektryczna z e w n ą t r z przewodnika, zaś o naboju polaryzacyjnym natężenie i stała polaryzacyjna w e w n ą t r z dielektryku.

Między stałą ε dielektryku, a jego spółczynnikiem polaryzacji ξ istnieje według (123) i (124) związek następujący:

$$D = K + \xi K = \varepsilon K,$$

$$\varepsilon = 1 + \xi \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (129)$$

skąd

$$\xi = \varepsilon - 1 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (130)$$

Obliczmy pojemność kondenzatora w przypadku gdy między jego okładkami jest próżnia, względnie dielektryk o stałej ε, a U = const.

$$C_e = \frac{Q_e}{U} \quad , \quad C = \frac{Q}{U} = \frac{Q_e + Q_d}{U}$$

Jednakże według 127 i 128 jest (w jednostajnem polu)

$$Q_e = \frac{K}{4\pi} s \quad , \qquad Q_d = \frac{K \cdot \xi}{4\pi} s \quad , \qquad \text{a} \quad K = \frac{U}{d} .$$

Zatem $$Q_d = Q_e \xi$$

$$C = \frac{Q_e(1 + \xi)}{U} = C_e(1 + \xi) = C_e \cdot \varepsilon$$

$$C = C_e \cdot \varepsilon \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (131)$$

<u>Pojemność kondenzatora z dielektrykiem o stałej ε, jest ε razy większą od jego pojemności próżniowej.</u>

Doszliśmy tu na innej drodze do wyniku znalezionego poprzednio (wzór 100).

Przykład: Między okładkami kondenzatora płaskiego (którego pole można uważać za jednostajne) znajduje się szkło ($\varepsilon = 4$). Napięcie między okładkami U = 1200 woltów, odstęp okładek d = 0·1 cm, s = 10 cm^2. Obliczyć nabój okładek (Q) i nabój polaryzacyjny dielektryku na ścianach krańcowych szkła.

Rozwiązanie:

Natężenie pola wewnątrz okładek jest:

$$K = \frac{U}{d} = \frac{1200}{0{\cdot}1} = 12000 \text{ V/cm} = \frac{12000}{300} = \underline{40 \text{ JES}}.$$

Nabój na okładce jest

$$Q = \frac{K\,\varepsilon}{4\pi}\,s = \frac{40{\cdot}4}{12{\cdot}56}{\cdot}10 = \underline{127{\cdot}38 \text{ JES}}$$

Nabój na ścianie dielektryku przy $\xi = \varepsilon - 1 = 4 - 1 = 3$:

$$Q_d = \frac{K\,\xi}{4\pi}\,s = \frac{40{\cdot}3}{12{\cdot}56}{\cdot}10 = \underline{95{\cdot}54 \text{ JES}}$$

Gdyby kondenzator ten pozbawiony był dielektryku ($\varepsilon = 1$), powstałby na jego okładkach nabój

$$Q_e = \frac{K}{4\pi}\,s = \frac{40}{12{\cdot}56}{\cdot}10 = \underline{31{\cdot}84 \text{ JES}}$$

Jak widać jest tu

$$Q = Q_e + Q_d = 31{\cdot}84 + 95{\cdot}54 = \underline{127{\cdot}38 \text{ JES}}$$

Sprawdzenie:

$$Q_e = C_e U, \qquad C_e = \frac{s}{4\pi{\cdot}d},$$

$$Q = C{\cdot}U, \qquad C = C_e{\cdot}\varepsilon$$

$$C_e = \frac{s}{4\pi{\cdot}d} = \frac{10}{4{\cdot}3{\cdot}14{\cdot}0{\cdot}1} = 7{\cdot}9617 \text{ cm},$$

$$C = C_e{\cdot}\varepsilon = 7{\cdot}9617{\cdot}4 = 31{\cdot}8468 \text{ cm},$$

$$Q_e = C_e U = 7{\cdot}9617{\cdot}\frac{1200}{300} = 31{\cdot}846 \text{ JES},$$

$$Q = C{\cdot}U = 31{\cdot}8468{\cdot}\frac{1200}{300} = 127{\cdot}387 \text{ JES},$$

$$Q_d = Q - Q_e = 127{\cdot}387 - 31{\cdot}846 = \underline{95{\cdot}54 \text{ JES}}.$$

W obu obliczeniach otrzymujemy więc zgodne wyniki.

Uwaga: Ogólnie przyjął się niestety nieco odmienny i mniej przejrzysty sposób ujęcia związku między spółczynnikami ε i ξ. Przedewszystkiem wielkość D (notorycznie nie definjowaną) określa się zazwyczaj relacją:

$$D = \frac{\varepsilon.K}{4\pi} \quad \text{(w miejsce tu podanej } D = \varepsilon.K)$$

Następnie w równanie $D = K + 4\pi.\sigma_d$ wstawia się $\sigma_d = \xi.K$ i stosunek $\xi = \frac{\sigma_d}{K}$ uważa się za spółczynnik polaryzacji (podczas gdy według 126 jest $\xi = \frac{\sigma_d.4\pi}{K}$).

Zgodnie z ostatniem założeniem będzie

$$D = K + 4\pi.\xi.K$$

$$\varepsilon.K = K + 4\pi.\xi.K$$

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\xi \quad \text{..................(a)}$$

Skąd

$$\xi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \quad \text{..................(b)}$$

Odpowiednio do tego, naboje indukowane na powierzchni przewodnika i dielektryku określą tu równania:

$$dQ = \frac{K.\varepsilon}{4\pi}.ds \text{ (przewodnik) ....(c)}$$

$$dQ = K.\xi.ds \text{ (dielektryk) ....(d)}$$

Widać tu brak konsekwencji w układzie obu wzorów. W drugim brak dzielnika 4π, wskutek czego występuje on we wzorze na ξ, utrudniając orjentację. (Należało położyć:

$$\sigma_d = \frac{\xi.K}{4\pi}, \text{ analogicznie do } \sigma = \frac{\varepsilon.K}{4\pi}).$$

Nie mamy powodu trzymać się „kurczowo" utartych szlaków, skoro małe zmiany w ujęciu związków dają znacznie większą jasność w interpretacji i pozostaniemy przy podanych poprzednio relacjach (wzory 125, 126, 127 128).
Korzyści naszego sposobu ujęcia rzeczy będą zaraz widoczne. I tak:

W naszem ujęciu spółczynnik polaryzacji ξ jest liczbą zawsze mniejszą o jedność od stałej dielektrycznej ε.

Dla próżni ($\varepsilon = 1$), jest więc $\xi = 0$, znaczy to, że na ścianach eteru kosmicznego, traktowanego jako ośrodek ograniczony np. okładkami kondenzatora, nie powstają żadne naboje polaryzacyjne. Na ścianie ośrodka o stałej dielektrycznej ε powstanie nabój polaryzacyjny $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}$ razy taki, jak na takiej samej ścianie przewodnika umieszczonego w tym samym ośrodku. Gdy bowiem dla przewodnika jest $dQ_p = \frac{K.\varepsilon}{4\pi}.ds$, a

dla ośrodka jest $dQ_d = \frac{K.\xi}{4\pi}.ds$, to

$$\frac{dQ_d}{dQ_p} = \frac{\xi}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \quad \text{.............................. (132)}$$

Z wzoru tego wynika, że na ścianach dielektryku powstanie zawsze mniejszy nabój jak na ścianach przewodnika zanurzonego w tym dielektryku (w niezmienionem polu), bo

$$\xi < \varepsilon.$$

Pozatem z wzoru (132) widać, że nabój indukowany na przewodniku (Q_p) ma się tak do stałej dielektrycznej, jak się ma nabój polaryzacyjny na przylegającej ścianie dielektryku do jego spółczynnika polaryzacji

$$\frac{Q_p}{\varepsilon} = \frac{Q_d}{\xi} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (133)$$

Pamiętając, że

Spółczynnik polaryzacji ξ każdego ośrodka jest mniejszy o jedność od stałej dielektrycznej ε tego ośrodka,

możemy łatwo obliczyć, naboje polaryzacyjne w ośrodkach jednorodnych. Dla kondenzatora płaskiego np. wypiszemy wprost następujące wzory:

$$Q = Q_e + Q_d \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (134)$$

$$Q_e = \frac{1}{\varepsilon} \cdot Q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (135)$$

$$Q_d = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \cdot Q \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (136)$$

Relacje te określają zależności między nabojem na okładkach kondenzatora próżniowego (Q_e), nabojem polaryzacyjnym (Q_d) i nabojem kondenzatora z dielektrykiem (Q).

3. Prąd dielektryczny Maxwella.

W zapatrywaniach Clausiusa i Maxwella na rolę ośrodka niema na pierwszy rzut oka różnic zasadniczych. Oba też prowadzą analitycznie do zgodnych wyników. Koncepcja Maxwella ma jednakże tę wyższość, że stwarza podstawę do dalszych wniosków:

Przesunięcie naboji pozornych w dielektryku (sumarycznie równe Q_d) dokonuje się w o b r ę b i e każdej cząstki dielektryku. Odnośnie do całości (warstwy między okładkami) takie śródcząsteczkowe przesuwanie nabojów może być pojmowane jako prąd dielektryczny. Będzie on trwał tylko

przez czas trwania ładowania, względnie wyładowania kondenzatora, więc bardzo krótko, niemniej jednak wystąpić musi zawsze przy polaryzowaniu i depolaryzowaniu się dielektryka. Prąd taki różni się tylko tem od prądu w przewodnikach, że nie wytwarza ciepła Joule'a, musi jednak wywołać takie same działania magnetyczne, jak zwykły prąd galwaniczny.

Maxwell posunął się jeszcze dalej w tej niezwykle śmiałej i bardzo płodnej dla nauki koncepcji. Oto stworzył pomysł prądu dielektrycznego także w próżni (względnie w eterze kosmicznym) ! Wprawdzie eter nie może ulec polaryzacji, bo jest niematerjalny, jednakże doświadczenie poucza, że przy ładowaniu kondenzatora z dielektrykiem i bez tegoż zjawiska przebiegają w ten sam sposób, a zachodzą tylko r ó ż n i c e i l o ś c i o w e , zależne jedynie od stałej dielektrycznej ε. Gdy między okładki, pozostające pod napięciem U = const. i naelektryzowane nabojem Q_e wprowadzimy dielektryk, spływa na nie (ze źródła o napięciu U) nowy nabój Q_d, a równocześnie w dielektryku ujawni się przesunięcie czyli prąd dielektryczny, równoważny odpowiednio ruchowi naboju Q_d między okładkami. Przy załączeniu na napięcie U = const, kondenzatora pozbawionego dielektryku, spłynie na okładki nabój Q_e. Konsekwentnie do poprzedniego i z uwagi, że między działaniami w ośrodku jednorodnym a działaniem w eterze stwierdzamy doświadczalnie tylko różnice ilościowe, możemy przyjąć, że i teraz, gdy między okładkami miejsce medjum o stałej ε zajęło medjum o stałej $\varepsilon = 1$ (eter), ładowaniu okładek nabojem Q_e towarzyszyć musi również p r ą d e t e r o i d a l n y , odpowiadający przesunięciu Q_e w taki sam sposób, jak poprzednio prąd dielektryczny przesunięciu Q_d. Także więc w eterze zachodzić mogą działania równoważne prądom przewodników. Oczywiście i te nie wywołują powstania ciepła, muszą jednak wywołać działania magnetyczne, jesli mamy je identyfikować z prądem w przewodnikach.[1)]

---

1) Wytwarzanie ciepła nie jest atrybutem prądu. Przypisujemy je działaniu oporu, ten zaś może być zmniejszony w metalach (przez oziębienie) prawie do zera. (Patrz np. „Elektrizität in Metallen", Siebel 1922.).

Prądy eteroidalne nie mogą polegać na ruchu rzeczywistych ani pozornych naboji, albowiem w pustej przestrzeni (lub w eterze) niema ani materji ani elektryczności. Prądy eteroidalne możemy więc pojmować tylko jako powstawanie i zanikanie pola elektrycznego w eterze.

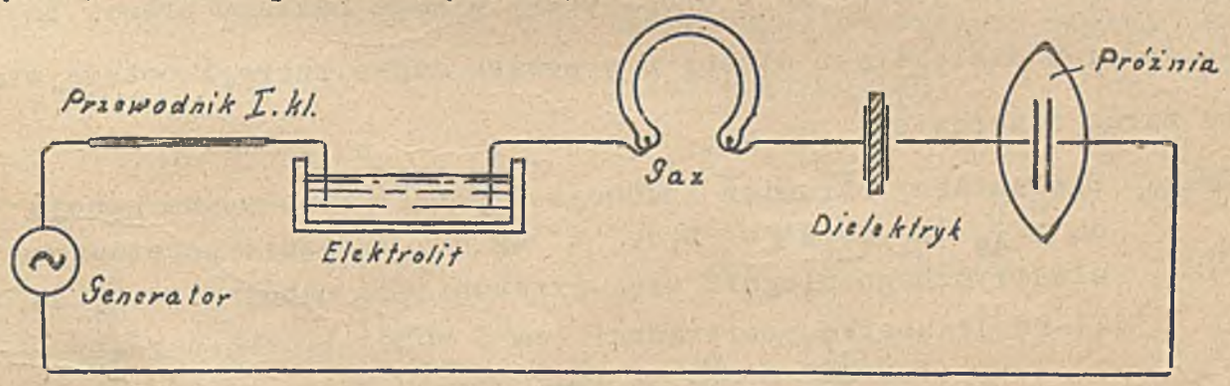
Prądy dielektryczne (polegające na rozsuwaniu naboji w dielektryku) i eteroidalne (polegające na powstawaniu i zanikaniu pola elektrycznego) nazywamy p r ą d a m i M a x w e l l a .

Przyjmując taką koncepcję, odnośnie do zmian zachodzących w dielektryku i w próżni, stajemy u podwalin sławnej t e o r j i M a x w e l l a .

Teorja Maxwella znalazła znakomite potwierdzenie w świetnych doświadczeniach Hertza. Możemy więc zgodzić się na następujące ogólne twierdzenia Maxwella:

Każdy prąd elektryczny musi mieć tor zamknięty

Tor ten może tworzyć łańcuch różnych przewodników I-szej klasy (metale, węgiel), II-giej klasy (elektrolity), gazów, wreszcie izolatorów czyli dielektryków, w końcu próżni (rys.104).



Rys.104.

W metalach prąd polega najprawdopodobniej na ruchu elektronów (atomów ujemnej elektryczności) w jedną stronę.

W elektrolitach prąd w istocie swej polega na ruchu jonów (cząstek materji obarczonych nabojami dodatniemi i ujemnemi) w dwie przeciwne strony.

W gazach (rozrzedzonych) prąd stanowi ruch elektronów (promienie katodowe) i ruch cząstek naładowanych dodatnio (promienie kanalikowe).

W dielektrykach prąd może być pojmowany jako ruch pozornych naboji

polaryzacyjnych (w obrębie poszczególnych cząstek).

W próżni prąd możemy pojmować jako powstawanie i zanikanie pola elektrycznego.

W zastosowaniu do rozważanego poprzednio kondenzatora i w związku z powyższem możemy dać następujące objaśnienie:

Załączenie okładek kondenzatora próżniowego na napięciu U = const, powoduje spływ na te okładki naboju Q_e (ze źródła o U = const). Spływowi temu towarzyszy krótkotrwały prąd Maxwellowski w próżni między okładkami (powstawanie pola elektrycznego).

Wprowadzenie między okładki dielektryku o stałej ε powoduje spływ na nie nowego naboju Q_d. Spływowi temu towarzyszy znów krótkotrwały prąd dielektryczny (przesunięcie naboji polaryzacyjnych w dielektryku - czyli przesunięcie dielektryczne).

Załączeniu więc kondenzatora z dielektrykiem towarzyszyć muszą oba prądy. Końcowym efektem tych prądów (po ustaniu tychże) jest: Ustalenie się między okładkami pola elektrycznego, oraz spolaryzowanie dielektryku tam umieszczonego. Tak jeden jak i drugi efekt wymaga nakładu pracy, bo zarówno w polu jak i w dielektryku mieści się pewien zapas energji potencjalnej, jak to zaraz dowiedziemy.

Uwaga: Elementarny strumień indukcji $d\Psi$ łączy dwa równe naboje $dQ = \frac{D}{4\pi} ds$, bo $d\Psi = D.ds = 4\pi . dQ$. W czasie powstawania pola elektrycznego ulegnie więc przesunięciu nabój $dQ = \frac{D}{4\pi} . ds$, czyli na jednostkę powierzchni (cm^2) nabój liczbowo równy

$$\frac{dQ}{ds} = \frac{D}{4\pi} = \frac{K.\varepsilon}{4\pi}$$

Stąd nazwa „p r z e s u n i ę c i e d i e l e k t r y c z n e" dla wielkości określonej relacją

$$\frac{K.\varepsilon}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (137)$$

którą wielu autorów oznacza tym samym symbolem co indukcję (D). Przy studjum elektrostatyki należy zwracać baczną uwagę na definicję wielkości D, widoczną zawsze z relacji między D i K, a więc czy położono, (jak tu)

$$D = K.\varepsilon \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (a)$$

czy też

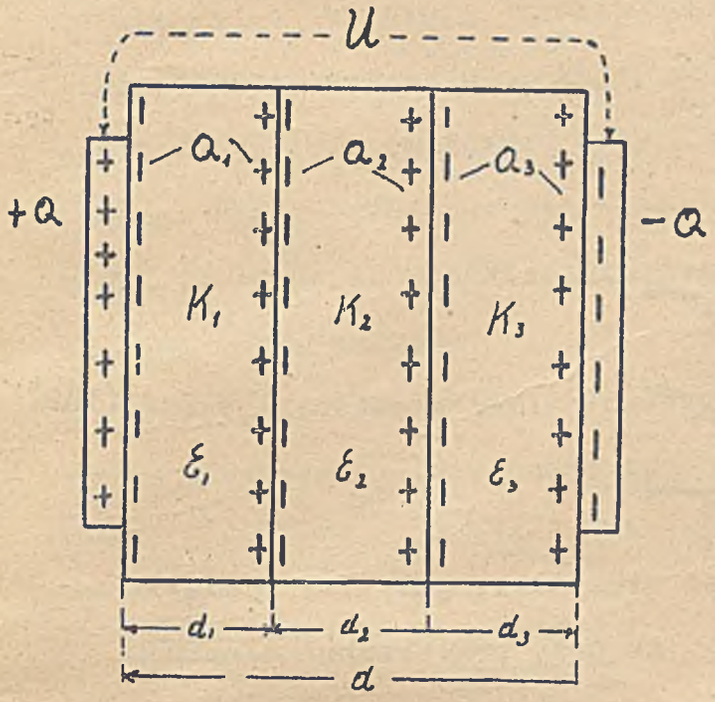
$$D = \frac{K.\varepsilon}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (b)$$

Sama nazwa D (i n d u k c j a , względnie p r z e s u n i ę c i e d i e l e k t r y c z n e) niczego nie dowodzi.

4. Wpływ dielektryku na natężenia pola elektr.

Natężenie pola elektrycznego K wewnątrz warstw różnych dielektryków, ułożonych równolegle między okładkami płaskiego kondenzatora o dostatecznie małej odległości „d" (Rys 105), jest odwrotnie proporcjonalne do stałej dielektrycznej ε tych dielektryków:

$$K_1 = \frac{D}{\varepsilon_1} \; , \quad K_2 = \frac{D}{\varepsilon_2} \; , \quad K_3 = \frac{D}{\varepsilon_3} \; .$$



Rys 105

Należy objaśnić, skąd się biorą te różnice w natężeniach wewnątrz dielektryków.

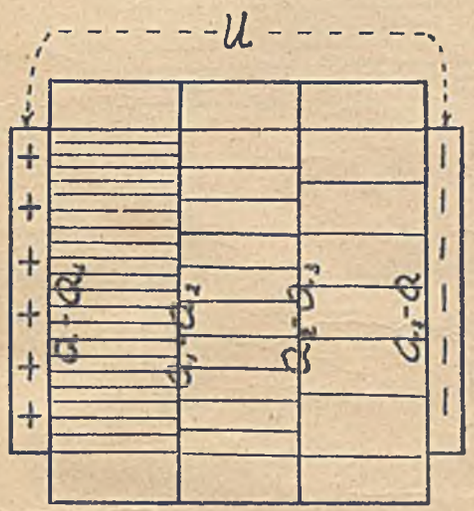
Natężenie w polu elektrostatycznem pochodzi od naboji elektrycznych. Poszczególne warstwy dielektryku umieszczone w polu wytworzonem przez naboje okładek, ulegną spolaryzowaniu.

Abstrahując od brzegów możemy napisać (według 128)

$$Q_1 = \frac{K_1 \cdot \xi_1}{4\pi} s$$

$$Q_2 = \frac{K_2 \cdot \xi_2}{4\pi} s \quad \ldots\ldots\ldots \quad (138)$$

$$Q_3 = \frac{K_3 \cdot \xi_3}{4\pi} s$$



Rys 106

Gdzie ξ_1 ξ_2 ξ_3 oznaczają spółczynniki polaryzacyjne poszczególnych dielektryków, a Q_1, Q_2, Q_3 naboje polaryzacyjne na ścianach poszczególnych warst dielektryków.

Odejmując naboje polaryzacyjne na styku każdych dwu warst, otrzymamy rozkład naboji w przestrzeni, uwidoczniony na rys.106 Obliczmy natężenie pochodzące od tych naboji posiłkując się wzorem

$$K_{\xi} = \frac{4\pi\sigma}{\xi}$$

i uwzględniając, że natężenie pochodzące od naboji polaryzacyjnych ma w każdej warstwie kierunek wprost przeciwny natężeniu, wytworzonemu przez naboje okładek, które wynosi

$$K_o = 4\pi\frac{Q}{s}$$

Należy więc położyć

$$K_1 = K_o - 4\pi\frac{Q_1}{s} = 4\pi\frac{Q - Q_1}{s}$$

$$K_2 = K_o - 4\pi\frac{Q_2}{s} = 4\pi\frac{Q - Q_2}{s} \qquad \text{(139)}$$

$$K_3 = K_o - 4\pi\frac{Q_3}{s} = 4\pi\frac{Q - Q_3}{s}$$

Natężenie w pierwszej warstwie jest więc takie jak przy powierzchni przewodnika o naboju $Q - Q_1$, w drugiej jak przy powierzchni o naboju $Q - Q_2$, a w trzeciej jak przy powierzchni o naboju $Q - Q_3$.

Wstawmy wartości za Q_1, Q_2, Q_3 według (138) i podstawmy

$$Q = \frac{K\cdot\epsilon}{4\pi}\cdot s = \frac{D}{4\pi}\cdot s$$

w grupie wzorów (139), to otrzymamy

$$K_1 = \frac{4\pi}{s}\left(\frac{D_o s}{4\pi} - \frac{K_1\xi_1}{4\pi}\cdot s\right) = D - K_1\xi_1$$

$$K_2 = \frac{4\pi}{s}\left(\frac{D_o s}{4\pi} - \frac{K_2\xi_2}{4\pi}\cdot s\right) = D - K_2\xi_2$$

$$K_3 = \frac{4\pi}{s}\left(\frac{D_o s}{4\pi} - \frac{K_3\xi_3}{4\pi}\cdot s\right) = D - K_3\xi_3$$

Skąd $K_1(\xi_1 + 1) = D$, lub $K_1 = \frac{D}{\epsilon_1}$

$K_2(\xi_2 + 1) = D$, lub $K_2 = \frac{D}{\epsilon_2}$

$K_3(\xi_3 + 1) = D$, lub $K_3 = \frac{D}{\epsilon_3}$

Powyższa analiza poucza, że zmiany natężeń w poszczególnych warstwach dielektryków są spowodowane powierzchniowemi nabojami polaryzacyjnemi tych dielektryków.

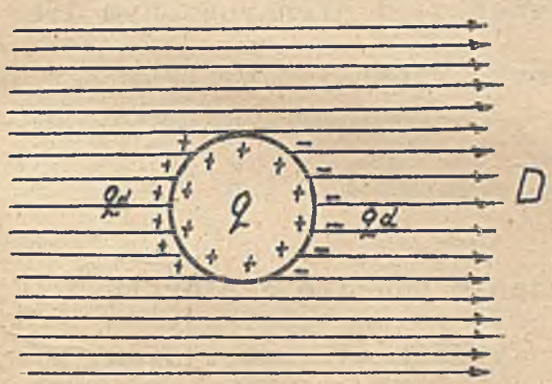
5 Natężenie pola (K) i indukcja (D) w dielektryku.

Natężenie pola K zdefinjowaliśmy (w Rozdziale V) jako stosunek

$$K = \frac{F}{q}$$

siły F działającej na próbny nabój q do ilości elektryczności tego naboju Ustalając tę definicję, mieliśmy na oku doświadczenie pomyślane z maleńkim przewodnikiem o naboju q, który umieszczony w badanym punkcie pola o natężeniu K, podlega działaniu siły F = K.q O kształt tego przewodnika (mieszczącego nabój próbny q) nie dbaliśmy, z doświadczenia i rozważań wiemy bowiem, że nabój na dostatecznie małym przewodniku np. kulistym można traktować jak nabój punktowy.

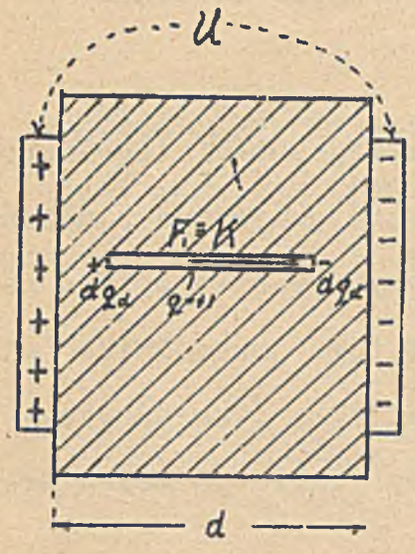
Gdyby chodziło o takie (choćby pomyślane tylko) doświadczenie w dielektryku, nastręczają się pewne trudności. Wyobraźmy sobie bowiem, że umieszczamy taką małą kuleczkę z nabojem q w dielektryku spolaryzowanym w kierunku strzałek D (rys.107) Kuleczka ta wyprze dielektryk z przestrzeni odpowiadającej objętości kuleczki, wskutek czego w zwartym poprzednio dielektryku powstanie ściana kulista Na ścianie tej wystąpią naboje polaryzacyjne $+q_d$ z lewej strony i $-q_d$ z prawej strony, zmieniając wielkość działania dynamicznego (F) wywieranego na kuleczkę z nabojem próbnym q (Patrz ustęp poprzedni).



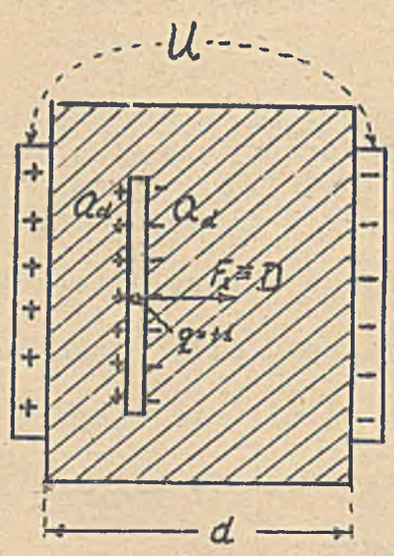
Rys 107

W próżni naboje polaryzacyjne nie wystąpią, bo próżnia nie zawiera elektryczności. Tam więc nabój kuleczki podlega tylko działaniu pierwotnego natężenia pola. Przy dostatecznie małym naboju i małej kuleczce, opisany pomiar wykonany w próżni da dobre wyniki, zaś wykonany w dielektryku da wyniki fałszywe. Błąd spowodują, jak widać z rys 108 naboje polaryzacyjne ($+q_d$ i $-q_d$) Wpływu tego możemy uniknąć w następujący sposób

W dielektryku wyżłabiamy podłużny kanalik wzdłuż rurki indukcji, przechodzącej przez punkt, którego natężenie pola K ma być zmierzone (rys 108)



Rys 108



Rys 109.

Wewnątrz tak utworzonego (pozbawionego dielektryku) kanalika o bardzo małym przekroju (ds) a dostatecznie wielkiej długości (l), natężenie pola K będzie (praktycznie) takie samo jak pierwotnie w nienaruszonym dielektryku. Umieszczając teraz w kanaliku kuleczkę z nabojem próbnym q = 1JES zmierzymy (w myśl wzoru F = K q) siłę

$$F_1 \equiv K$$

czyli natężenie jakie panowało pierwotnie w danym punkcie dielektryku. Cały ten pomiar należy sobie - oczywiście jedynie wyobrazić uskuteczniony w myśli. Niemniej jednak jest on nader pouczający.

Teoretycznie będzie $F_1 \equiv K$, gdy kanalik w którym pomieszczono nieskończenie mały nabój próbny (q) ma nieskończenie mały przekrój (ds), a skończoną (i dużą) długość (l) i gdy q jest nieskończenie małe.

Pomyślmy teraz, że prostopadle do rurek indukcji wyżłobiliśmy w dielektryku nieskończenie wąską szczelinę poprzeczną o możliwie dużej powierzchni (s) (Rys 109). Na odsłoniętych w ten sposób ścianach dielektryku powstaną dwa naboje polaryzacyjne + Q_d (z lewej strony) i - Q_d (z prawej strony) (patrz rys 109). Same te naboje wywołałyby w szczelinie natężenie

$$K_d = 4\pi\sigma_d, \text{ gdzie } \sigma_d = \frac{\zeta}{\varepsilon}$$

a σ_d oznacza gęstość naboju polaryzacyjnego na ścianach dielektryku. Gdyby zaś naboji tych nie było, działałoby w szczelinie natężenie takie same, jak było z dielektrykiem, bo zmianę wywołują właśnie tylko naboje polaryzacyjne.

Natężenie w szczelinie K_s pochodzi od obu tych działań i równa się ich sumie geometrycznej. Ponieważ Kd ma kierunek od + Q_d ku - Q_d, więc taki sam jak natężenie K = U/d, przeto możemy położyć

$$K_s = K + 4\pi\sigma_d$$

Jednakże w myśl (124) jest

$$4\pi\sigma_d = K\zeta$$

$$K_s = K + K\zeta$$

$$K_s = K(1 + \zeta)$$

$$K_s = K.\varepsilon = D$$

Z ostatniej równości widać że natężenie pola elektrycznego w p o p r z e c z n e j szczelinie dielektryku jest równe l i c z b o w o indukcji D.

Na nabój próbny q = +1 JES, umieszczony w takiej szczelinie poprzecznej (rys 109) działać będzie (w myśl wzoru F = K.q) siła

$$F_2 = K_w = D$$

Tak pomyślany pomiar indukcji D nazwiemy elektrodynamicznym. Oczywiście i to doświadczenie należy traktować idealnie jako pomyślane.

Reasumując, ustalamy następujące zasady, co do dynamicznego pomiaru natężenia K i indukcji D w dielektryku:

a) Celem <u>pomiaru natężenia K w dielektryku</u> należy (w myśli) wyżłobić nieskończenie cieńki, a długi kanalik wzdłuż linij indukcji i w kanalik ten wprowadzić nabój próbny jednostkowy q = + 1JES. Siła F_1 (w dynach) działająca na ten nabój jest równa liczbowo natężeniu pola K w JES w dielektryku.

b) Celem pomiaru indukcji D w dielektryku należy (w myśli) wyżłobić poprzecznie do linij indukcji, nieskończenie wąską szczelinę o dużej powierzchni (s) i w szczelinę tę wprowadzić nabój próbny jednostkowy $q = +1 \text{ JES}$. Siła F_2 (w dynach) działająca na ten nabój jest równa liczbowo indukcji D w dielektryku.

W obu przypadkach pomiar daje wartości dla punktów, w których umieszczano naboje próbne q.

W praktyce natężenie K mierzy się najczęściej pośrednio, przez pomiar napięcia z punktu do punktu, poczem K oblicza się z wzoru ogólnego

$$K = -\frac{dV}{dl}$$

Z relacji $$D = K \cdot \varepsilon$$

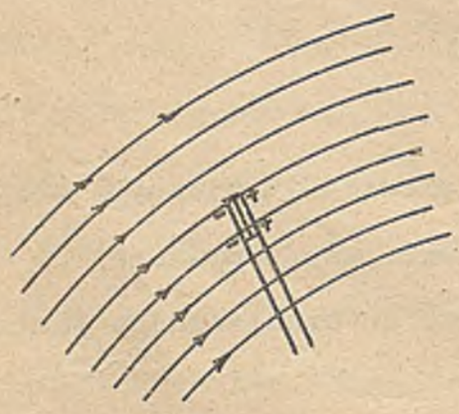
oblicza się następnie indukcję D.

Realny pomiar indukcji D w polu próżniowem lub z dielektrykiem ciekłym względnie gazowym, można sobie wyobrazić wykonany w następujący sposób:

Dwa małe krążki metalowe, umocowane na izolowanych trzonkach i zetknięte ze sobą, umieszczamy w polu elektr., którego D ma być ustalone, prostopadle do linij indukcji (Tory linij indukcji można ustalić przy pomocy odpowiednich substancyj sproszkowanych).

Na płytkach tych powstaną dwa równe naboje przeciwnych znaków (rys 110) t.j. -q (na lewej) i +q (na prawej) dla uwidocznionego na rys 110 kierunku linij indukcji. Naboje te będą określone wzorem

$$q = \frac{D \cdot s}{4\pi} \quad \text{skąd} \quad D = \frac{4\pi \cdot q}{s}$$



Rys 110

Wielkość naboju q można ustalić np. przy pomocy puszki Faradaya i bardzo czułego elektrometru. W tym celu należy w polu rozłączyć oba krążki i nie dotykając ich wzajemnie wydobyć je nazewnątrz pola. Wewnątrz dielektryków stałych taki pomiar jest oczywiście niewykonalny. Możnaby tylko utworzyć szczelinę poprzeczną w dielektryku i wprowadzić w nią krążki próbne, ale wtedy zmieniłyby się właściwości pola. Indukcję w dielektryku można więc tylko obliczyć.

6. Energja wewnętrzna dielektryku.

Spolaryzowane cząstki dielektryku p r z y c i ą g a j ą się wzajemnie wzdłuż torów linij indukcji (nie linij sił, te mogą mieć w ośrodkach niejednorodnych - np w kryształach - inne tory!) a odpychają się wzajemnie p r o s t o p a d l e do linij indukcji. Dielektryk poddany działaniu natężenia pola (K) i wskutek tego spolaryzowany [1], znajduje się w stanie pewnego rodzaju naprężenia elastycznego, analogicznego do naprężenia ciała elastycznego, poddanego podłużnie c i ś n i e n i u (przyciąganie cząstek naelektryzowanych), a poprzecznie c i ą g n i e n i u (odpychanie cząstek naelektryzowanych).

W próżni działanie takie przenieść musimy na eter (rurki sił), (tory rurek indukcji i rurek sił są tu identyczne).

Takiemu stanowi dielektryku i przenikającemu go eteru (naprężenie elastyczne) musi towarzyszyć nagromadzenie energji potencjalnej (W), podobnie jak w naprężonem ciele elastycznem.

Obliczmy zapas tej energji w kondenzatorze z dielektrykiem.

Energja kondenzatora o napięciu U i naboju Q jest

$$W = \frac{1}{2} U.Q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (140)$$

Jednakże według (121) możemy położyć

$$Q = Q_e + Q_d,$$

zatem

$$W = \frac{1}{2} U.Q_e + \frac{1}{2} U.Q_d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (141)$$

Oznaczmy

$$W_e = \frac{1}{2} U.Q_e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (142)$$

$$W_d = \frac{1}{2} U.Q_d \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (143)$$

---

1) Stąd nazwy na K „siła polaryzująca" lub „siła elektryzująca" (bo polaryzacja polega na elektryzowaniu cząstek) używane przez niektórych autorów. Nie wprowadzam tu tych nazw, bo łatwo mogłyby wywołać nieporozumienie, a mianowicie nasunąć fałszywe przypuszczenia, że siła elektryzująca, czy polaryzująca jest czemś różnem od natężenia K.

To W_e przedstawi energję nagromadzoną w eterze przenikającym dielektryk, a W_d energję nagromadzoną w dielektryku.

Uwzględniając zależności podane poprzednio, otrzymamy

$$W = \frac{1}{2} U.Q \qquad (144)$$

$$W_e = \frac{1}{2\varepsilon} U.Q = \frac{1}{\varepsilon} W \qquad (145)$$

$$W_d = \frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon} U.Q = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon} W \qquad (146)$$

Źródło doprowadzając kondenzator do napięcia U i udzielając okładkom naboju Q, dostarczy mu energję równą W. Energja ta zużyje się w ilości W_e na wytworzenie pola elektrycznego w eterze (naprężenie elastyczne eteru), a w ilości W_d na spolaryzowanie dielektryku (rozsunięcie naboji cząsteczkowych). Suma obu tych energji jest równa W.

$$W = W_e + W_d \qquad (147)$$

Załączmy kondenzator zawierający dielektryk na źródło prądu o napięciu U = const. Po naładowaniu, całkowita jego energja jest W. Gdy wyciągniemy dielektryk z pomiędzy okładek, energja zmniejszy się do wartości W_e (energja samego eteru). Przy wyciąganiu dielektryk się depolaryzuje, oddając swą energję W_d z powrotem do źródła. Z kondenzatora odpłynie do źródła nabój Q_d a pozostanie na okładkach Q_e. Jednakże przy U = const, odprowadzenie naboju Q_d jest równoważne pracy $A = U.Q_d$. Do źródła odeszło więc dwa razy więcej energji, niż jej dostarczył zdepolaryzowany dielektryk. Wynika z tego, że przy wyciąganiu dielektryku musi być wykonaną jeszcze praca zewnętrzna $A = \frac{1}{2} U.Q_d$. Taką pracę mechaniczną wykonamy też wyciągając z pola dielektryk wbrew działaniu przyciągającemu, wywieranemu wzajemnie na siebie przez naboje na okładkach i na dielektryku. Przy wprowadzeniu dielektryku w pole, praca ta będzie zyskiem (wciąganie dielektryku) pokrytym energją źródła, które przy U = const wykona przy wprowadzaniu dielektryku pracę równą (dla U = const) $A = U.Q_d$ (polaryzowanie i wciąganie dielektryku).

Załóżmy teraz, że napięcie źródła U, załączonego na kondenzator, będzie ulegać zmianom w czasie. Zwiększeniu tego napięcia musi odpowiadać

powiększenie zapasu energji W, zmniejszeniu U zmniejszenie zapasu tej energji. Przy zmianach napięcia musi się więc odbywać pulsowanie energji między źródłem a kondenzatorem. Pulsowaniu takiemu towarzyszyć będą prądy elektryczne (ładowanie i wyładowanie okładek) oraz prądy Maxwella (naprężanie i odprężanie eteru, oraz polaryzacja i depolaryzacja dielektryku) dopełniające tamte (ruchy naboji) do zamkniętego koła.

Jest to zasada Maxwella wyrażona poprzednio twierdzeniem, że prądy o t w a r t e nie istnieją.

Z poprzedniego wynika druga równie ważna zasada Maxwella:

Energja układu elektrostatycznego, mieści się nie w nabojach elektrycznych lub w przewodnikach, lecz w eterze i dielektryku, czyli łącznie w przestrzeni nazwanej polem elektrostatycznem.

Wyniku takiego należało oczekiwać, albowiem wewnątrz przewodników naelektryzowanych dowolnie, jest (w przypadku statycznym) natężenie pola równe zeru.

7.Komórki energietyczne.

Energja potencjalna W pola o jednorodnym dielektryku rozłoży się przestrzennie na wszystkie części pola.

W myśl (65) energja zawarta w objętości dv przestrzeni pola określa wzór

$$dW = \varepsilon \cdot \frac{K^2}{8\pi} \cdot dv$$

Zgodnie z (144, 145, i 146) możemy i tu położyć

$$dW_e = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \varepsilon \frac{K^2}{8\pi} \cdot dv = \frac{K^2}{8\pi} dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (148)$$

$$dW_d = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \cdot \varepsilon \frac{K^2}{8\pi} \cdot dv = (\varepsilon - 1) \cdot \frac{K^2}{8\pi} \cdot dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (149)$$

$$dW = dW_e + dW_d = \varepsilon \cdot \frac{K^2}{8\pi} \cdot dv \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (150)$$

Wzór 148 określa energję mieszczącą się w objętości dv eteru, wzór 149 określa ilość energji mieszczącej się w objętości dv samego dielektryku (bez eteru), wzór 150 określa energję całkowitą (łącznie eteru i dielektryku). Wstawiając K w JES a v w cm^3, otrzymamy W w dżaulach.

W polu jednostajnem (np. płaskiego kondenzatora) przypadnie wszędzie na jednostkę objętości (1 cm^3) jednakowa ilość energji W_{cm^3}. Obliczymy ją dzieląc W przez objętość v przestrzeni objętej polem (jednostajnemi).

W przypadku kondenzatora płaskiego o powierzchni jednostronnej okładki s (cm^2) i odległości równoległych okładek d (cm), będzie

$$W_{cm^3} = \frac{1}{2}\frac{U.Q}{v} = \frac{1}{2}\frac{U.Q}{d.s}$$

Jednkaże $U/d = K$, a $Q/s = \sigma = \frac{D}{4\pi}$, zatem

$$W_{cm^3} = \frac{1}{8\pi} K D = \frac{\varepsilon}{8\pi}.K^2 = \frac{1}{8\pi.\varepsilon}.D^2 \qquad \text{(151)}$$

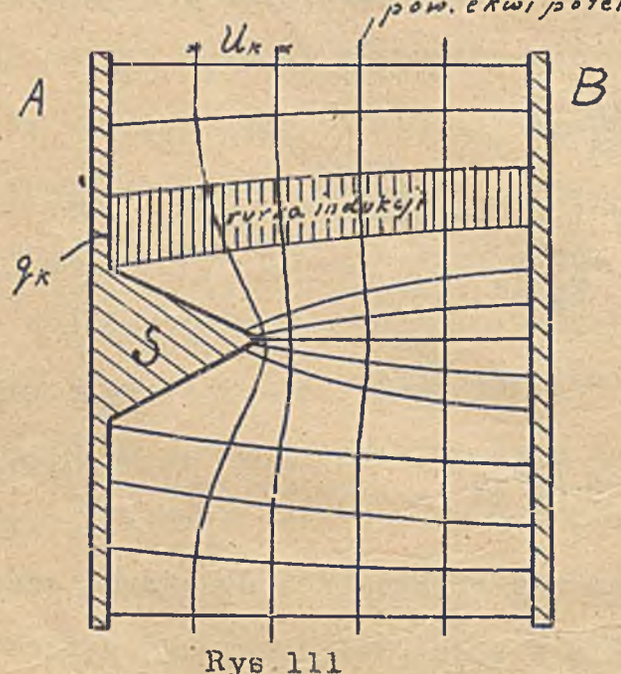
Jak widać, wzory te pokrywają się najzupełniej z podanemi powyżej i przeliczonemi na 1 cm^3 dla kondenzatora płaskiego (o bardzo małem d!).

Uwaga: W wielu podręcznikach określono mylnie energję dielektryku wzorem

$$W_{cm^2} = \frac{1}{8\pi} K.D = \frac{\varepsilon}{8\pi} K^2$$

Wzór ten - jak widać z powyższego - określa całkowitą energję 1 cm^3 pola jednostajnego (łącznie eteru i dielektryku) a nie samego dielektryku.

W przypadku pola niejednostajnego, dobry przegląd rozmieszczenia przestrzennego energji w polu daje obraz uzyskany z pomocą wyznaczenia rurek indukcji i powierzchni ekwipotencjalnych (rys 111). Wyznaczając rurki indukcji D z uwzględnieniem gęstości linij i powierzchnie ekwipotencjalne w odstępach odpowiadających jednakowym różnicom potencjałów, otrzymamy podział pola na k o m ó r k i energietyczne o jednakowej energji (dielektryk jednorodny, kryształy wykluczone). Energja każdej komórki będzie równa



Rys 111

$$W_k = \frac{1}{2} q_k U_k \qquad \text{(152)}$$

gdzie q_k odpowiada nabojowi indukowanemu na ścianie komórki, leżącej na płaszczyźnie ekwipotencjalnej, a U_k równa się różnicy potencjałów, odgraniczających każdą komórkę ścian.

Wyznaczając rurki indukcji (na rys.111 jedna zakreskowana) tak, aby ograniczały na powierzchni przewodników A-B wszędzie elementy powierzchni o równych nabojach q_k i wyznaczając powierzchnie ekwipotencjalne tak, aby odstępy między niemi odpowiadały równym różnicom potencjałów, otrzymamy komórki o równej zawartości energji. Z wzoru (150) widać, że:

Łączne naprężenie elastyczne w eterze i dielektryku jest proporcjonalne do pierwiastka energji zawartej na jednostkę objętości.

$$K = \sqrt{\frac{8\pi}{\varepsilon} \cdot \frac{dW}{dv}} = \varkappa \cdot \sqrt{\frac{dW}{dv}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (153)$$

$(K^2 = \frac{8\pi}{\varepsilon} \frac{dW}{dv})$, i jak wykazuje doświadczenie nie może osiągnąć dowolnie dużych wartości.

Po przekroczeniu granicy w y t r z y m a ł o ś c i e l e k t r y c z n e j dielektryku, względnie próżni, spowoduje ono zmiażdżenie komórki (przebicie warstwy między elektrodami).

Najbardziej na takie mechaniczne zniszczenie będą narażone komórki energietyczne n a j m n i e j s z e, bo przy równej zawartości energji w każdej komórce wypada w nich największa ilość energji na jednostkę objętości. Jak widać, zagraża to najwięcej komórkom przy ostrzu S (rys.111). Tam też - jak uczy doświadczenie - nastąpi przebicie, torując drogę dla łuku elektrycznego, gdy przewodniki A i B pozostaną mimo przebicia połączone ze źródłem prądu. Łuk elektryczny może transportować w kanał wyrwany w dielektryku ogromne ilości energji. (Wysoka wartość U, duże ilości przenoszonej elektryczności po łuku).

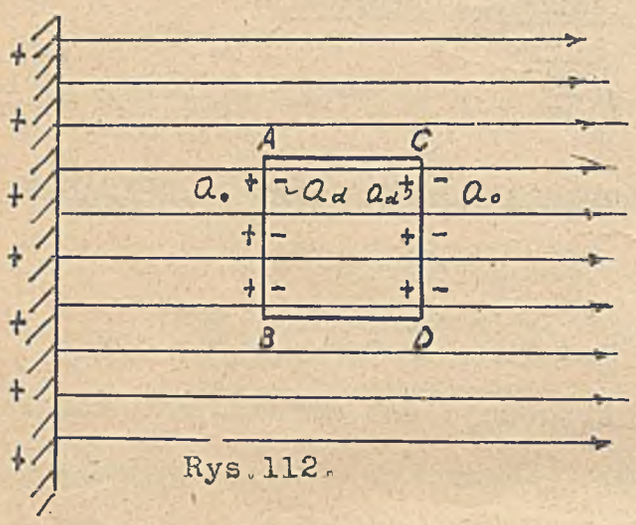
Masy ciepła (Joule'a) powstające przy tem wewnątrz kanału dokonają więc dalszego zniszczenia.

Przy silnych źródłach prądu, zdolnych dostarczyć odpowiednich mas energji, zniszczenie zapoczątkowane przebiciem dokona się eksplozywnie zagrażając otoczeniu.

Także w dielektrykach ciekłych powstać mogą takiego rodzaju przebicia powodujące tworzenie się gazów. (Eksplozje w zbiornikach olejowych transformatorów)

8 Działania dynamiczne wywierane na dielektryk w polu elektrycznem

Dielektryk wstawiony w pole elektr. ulega spolaryzowaniu. Na ścianie dielektryku, o stałej ε_d, ku której zwrócone są l i n j e i n d u k c j i, powstaje nabój polaryzacyjny Q_d ujemny, po przeciwnej stronie nabój polaryzacyjny dodatni (rys.112). Gdy przestrzeń, w której znajduje się pole elektr. wypełnione jest jednorodnym o ś r o d k i e m o stałej $\varepsilon_o > 1$ powstaną naboje polaryzacyjne (Q_o), także na ścianach tego ośrodka, przylegających do ścian dielektryku (patrz rys.112). Naboje polaryzacyjne na ścianach ośrodka będą mieć znaki przeciwne, niż naboje polaryzacyjne na ścianach dielektryku.



Rys.112.

Na (prostopadłych) ścianach stykowych AB i CD ujawni się więc „ n a b ó j s t y k o w y " Q_s, równy różnicy naboji polaryzacyjnych, zindukowanych po obu stronach styku

$$Q_s = Q_o - Q_d$$

Nabój stykowy Q_s będzie dodatni, gdy

$$Q_o > Q_d,$$

względnie ujemny, gdy

$$Q_o < Q_d.$$

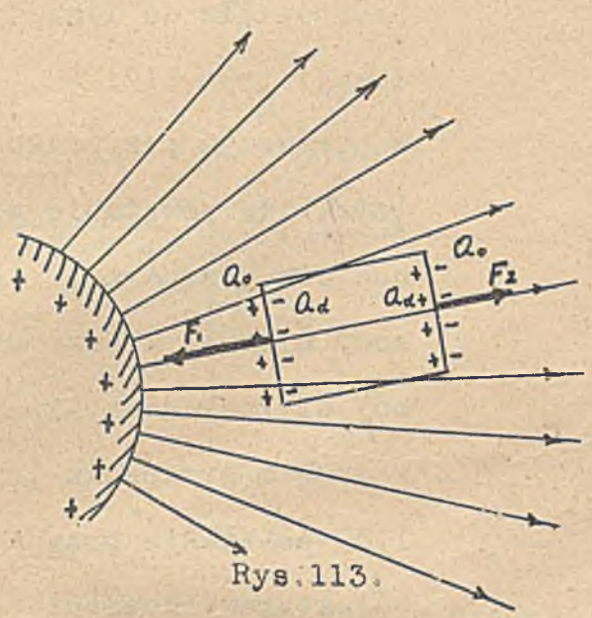
W pierwszym przypadku, na styk (a raczej na nabój stykowy dodatni) działać będzie siła w kierunku strzałek linij sił (względnie, w ośrodku jednorodnym, w kierunku linij indukcji); w drugim, siła ta będzie mieć kierunek diametralnie przeciwny do poprzedniego (bo nabój stykowy jest „-")

W przypadku, gdy dielektryk znajduje się w polu jednostajnem (rys.112) siły te nie spowodują żadnego ruchu. Działają bowiem na obu stykach w dwie przeciwne strony (gdy jeden nabój stykowy jest dodatni, drugi musi być ujemny) i są sobie równe.

W przypadku jednak, gdy dielektryk umieścimy w polu niejednostajnem, (rys 113), działania dynamiczne, wywierane przez pole na naboje stykowe ujawniające się po obu stronach dielektryku, nie będą równe i mogą spowodować ruch w jedną lub drugą stronę. I tak, gdy nabój stykowy

$$Q_s = Q_o - Q_d$$

będzie ujemny, t.zn. gdy $Q_d > Q_o$, czyli gdy $\varepsilon_d > \varepsilon_o$, dielektryk będzie wciągany ku miejscu w polu, gdzie natężenie pola (K), względnie indukcja (D) są większe, czyli ku miejscom gdzie gęstość linij elektr. jest większa. Gdy zaś nabój stykowy $Q_s = Q_o - Q_d$ będzie d o d a t n i, t.zn., gdy $Q_d < Q_o$, czyli gdy $\varepsilon_d < \varepsilon_o$, dielektryk będzie wypychany w polu ku miejscom o małych wartościach K względnie D, czyli ku miejscom, gdzie gęstość linij elektr. jest mała.

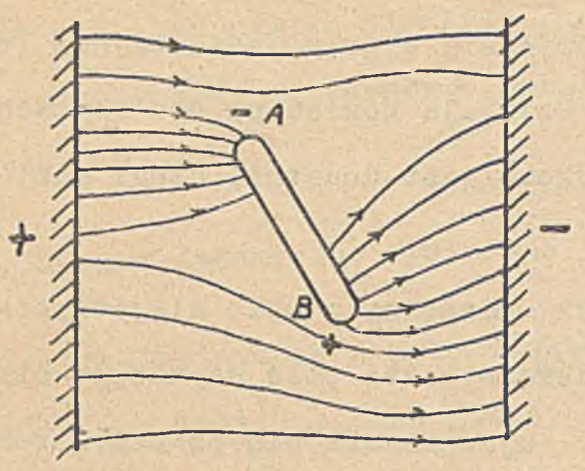


Rys.113.

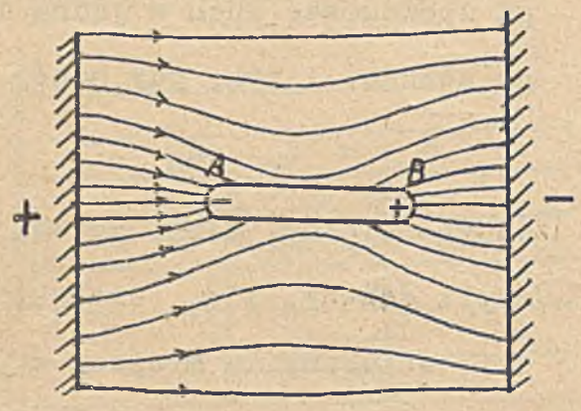
Przykład: Kulka szklana o $\varepsilon = 2$, umieszczona w polu elektrycznem naelektryzowanego przewodnika, <u>w powietrzu</u> ($\varepsilon \cong 1$) <u>będzie ku niemu przyciągana</u>.

Gdy zaś cały ten układ umieścimy w oliwie o stałej $\varepsilon = 3$, kulka szklana <u>będzie odpychana od przewodnika</u>.

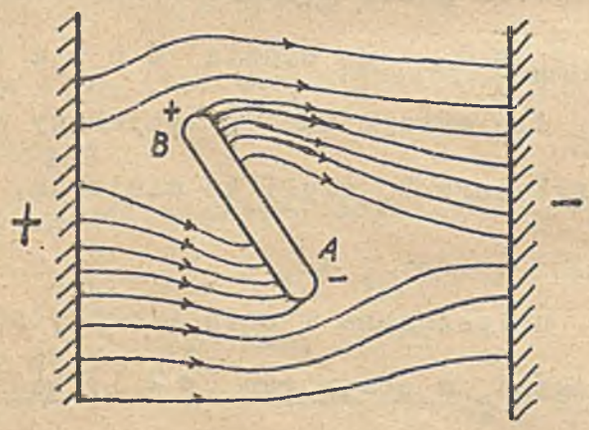
Wpływ naboji polaryzacyjnych ośrodka na działanie dynamiczne, wywierane w polu elektr. na dielektryk (a właściwie warstwy stykowe tegoż), wyjaśnia ten fakt znany z doświadczeń, że podłużny dielektryk o stałej dielektrycznej (ε_d) większej od stałej ośrodka (ε_o), ustawia się



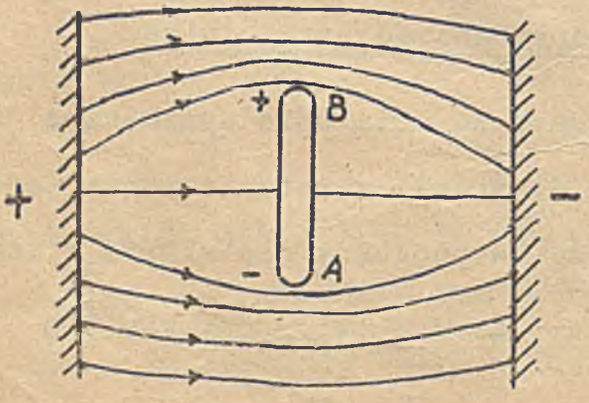
Rys 114



Rys.115.



Rys 116.



Rys 117

p o d ł u ż n i e do linij indukcji (rys.115). Gdy zaś stała (ε_d) tego dielektryku będzie mniejsza od stałej ośrodka (ε_o), przyjmie on położenie prostopadłe do linij indukcji (rys.117)

W pierwszym przypadku (rys.114) powstanie mianowicie przy A nabój stykowy ujemny, a przy B nabój stykowy dodatni.

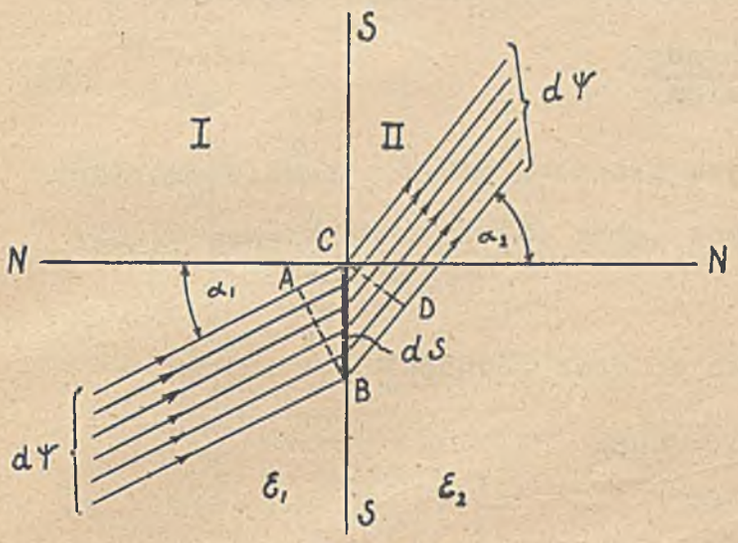
W drugim przypadku (rys. 116) powstanie przy A nabój stykowy dodatni, a przy B nabój stykowy ujemny.

Wytworzone wskutek tego deformacje pierwotnego pola elektrycznego, uwidocznione na rys.114 i 116, są tego rodzaju, że wywołują podane powyżej działania i spowodują różnice w ustawieniu się dielektryku.

9. Załamanie linij elektrycznych w dielektrykach.

Linje elektryczne ulegają przy przejściu z jednego ośrodka (o stałej ε_1) do drugiego ośrodka (o stałej ε_2) załamaniu.

Związki jakie przy takiem załamaniu linij zachodzą można najprościej ująć w następujący sposób. Niech S - S (rys. 118) oznacza powierzchnię graniczną między dielektrykiem o stałej ε_1 i stałej ε_2. Przypuśćmy, że przez element powierzchni S - S (ds) przechodzi wiązka linij i n d u k c j i $d\Psi$ z ośrodka I (o stałej ε_1) do ośrodka II (o stałej ε_2). Wiązka ta ($d\Psi$) niech będzie odchylona od normalnej N - N wystawionej w ds o kąt α_1 w ośrodku I, a o kąt α_2 w ośrodku II.



Rys. 118.

Ponieważ w dielektrykach niema żadnych naboji wolnych (tylko pozorne), to w myśl prawa Gaussa wiązka $d\Psi$ musi zawierać po jednej i drugiej stronie S - S tę samą ilość linij indukcji.

Oznacza D_1 gęstość linij wiązki w ośrodku I, a D_2 gęstość linij w ośrodku II, to (w myśl określenia pojęcia gęstości) jest

$$d\Psi = D_1 . ds . \cos\alpha_1 = D_2 . ds . \cos\alpha_2$$

czyli

$$D_1 \cos\alpha_1 = D_2 . \cos\alpha_2$$

lub

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{\cos\alpha_2}{\cos\alpha_1} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (154)$$

Indukcje (D_1, D_2) w warstwach dwu stykających się dielektryków są odwrotnie proporcjonalne do cosinusów kątów (α_1, α_2) odchylenia wiązki Ψ od normalnej (N - N).

W ośrodkach jednorodnych natężenie pola K ma zawsze ten sam kierunek co indukcja D, a między obu temi wielkościami istnieje związek

$$D = \varepsilon K$$

W ośrodku I natężenie K_1 ma zatem kierunek linij strumienia $d\Psi$, czyli jest odchylone od normalnej N - N o kąt α_1, a w ośrodku II natężenie K_2 jest odchylone od N - N o kąt α_2. Składowe równoległe do S - S obu tych natężeń muszą być sobie równe, bo w styku S - S jest tylko jedno natężenie K, zatem

$$K_1 \sin\alpha_1 = K_2 \sin\alpha_2$$

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\sin\alpha_2}{\sin\alpha_1} \qquad (155)$$

Natężenia (K_1, K_2) w warstwach dwu graniczących z sobą dielektryków są odwrotnie proporcjonalne do sinusów kątów (α_1, α_2) odchylenia wiązki Ψ od normalnej (N - N).

Wstawiając w (154) powyższą relację, oraz równości

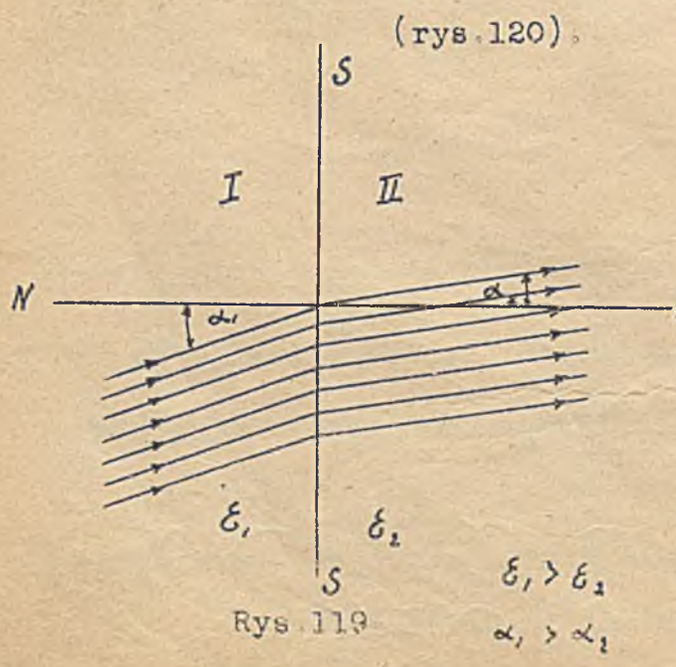
$$D_1 = K_1\varepsilon_1, \qquad D_2 = K_2\varepsilon_2$$

otrzymamy

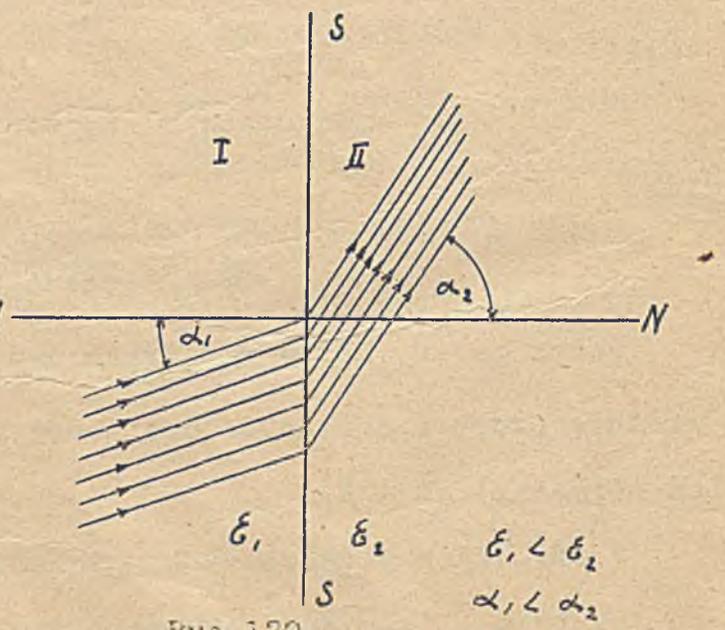
$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \qquad (156)$$

<u>Tangensy kątów padania linij sił i linij indukcji mają się do siebie (w jednorodnych ośrodkach) tak, jak stałe dielektryczne graniczących ze sobą ośrodków.</u>

Przykład 1. Gdy $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, musi być $\operatorname{tg}\alpha_1 > \operatorname{tg}\alpha_2$, czyli $\alpha_1 > \alpha_2$ (rys.119). Gdy $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, musi być $\operatorname{tg}\alpha_1 < \operatorname{tg}\alpha_2$, czyli $\alpha_1 < \alpha_2$ (rys.120).



Rys.119

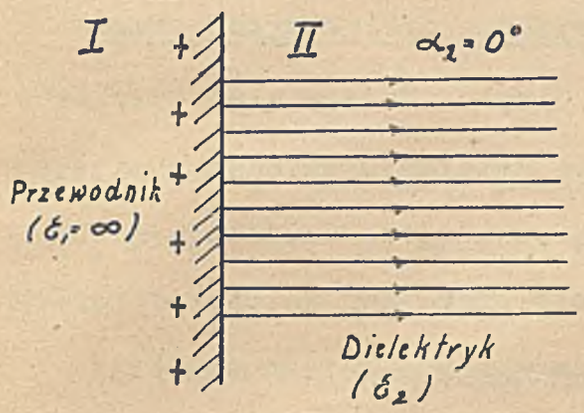


Rys.120

Stałą dielektryczną przewodników możemy przyjąć równą ∞. Kładąc $\varepsilon_1 = \infty$, otrzymamy przy dowolnej wartości α_1, wartość $\alpha_2 = 0^\circ$ bo $\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{tg}\alpha_1$ a przy $\varepsilon_1 = 0$ jest $\operatorname{tg}\alpha_2 = 0$ więc i $\alpha_2 = 0$. Zatem:

Z przewodników linje sił i linje indukcji wychodzą prostopadle do powierzchni (rys.121)

Z powyższego wynikają następujące wnioski:



Rys.121

a) Strumień linij indukcji (Ψ) wnikając pod kątem α_1 z ośrodka I o stałej dielektrycznej ε_1 do ośrodka II o stałej ε_2 m n i e j s z e j od ε_1, doznaje załamania w ten sposób, że kąt α_2 i indukcja D_2 są w dielektryku II m n i e j s z e niż w I (rys.119).

b) Strumień linij indukcji (Ψ) wnikając pod kątem α_1 z ośrodka I o stałej dielektrycznej ε_1 do ośrodka II o stałej ε_2 w i ę k s z e j od ε_1, doznaje załamania w ten sposób, że kąt α_2 i indukcja D_2 są w dielektryku II w i ę k s z e niż w I (rys.120).

c) Z przewodnika linje indukcji wychodzą prostopadle (rys.121).

10 Nabój szczątkowy

Dielektryk poddany natężeniu pola (K) ulega spolaryzowaniu. Powstają w nim mianowicie dwa równe naboje polaryzacyjne przeciwnych znaków ($+Q_d$ i $-Q_d$).

Doświadczenie poucza, że naboje te nie znikną zupełnie i momentalnie z chwilą ustania działania natężenia pola (K). Część naboju polaryzacyjnego pozostanie także po zniknięciu pola, które ten nabój zindukowało. Pozostałość taką nazywamy n a b o j e m s z c z ą t k o w y m .

Nabój szczątkowy zanika w dielektryku stopniowo, dopiero po pewnym przeciągu czasu.

Tem tłumaczy się fakt, że po chwilowem zwarciu kondensatora i usunięciu

tego zwarcia, kondenzator (zawierający dielektryk) wykaże jeszcze pewien (mały) nabój szczątkowy.

Nabój szczątkowy można usunąć przez ładowanie i wyładowanie (kondenzatora) naprzemian w przeciwnych kierunkach. Zanika on także przy podgrzaniu dielektryku.

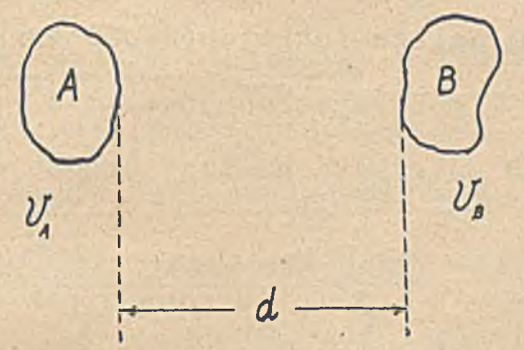
Przy zmiennej polaryzacji (kondenzator załączony w obwód prądu zmiennego) nabój szczątkowy (pozostający po każdem wyładowaniu) powoduje powstanie s t r a t d i e l e k t r y c z n y c h, wywołanych ciągłem zobojętnianiem naboji szczątkowych. Zmienna polaryzacja dielektryku wymaga więc nakładu pracy. Praca ta zamienia się na ciepło. Należy więc oczekiwać, że w dielektryku (np w kondenzatorze) poddanym działaniu zmiennego natężenia K (więc gdy np. okładki kondenzatora połączone są ze źródłem prądu zmiennego) powstanie ciepło. Doświadczenie potwierdza ten wniosek w zupełności (kondenzatory sporządzone z dielektryków nawet o bardzo wysokiej izolacyjności grzeją się).

Uwaga: Pozatem izolacyjność warstwy między okładkami nie jest idealna, lecz ma tylko pewien skończony opór (omowy). Przy wysokich napięciach płynie więc przez dielektryk prąd (galwaniczny), jednakże tak mały, że ciepło przez niego wytworzone nie wchodzi w rachubę)

XI. ZASADY WYTRZYMAŁOŚCI ELEKTRYCZNEJ.

1 Wyładowania elektryczne.

Doświadczenie poucza, że różnica potencjału, czyli napięcie (U) między dwoma naelektryzowanemi przewodnikami (A i B, rys.122) nie może przybrać dowolnie wielkiej wartości.



Rys 122

Powiększając wartość U_{AB} przy stałym odstępie (d) obu naelektryzowanych przewodników (A i B) np w powietrzu zauważymy szereg zjawisk, którym towarzyszy u p ł y w czyli wyładowanie elektryczności zgromadzonej na obu tych przewodnikach.

Można rozróżnić następujące fazy tych wyładowań:

1) Wyładowania c i e m n e . Ujawniają się jako pierwsze stadjum upływu elektryczności i manifestują się, po za ubytkiem ilości elektryczności na obu przewodnikach, także subtelnym ruchem powietrza, oraz (w dalszych, silniejszych stadjach), charakterystycznym szmerem.

2) Wyładowania j a r z ą c e . Powstają przy dalszem podwyższaniu napięcia w postaci aureoli świetlnej, widocznej w ciemności i przechodzącej w stadjum końcowem w smugi i snopy świecące.

3) Wyładowania i s k r o w e . Po osiągnięciu pewnej maxymalnej wartości napięcia U następuje między przewodnikami A i B gwałtowny ruch elektryczności w postaci iskry lub snopu iskier, połączony z całym szeregiem objawów, a mianowicie akustycznych (trzask), optycznych (światło) chemicznych (produkcja związków chem.), termicznych (ogrzanie otaczającego ośrodka), mechanicznych (przebicie warstwy izolacyjnej wstawionej między przewodniki)

Gdy pierwsze dwa rodzaje wyładowań mogą być niepożądane ze względu na s t r a t y e n e r g j i elektrycznej (np w urządzeniach na wysokie na-

pięcia), to trzeci rodzaj, wyładowania iskrowe, muszą być traktowane jako objawy niebezpieczne dla całości takich urządzeń elektrycznych, służących do produkcji, przenoszenia i zużytkowania energji elektrycznej, w których nie chodzi o wyzyskanie objawów towarzyszących wyładowaniom iskrowym.

Wyładowanie iskrowe może bowiem spowodować nietylko przebicie izolacji ważnych części składowych tych urządzeń (np. uzwojenia maszyn elektr., izolatorów i t.p.), uniemożliwiając tem samem dalsze funkcjonowanie tych urządzeń, lecz także w odpowiednich warunkach - może wywołać powstanie ł u k u e l e k t r y c z n e g o, zdolnego zniszczyć na swej drodze cały otaczający ośrodek.

Łuk elektr. możemy traktować jako p o m o s t utworzony z rozżarzonych cząstek materji. Pomost taki może przetransportować (przy wielkich źródłach prądu) olbrzymie ilości elektryczności, w czasie drobnych ułamków sekundy, zużywając tem samem wielkie ilości energji elektr., przemieniającej się w łuku na ciepło. Wysokiej temperaturze jaka powstaje na torze łuku nie oprze się żaden materjał, ulegając stopieniu, zwęgleniu, względnie zamianie w parę (łuk w ośrodkach płynnych). Silny łuk elektryczny może wywołać eksplozję, zagrażając tem samem bezpieczeństwu całego otoczenia.

Wyładowania ciemne i jarzące ułatwiają powstanie wyładowań iskrowych (jonizacja gazów), nie mogą więc być i z tego względu traktowane obojętnie. Tu jednakże zajmiemy się jedynie wyładowaniami iskrowemi z ogólnego punktu widzenia.

2. Wyładowania iskrowe.

Wyładowania iskrowe zależą w pierwszym rzędzie od napięcia (U) i od odstępu (d) obu elektrod naelektryzowanych. Im większy odstęp (d) tem większego potrzeba napięcia (U) do przebicia warstwy izolacji (w niezmienionych innych warunkach).

Pozatem jednakże zależy wyładowanie iskrowe od całego szeregu dalszych warunków z których wymienimy następujące najważniejsze:

a) Rodzaj ośrodka przedzielającego elektrody. Przy równych warunkach przebicie zwykłego szkła nastąpi przy niższem napięciu jak przebicie miki (łyszczku).

b) Kształt elektrod. Do przebicia tej samej izolacji między elektrodami kulistemi potrzeba wyższego napięcia niż przy zastosowaniu elektrod płaskich (działanie brzegów).

c) Temperatura otoczenia. W temperaturach wyższych przebicie wystąpi przy niższych napięciach.

d) Zdolność jonizacyjna ośrodka. Jonizowanie ośrodka ułatwia przebicie.

e) Zdolność elektrolityczna. Elektroliza ośrodka powoduje zmiany chemiczne, które mogą ułatwić rozbrojenie.

f) Przewodnictwo ośrodka. Przewodnictwo ułatwia przebicie.

g) Czas trwania działania napięcia. Doświadczenia wykazują, że przy stałem napięciu może przebicie powstać dopiero po pewnym przeciągu czasu. Zdaje się, że ma to związek z wpływami wywołanemi przez zdolność jonizacyjną, elektrolityczną, przewodnictwo i temperaturę ośrodka.

Przebicie gazów zależy jeszcze od ciśnienia, stopnia wilgotności i t.d.

Z powyższego widać że przy porównywaniu wyników znalezionych przez różnych badaczy, odnośnie do wartości napięć przebijających różne ośrodki, należy uwzględnić warunki wśród których doświadczenia zostały wykonane.

Przy stałych warunkach drugorzędnych napięcie przebijające nie stoi w prostym stosunku do grubości (płaskiego) dielektryku. Doświadczenia wykazały, (porównaj dalej tablice) że napięcie przebijające (U) rośnie wolniej niż grubość dielektryku (d).

Różni badacze podają następujące bardzo się między sobą różniące relacje między U i d:

Steinmetz	$d = aU + bU$	
Harrj	$U = a + b.d$	
Mościcki	$U = c.d$	(przy usunięciu działań brzegowych).
Mościcki	$U = c.\sqrt{d}$	(przy dopuszczeniu działań brzegowych).
Bauer	$U = c.d^{2/3}$	

W relacjach powyższych a, b, c oznaczają stałe spółczynniki zależne od kształtu elektrod i innych warunków, d odpowiada grubości dielektryku, a U napięciu przebijającemu.

Z powyższego wynika, że wyniki badań różnych autorów należy traktować jedynie jako materjał informacyjny. Ustalenie wielkości napięcia przebijającego w specjalnych warunkach musi być dokonane doświadczalnie, w każdym przypadku z osobna.

3. Naprężenie (Δ), wytrzymałość elektr. ($\mathcal{S}$) i stopień bezpieczeństwa k.

Wprowadzając analogje między wytrzymałością elektr. i mechaniczną mówimy o naprężeniu i wytrzymałości elektr.

Dielektryk znajdujący się między dwiema elektrodami pod napięciem U, poddany jest działaniu pola elektrycznego, wytworzonego między niemi i po przekroczeniu pewnej wartości natężenia pola (K) zostaje przebity. Możemy więc mówić, że dielektryk doznaje n a p r ę ż e n i a na przebicie (Δ) i że naprężenie to znosi tylko do pewnej granicy, którą oznaczamy jako w y t r z y m a ł o ś ć elektr. na przebicie ($\mathcal{S}$).

W praktyce elektrotechnicznej przyjął się zwyczaj oznaczania n a p r ę ż e n i a (Δ) liczbą woltów przypadających na jednostkę grubości (d) dielektryku

$$\Delta = \frac{U \text{ czynne}}{d} \left(\frac{\text{woltów}}{\text{cm}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (157)$$

Naprężenie wyrażamy w V/cm. W warstwie dielektryku o jednostajnem polu elektr. naprężenie równe jest więc natężeniu pola (K) wyrażonemu w V/cm.

Liczbę woltów przypadających na jednostkę grubości dielektryku w chwili przebicia, nazywają elektrycy w y t r z y m a ł o ś c i ą e l e k t r y c z n ą ($\mathcal{S}$).

$$\mathcal{S} = \frac{U \text{ przebijające}}{d} \left(\frac{\text{woltów}}{\text{cm}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (158)$$

Wytrzymałość wyrażamy także w V/cm. Przedstawia ona zatem w polu jednostajnem maxymalną wartość natężenia pola elektrycznego (K) wyrażonego w V/cm osiągniętą tuż przed przebiciem.

Stosunek

$$k = \frac{\delta}{\Delta} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (159)$$

nazywa się s t o p n i e m b e z p i e c z e ń s t w a danego układu; musi on być zawsze większy od 1 i odgrywa ważną rolę przy konstrukcji urządzeń na wysokie napięcie, warunkuje bowiem granice pewności funkcjonowania urządzenia, nietylko przy ruchu normalnym, lecz także przy wszelkich niespodziewanych zwiększeniach się napięcia. Wielkość stopnia bezpieczeństwa normują przepisy bezpieczeństwa. Jest on przy niższych napięciach użytkowych wyższy, przy wyższych zaś napięciach - niższy.

W polu elektrycznem niejednostajnem

$$\Delta = \frac{dU}{dl}, \qquad \delta = \frac{dU_{max.}}{dl}$$

gdzie dU oznacza napięcie czynne wzdłuż odcinka elementarnego dl, zaś dUmax napięcie osiągnięte tuż przed przebiciem, również wzdłuż odcinka dl.

Napięcie dU wzdłuż dl odpowiada w polu elektrostatycznem różnicy potencjałów między początkiem i końcem toru dl, ten zaś wynosi dV. Możemy więc o g ó l n i e napisać

$$\Delta = \frac{dV}{dl} = K_{czynne} \text{ w V/cm} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (160)$$

$$\delta = \frac{dV_{max}}{dl} = K_{max} \text{ w V/cm} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (161)$$

$$k = \frac{\delta}{\Delta}$$

Z wzorów tych wynikają następujące definicje:

N a p r ę ż e n i e elektryczne (Δ) odpowiada natężeniu pola K wyrażonemu w woltach na cm.

W y t r z y m a ł o ś ć elektryczna (δ) odpowiada maxymalnemu natężeniu Kmax tuż przed przebiciem, wyrażonemu w woltach na cm.

S t o p i e ń b e z p i e c z e ń s t w a (k) jest to stosunek wytrzymałości elektr δ i naprężenia elektr.

Obliczenia naprężenia Δ i wytrzymałości δ sprowadzają się więc - w myśl powyższego do obliczeń natężenia K.

Przykład: Kondenzator płaski o okładkach odległych o d = 5m/m = 0°5cm poddany jest działaniu napięcia (użytkowego) U = 10000woltów Przy podwyższeniu napięcia na okładkach do 50000woltów, dielektryk między okładkami zostaje przebity.

W przypadku tym naprężenie jest

$$\Delta = \frac{U}{d} = \frac{10000}{0°5} = 20000 \text{ V/cm}$$

i odpowiada natężeniu pola elektr. między okładkami (z wyłączeniem brzegów)

$$K = \frac{U}{d} = \frac{10000}{0°5} = 20000 \text{ V/cm},$$

lub

$$K = \frac{20000}{300} = 66°66 \text{ JES (cgs)}.$$

Wytrzymałość zaś wyrażamy relacją

$$\delta = \frac{50000}{0°5} = 100000 \text{ V/cm},$$

co odpowiada maxymalnemu natężeniu pola elektr.

$$K_{max} = \frac{U_{max}}{d} = \frac{50000}{0°5} = 100000 \text{ V/cm},$$

lub

$$K_{max} = \frac{100000}{300} = 333°3 \text{ JES (cgs)}.$$

Stopień bezpieczeństwa tego układu przy napięciu U = 10000 wynosi

$$k = \frac{\delta}{\Delta} = \frac{100000}{20000} = 5$$

czyli jest pięciokrotny.

4. Zastosowanie.

a) Kondenzator płaski z dielektrykiem jednorodnym.

$$K = \frac{U}{d}$$

Oznacza U napięcie między okładkami w woltach, a d odległość obu (równoległych) okładek w cm, to naprężenie

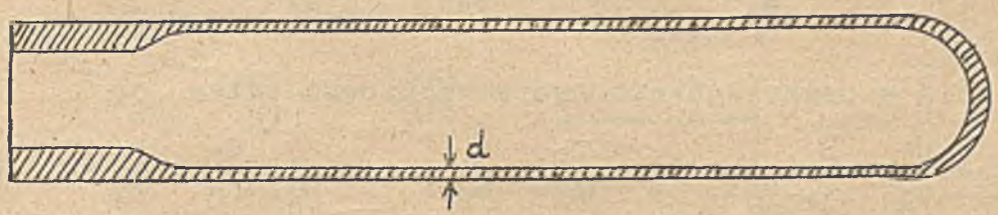
$$\Delta = \frac{U}{d} \text{ V/cm}$$

zaś

$$\delta = \frac{Umax}{d} \text{ V/cm}$$

gdzie Umax odpowiada napięciu przebicia.

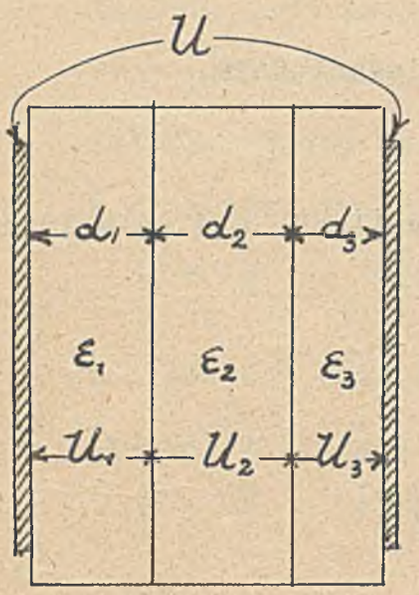
Wzory powyższe nie uwzględniają wpływu brzegów okładek, przy których natężenie K więc i naprężenie jest znacznie większe, tam bowiem linje pola elektr. są najgęstsze. Tam też najpierw stwierdzamy wystąpienie wyładowań jarzących i iskrowych. Prof. Mościcki, który pierwszy zbadał tę sprawę, przeszedł w konstrukcji kondenzatorów z typu płaskiego (wzorowanego na tablicy Franklina), na typ cylindryczny o zgrubionym dielektryku przy brzegach. Tak skonstruowane kondenzatory (rys.123) opierają się przebiciu



Rys. 123

w tej mierze, jak gdyby ścianki rurki były wszędzie tej grubości co ściany szyjki, podczas gdy ich pojemność określona jest grubością ściany rurki (d). Zgrubienie w szyjce zapobiega przebiciu przy brzegach okładek. W ten sposób były wykonywane kondenzatory do napięć 50 - 60 kV (kV = = 1000 woltów).

b)Kondenzator płaski z dielektrykiem uwarstwionym.



Rys.124.

Oznacza U napięcie czynne między okładkami (rys.124), a U_1, U_2, U_3 napięcia przypadające na każdą z poszczególnych warstw dielektryków o stałych ε_1, ε_2, ε_3, i grubościach d_1, d_2, d_3, to

$$U = U_1 + U_2 + U_3,$$

przyczem: $U_1 = K_1 d_1$, $U_2 = K_2 d_2$, $U_3 = K_3 d_3$

Ale $D = K_1 \varepsilon_1 = K_2 \varepsilon_2 = K_3 \varepsilon_3$, zatem

$$U = D\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3}\right),$$

Skąd

$$D = \frac{U}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (162)$$

$$U_1 = D.\frac{d_1}{\varepsilon_1}, \qquad U_2 = D.\frac{d_2}{\varepsilon_2}, \qquad U_3 = D.\frac{d_3}{\varepsilon_3}.$$

Naprężenia w poszczególnych warstwach będą zatem

$$\Delta_1 = \frac{U_1}{d_1} = \frac{D}{\varepsilon_1}, \qquad \Delta_2 = \frac{U_2}{d_2} = \frac{D}{\varepsilon_2}, \qquad \Delta_3 = \frac{U_3}{d_3} = \frac{D}{\varepsilon_3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (163)$$

wartość D należy wstawić w V/cm.

Z ostatniego zestawienia (wartości Δ) widać, że największe naprężenie wystąpi w warstwie o najmniejszej stałej dielektrycznej (ε), bez względu na grubość tej warstwy.

Przy podwyższaniu napięcia na okładkach aż do wartości U_{max} (napięcia przebijającego) róść będą także poszczególne napięcie U_1, U_2, U_3 proporcjonalnie. Najpierw więc zostanie przebita ta warstwa, w której naprężenie (Δ) osiągnie wartość równą wytrzymałości (δ), poczem reszta

warstw otrzyma pełne napięcie U i może również ulec przebiciu. Wynika stąd ważna zasada, że w układach o dielektryku złożonym należy dobrać poszczególne warstwy tak, aby stopień bezpieczeństwa k był wszędzie jednakowy.

Przykład liczbowy:

Między okładkami kondenzatora płaskiego o napięciu czynnem U = 28500 woltów i powierzchni (jednostronnej) okładki s = 10cm^2, znajduje się dielektryk, złożony z trzech warstw

$$d_1 = 0{\cdot}4 \text{ cm}, \quad d_2 = 0{\cdot}2 \text{ cm}, \quad d_3 = 0{\cdot}3 \text{ cm},$$

$$\varepsilon_1 = 4\,, \qquad \varepsilon_2 = 3\,, \qquad \varepsilon_3 = 2\,.$$

Obliczyć naprężenia w poszczególnych warstwach.

$$D = \frac{U}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3}} = \frac{28500}{\frac{0{\cdot}4}{4} + \frac{0{\cdot}2}{3} + \frac{0{\cdot}3}{2}} = \frac{28500}{0{\cdot}1 + 0{\cdot}066 + 0{\cdot}15}$$

$$D = 90000 \text{ V/cm} = \frac{90000}{300} = 300 \text{ JES (cgs) lub linij indukcji/cm}^2.$$

$$U_1 = D.\frac{d_1}{\varepsilon_1} = 90000.0{\cdot}1 = 9000 \text{ V},$$

$$\Delta_1 = \frac{U_1}{d_1} = \frac{9000}{0{\cdot}4} = \underline{22500 \text{ V/cm}}\,,$$

$$U_2 = D.\frac{d_2}{\varepsilon_2} = 90000.0{\cdot}066 = 6000 \text{ V}$$

$$\Delta_2 = \frac{U_2}{d_2} = \frac{6000}{0{\cdot}2} = \underline{30000 \text{ V/cm}}$$

$$U_3 = D.\frac{d_3}{\varepsilon_3} = 90000.0{\cdot}15 = 13500 \text{ V}$$

$$\Delta_3 = \frac{U_3}{d_3} = \frac{13500}{0{\cdot}3} = \underline{45000 \text{ V/cm}}$$

<u>Największe naprężenie wystąpi w warstwie trzeciej o n a j m n i e j = s z e j stałej dielektrycznej</u>, ($\varepsilon_3 = 2$).

Suma napięć na poszczególnych warstwach dać musi napięcie całkowite (U)

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = 9000 + 6000 + 13500 = 28500 \text{ V}$$

Poszczególne naprężenia odpowiadać muszą natężeniom (K) obliczonym V/cm (bo w każdej warstwie pole jest jednostajne).

$$K_1 = \frac{D}{\varepsilon_1} = \frac{90000}{4} = 22500 \text{ V/cm},$$

$$K_2 = \frac{D}{\varepsilon_2} = \frac{90000}{3} = 30000 \text{ V/cm},$$

$$K_3 = \frac{D}{\varepsilon_3} = \frac{90000}{2} = 45000 \text{ V/cm},$$

Jeżeli w powyższym przykładzie stopień bezpieczeństwa (k) ma być dla każdej warstwy jednakowy, to wytrzymałości (δ) materjału poszczególnych warstw winny stać do siebie w stosunku następującym:

$$k = \frac{\delta_1}{\Delta_1} = \frac{\delta_2}{\Delta_2} = \frac{\delta_3}{\Delta_3}$$

Jednakże

$$\Delta_1 = \frac{D}{\varepsilon_1}, \quad \Delta_2 = \frac{D}{\varepsilon_2}, \quad \Delta_3 = \frac{D}{\varepsilon_3}$$

a indukcja D jest w każdej warstwie jednakowa. Zatem winny zachodzić następujące równości

$$\underline{\delta_1 \varepsilon_1 = \delta_2 \varepsilon_2 = \delta_3 \varepsilon_3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (164)$$

z których wynika, że jednakowy stopień bezpieczeństwa (k) dla wszystkich warstw (równoległych kondenzatora płaskiego) osiągalny jest jedynie w przypadku, gdy dobrane będą takie materjały izolacyjne, których iloczyny wytrzymałości elektr (δ) i stałych dielektrycznych (ε) dają wartości stałe

W praktyce zachodzą warunki właśnie odmienne. Materjały o dużych stałych dielektrycznych mają przeważnie i wysoką wytrzymałość elektryczną i odwrotnie Warunek podany pod (164) może więc być tylko w wyjątkowych przypadkach spełniony. Obserwujemy też, że przebiciu ulegają naprzód warstwy w których iloczyn $\delta\varepsilon$ jest najmniejszy (np. warstwy powietrza).

c) Wytrzymałość izolacji uszkodzonej.

Dociekania przeprowadzone nad dielektrykiem złożonym (z warstw równoległych) ujawniają, że <u>najwięcej na przebicie będzie narażona warstwa o n a j m n i e j s z y m iloczynie $\delta\varepsilon$</u>. Ponieważ stała dielektryczna używanych materjałów izolacyjnych (stałych i płynnych) jest zawsze większa

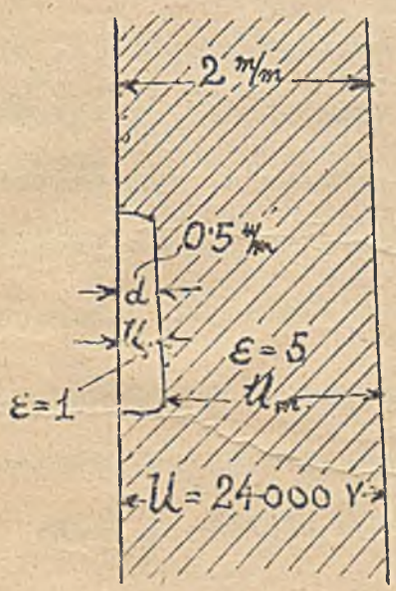
od ε powietrza ($\varepsilon \cong 1$), to najbardziej będą narażone miejsca niewypełnione materjałem izolacyjnym tylko powietrzem. Tam też najprędzej nastąpi przebicie, tem bardziej, że wytrzymałość elektr. powietrza jest w stosunku do innych dielektryków mała (por. tablice).

Przy izolowaniu maszyn i aparatów na wysokie napięcie staramy się usunąć powietrze, stosując izolowanie płynnemi materjałami po uprzedniem ewakuowaniu powietrza.

Gdy później tak sporządzona izolacja dozna w pewnych miejscach uszkodzenia mechanicznego (np. wykruszenie) niebezpieczeństwo przebicia w tem miejscu wzrośnie, bo nietylko, że w miejsce izolacji dostaje się powietrze o mniejszej stałej dielektrycznej i wytrzymałości niż ją miał materjał izolacyjny, lecz ponadto następuje zmiana rozkładu napięć na niekorzyść miejsca uszkodzonego. (Naprężenie w powietrzu zastępujące izolację będzie wyższe niż było przedtem w nieuszkodzonym dielektryku).

Najlepiej wykażemy to na przykładzie.

Dwie równoległe płyty metalowe o napięciu czynnem U = 24000 woltów izolowane są mikanitem (mika klejona lakierem izolacyjnym) o grubości 2m/m. Przypuśćmy, że wskutek mechanicznego uszkodzenia izolacja na grubości 0·5 m/m uległa wykruszeniu i zastąpiła ją warstwa powietrza (rys. 125).



Rys. 125.

Przyjmując dla mikanitu $\varepsilon = 5$, a dla powietrza $\varepsilon = 1$, obliczyć wielkość napięcia przypadającego na szczelinę d = 0·05 cm przed uszkodzeniem i po uszkodzeniu izolacji.

Przed uszkodzeniem przypadało na miejsce szczeliny napięcie

$$U_s = \frac{24000}{0{\cdot}2} 0{\cdot}05 = 6000 \text{ woltów},$$

Zatem naprężenie elektr. wynosiło

$\Delta_s = \frac{6000}{0{\cdot}05} = 120000$ V/cm. Zaś po uszkodzeniu, ponieważ napięcie czynne

zostaje to samo, będzie

$$D = \frac{U}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}} = \frac{24000}{\frac{0{\cdot}15}{5} + \frac{0{\cdot}05}{1}} = \frac{24000}{0{\cdot}03 + 0{\cdot}05} = 300000 \text{ V/cm},$$

zatem

$$U_m = D.\frac{d_1}{\varepsilon_1} = 300000.0{\cdot}03 = 9000 \text{ V},$$

$$U_s = D.\frac{d_2}{\varepsilon_2} = 300000.0{\cdot}05 = 15000 \text{ V},$$

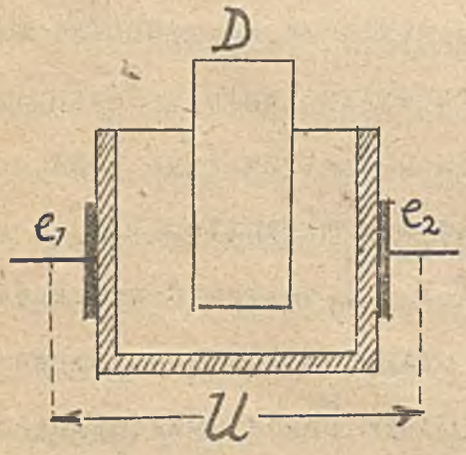
$$U = U_m + U_s = 9000 + 15000 = 24000 \text{ V}.$$

Napięcie U_s przypadające na szczelinę 0°5 m/m wzrosło więc z 6000 V przed uszkodzeniem na 15000 V po uszkodzeniu izolacji, czyli 2 ½ krotnie!

Warstwa powietrza w tej szczelinie zostanie wskutek tego przebita, poczem mikanit otrzyma zamiast 9000 V napięcie pełne 24000 V i może rów= nież ulec przebiciu.

Na powyższem polega następujące, bardzo efektowne doświadczenie.

Między dwie elektrody o napięciu czynnem U kilkudziesięciu tysięcy woltów znajduje się małe naczynie szklane N (rys.126), tak dobrane,



Rys.126.

że przebicie między elektrodami e_1 i e_2 jeszcze nie następuje. Gdy w naczynie to wstawimy jakiś dielektryk „D" o du= żej wartości ε, nastąpi przebicie, mi= mo, że pozornie wydaje się, iż założe= nie „D" polepsza izolację. Wyjaśnienie tego doświadczenia jest bardzo proste: Przed założeniem dielektryku D napięcie U, przypadające na warstwy powietrzne było mniejsze niż po założeniu tego dielektryku (D). Przy odpowiedniem dobraniu warunków, warstwy powietrzne zostaną przebite, a wskutek tego szkło i dielektryk „D" otrzymają pełne napięcie i ulegną również przebiciu.

d)Kondensator kulisty.

Oznacza R promień zewnętrznej okładki, r promień wewnętrznej okładki, a C pojemność kondenzatora kulistego, to

$$C = \varepsilon . \frac{R . r}{R-r}$$

JES (cgs) gdy R i r wstawimy w cm.

Oznacza U napięcie na okładkach (w JES), to

$$Q = U.C = U . \varepsilon . \frac{R . r}{R-r} \text{ JES (cgs)}$$

Natężenie pola elektr. (K) w odległości X od środka kuli (z zastrzeżeniem, że $X > r$) [1] będzie

$$K = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{X^2} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{U . C}{X^2}$$

Zatem naprężenie w warstwie odległej o X od środka kuli (z poprzedniem zastrzeżeniem) jest

$$\Delta_x = \frac{1}{\varepsilon} U . \varepsilon \frac{R . r}{R-r} \frac{1}{X^2} = U . \frac{R . r}{R-r} . \frac{1}{X^2} \quad \text{w V/cm}$$

i odpowiada natężeniu pola w tej warstwie wyrażonemu w woltach na cm. Należy więc wstawić we wzorze

$$\Delta_x = \frac{R . r}{X^2 (R-r)} . U \qquad \text{V/cm} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (165)$$

U w woltach, a R, r, X w cm.

Największe naprężenie wypadnie dla X = r, to znaczy na powierzchni wewnętrznej okładki kulistej

$$\Delta_{max} = \frac{R . r}{r^2 (R-r)} . U = \frac{R}{r(R-r)} . U \qquad \text{V/cm}$$

1) Wewnątrz mniejszej kuli (o promieniu r) będzie K = 0

e)Kabel o izolacji jednorodnej.

Oznacza R promień zewnętrznego walca (metalowego), a r promień we= wnętrznego walca (żyły kabla) w cm, to natężenie pola elektrycznego (K) w odległości X od osi walca określa wzór

$$K_x = \frac{2 \cdot q}{\varepsilon \cdot X} = \frac{2 \cdot Q}{\varepsilon \cdot X \cdot l}$$

gdzie q oznacza ilość elektryczności przypadającą na 1 cm długości żyły kabla, Q całkowitą ilość elektryczności na długości l (ściśle l ma być równe ∞).

Uwzględniając, że

$$Q = U \cdot C$$

a $C = \frac{\varepsilon \cdot l}{2 \log_n \frac{R}{r}}$, otrzymamy

$$K_x = \frac{\cancel{2} U \cdot \cancel{l} \cdot \cancel{\varepsilon}}{\cancel{\varepsilon} \cdot X \cdot \cancel{l} \cdot \cancel{2} \log_n \frac{R}{r}} = \frac{U}{X \cdot \log_n \frac{R}{r}}$$

Zatem naprężenie w odległości X od osi będzie

$$\Delta_x = \frac{U}{X \cdot \log_n \frac{R}{r}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (166)$$

V/cm gdy U wstawimy w woltach, a X, R, r w cm.

Maximum Δ wypadnie dla X = r

$$\Delta_{max} = \frac{U}{r \cdot \log_n \frac{R}{r}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (167)$$

i musi być mniejsze od wytrzymałości kabla δ .

Przykład liczbowy:

Kabel o zewnętrznym promieniu R = 3cm i wewnętrznym r = 0°5cm, ma izolację papierową, wytrzymującą max.naprężenie $\Delta_{max} = \delta = 200$ kV/cm. Jakie jest jego napięcie przebicia?

$$\delta = \frac{U}{r \cdot \log_e \frac{R}{r}} = 200 \text{ kV/cm}$$

Na wewnętrznej powierzchni nastąpi przebicie przy przekroczeniu tej wartości. Napięcie przebicia U będzie wtedy

$$U = \delta . r . \log_n \frac{R}{r} = 200 . 0{\cdot}5 \log_n \frac{3}{0{\cdot}5} \cong 180 \text{ kV}$$

Na zewnętrznej powierzchni kabla będzie wtedy naprężenie

$$\Delta = \frac{U}{R . \log_n \frac{R}{r}} = \frac{180}{3 . \log_n \frac{3}{0{\cdot}5}} = 33{\cdot}3 \text{ kV/cm}$$

Gdyby przy obliczeniu nie uwzględniono kształtu elektrod i przeprowadzono je tak jak dla kondenzatora płaskiego, wypadłoby dla grubości warstwy R-r = 3 - 0·5 = 2·5 cm, że przebicie nastąpi (abstrahując od działania brzegów) przy napięciu

$$U = 200 \times 2{\cdot}5 = 500 \text{ kV},$$

podczas gdy powyżej znaleziono, że nastąpi ono przy napięciu (między obu walcowemi okładkami) równem 180 kV.

Widać tu dowodnie, że kształt elektrod ma ważny wpływ na wytrzymałość elektryczną.

Z wzoru

$$U_{przebicia} = \delta . r \log_n \frac{R}{r}$$

widać, że przy pewnym stałym promieniu zewnętrznym R, a zmiennym promieniu wewnętrznym r, istnieje pewna wartość r, dla której $U_{przebicia}$ wypadnie największe (maximum). Wartość tę znajdziemy szukając maximów podanej powyżej funkcji

$$U_p = \delta . r \log_n R - \delta . r . \log_n r$$

$$\frac{dU}{dr} = \delta \log_n R - (1 + \log_n r)\delta$$

kładąc $\frac{dU}{dr} = 0$, czyli $\log_n R = 1 + \log_n r$, otrzymamy

$$\log_n R - \log_n r = 1.$$

Maximum wypadnie, gdy $\log_n \frac{R}{r} = 1$, czyli gdy

$$\frac{R}{r} = e = 2{\cdot}718, \text{ stąd}$$

$$r = \frac{R}{2{\cdot}718}$$

Dla takiej wartości r ma układ największą wytrzymałość, czyli przy stosunku obu promieni

$$\frac{R}{r} = 2{\cdot}718 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (168)$$

układ znosi najwyższe napięcie między okładkami (przy danym dielektryku).

Gdy więc promień żyły miedzianej w pojedynczym kablu wynosi r, to zewnętrzny płaszcz metalowy (ołów chroniący kabel od dostępu wilgoci) powinien mieć promień R = r.2°718. Tak skonstruowany kabel ma przy danych wymiarach najlepszą wytrzymałość elektr.

Celem osiągnięcia odpowiednich stosunków między r i R układa się żyłę miedzianą (złożoną z kilku drutów) na duszy z materjału izolacyjnego.

5.Wytrzymałość elektryczna na przebicie w zależności od stanu skupienia i rodzaju ośrodka.

Przebicie ośrodków gazowych powodują w głównej mierze działania jonizacyjne. Sprawę tę omówimy obszerniej we właściwem miejscu (przewodnictwo gazów), tu wystarczy zaznaczyć, że pod działaniem napięcia między elektrodami poszczególne atomy gazu elektryzują się (na jednych ujawniają się naboje dodatnie, na drugich ujemne) i wskutek dynamicznych działań pola zdążają do przeciwnie naładowanych elektrod, wywołując po drodze zjonizowanie dalszych cząstek, aż w końcu utworzy się pomost, wzdłuż którego następuje gwałtowne wyładowanie iskrowe - przebicie dielektryku gazowego.

W ośrodkach podlegających elektrolizie występuje podobne zjawisko (jony elektrolitów). Wiele dielektryków stałych podlega elektrolizie dopiero w wyższej temperaturze. Temperaturę tę uzyskują dielektryki wskutek przewodnictwa elektr. jakie wykazują wszystkie ciała, (ciepło Joule'a), lub przy częściowem przebiciu.

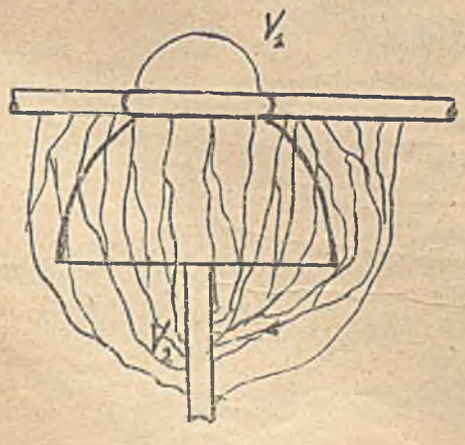
Przebicie dielektryków nie podlegających elektrolizie tłómaczymy sobie w dwojaki sposób:

a) Maxwell porównuje naprężenie elektr. z natężeniem mechanicznem ciała elastycznego podłużnie zgniatanego, a poprzecznie rozciąganego. Mianowicie pod działaniem natężenia pola K ulega dielektryk spolaryzowaniu. Przyciąganie naboji w poszczególnych cząstkach dielektryku równoważy się z działaniem wywieranem na te naboje przez natężenie pola K. Gdy wielkości tych dwu przeciwnie skierowanych działań przekroczą pewną wartość (różną dla różnych dielektryków) następuje mechaniczne uszkodzenie dielektryku - przebicie.

b) Fakt, że przebicie następuje zwykle dopiero po pewnym przeciągu czasu, w którym działa napięcie przebijające, skłania do przypuszczenia, że dużą rolę przy przebiciu grają działania termiczne. Ruch elektryczności (prąd) przez dielektryk, powoduje powstanie ciepła (Joule'a). Jeżeli odprowadzane ilości ciepła (na zewnątrz) będą mniejsze od wytwarzanych (prądem), temperatura wzdłuż torów prądu będzie rosła, aż spowoduje termiczne zniszczenie dielektryku.

Najprawdopodobniej zachodzą rownocześnie i działania podane pod (a) i (b). (Teorja termiczno - dynamiczna wytrzymałości podana ostatnio przez Dreifusa).

Wypada zaznaczyć, że przebicie elektr. może poprzedzić cały szereg innych działań: Rozbrojenie ciemne, i s k r z e n i e p e ł z a j ą c e i t.p. Szczególnie to ostatnie zjawisko ma ważny wpływ na konstrukcję urządzeń izolujących (izolatorów i t.p.). Może się zdarzyć, że przebicie dielektryku wprawdzie nie nastąpi, ale między elektrodami ujawni się iskra pełzająca (rys.127) zdolna wywołać uszkodzenie dielektryku wskutek silnego ogrzania otoczenia (pęknięcie izolatora).



Rys. 127.

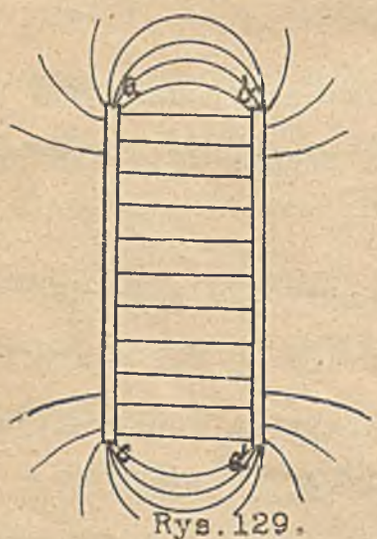
6. Wpływ brzegów na wytrzymałość elektryczną.

Ważny wpływ na przebicie ma kształt elektrod. Należy też przy porównywaniu wartości wytrzymałości różnych dielektryków zwrócić uwagę na kształt elektrod, które służyły do próbnych doświadczeń.

Doświadczalnie stwierdzono, że przebicie między elektrodami równoległemi następuje przedewszystkiem przy brzegach elektrod, między krawędziami i t p. (rys.128). Wynik taki nie powinien dziwić, jeżeli zważymy, że gęstość linij indukcji a z nią i wielkość natężenia pola osiąga na wszelkich wystających ostrych częściach elektrod największe wartości.

Rys.128.

W kondenzatorze elektrycznym o płaskich okładkach (rys.129) największe gęstości linij indukcji będą przy brzegach (a, b, c, d). Tam też wystąpią przedewszystkiem przebicia (Działanie brzegów).



Rys.129.

Prof. Mościcki, który pierwszy zwrócił uwagę na powyższy wpływ brzegów podaje, że Wytrzymałość elelektr. z d o p u s z c z e n i e m działania brzegów określa (dla dielektryków stałych) wzór

$$U = c.\sqrt{d}$$

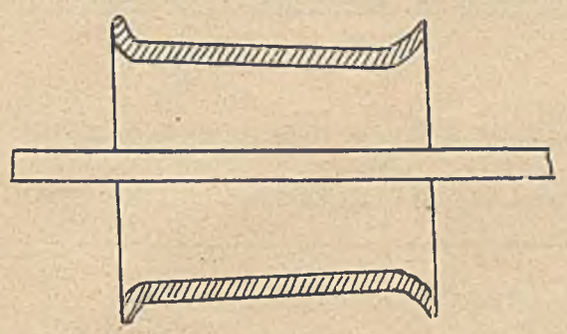
Zaś przy usunięciu działania brzegów

$$U = c.d$$

d oznacza tu grubość warstwy, c spółczynnik zależny od rodzaju dielektryku.

Celem uniknięcia działań brzegowych radzi prof. Mościcki powiększyć grubość dielektryku przy brzegach okładek (Kondenzatory Mościckiego).

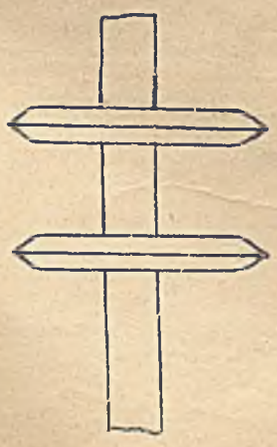
Działań brzegowych unikniemy także nadając elektrodom odpowiedni kształt (zaokrąglone brzegi). Elektrody takie, używane do prób na przebiecie ośrodków gazowych przedstawia rys.130. Obszerniejsze omówienie sprawy wytrzymałości elektr. jest przedmiotem tego działu elektrotechniki (stosowanej), który traktuje o urządzeniach na wysokie napięcie. Tu wystarczą jeszcze następujące uwagi:



Rys.130.

Mechanizmu przebicia nie należy pojmować w ten sposób, jakoby rozbrojenie następowało odrazu na całej długości toru między elektrodami. Przebicie może nastąpić także etapami; naprzód zniszczone będą te cząstki dielektryku, w których naprężenie (Δ) przekroczyło granice wytrzymałości (δ). Wskutek tego napięcie (stałe) między elektrodami rozkłada się na mniejszą grubość, powodując podwyższenie naprężeń pozostałych części dielektryku. Z koleji przebite zostaną dalsze cząstki w których (z powodu takiego podwyższenia naprężeń) granice wytrzymałości zostały osiągnięte, aż wreszcie dielektryk zostanie przebity wzdłuż toru na całej długości między elektrodami. Cały ten proces może trwać bardzo krótko, niemniej jednak przy różnych naprężeniach (Δ) w poszczególnych warstwach dielektryku niewątpliwie zachodzi.

Działanie brzegów, względnie kolców, możemy wyzyskać celem przeszkodzenia podwyższeniu się napięcia do niebezpiecznych wartości. W tym celu zaopatrujemy przewodnik w kolce, lub ostre kołnierze (rys.131), umieszczone w pewnych odstępach. W razie wzrostu napięcia na przewodniku, elektryczność spływa z kolców w powietrze, zapobiegając tem samem nadmiernemu wzrostowi napięcia na częściach chronionych.



Rys 131

7 Tablice wytrzymałości elektr. używanych dielektryków.

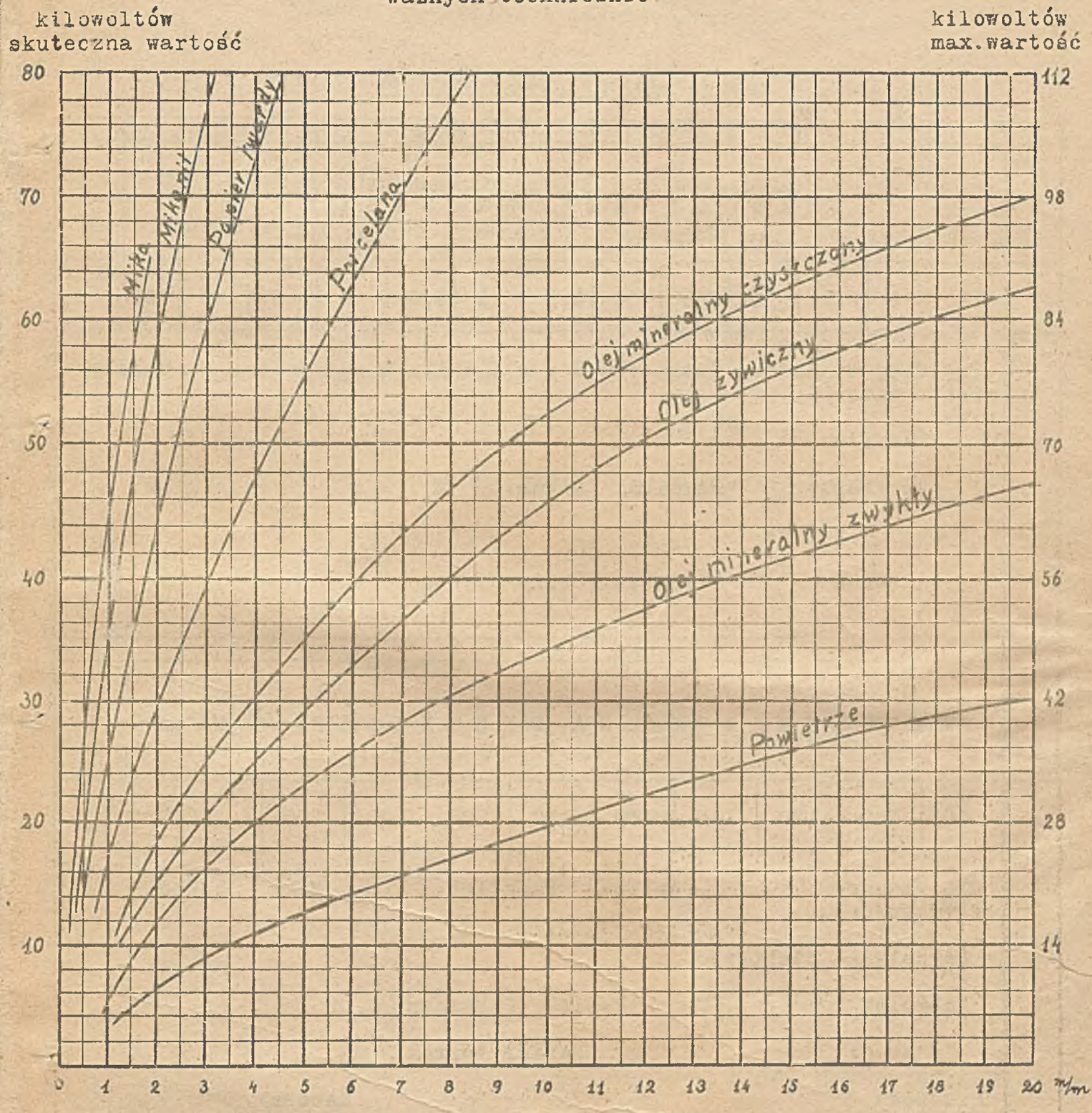
W elektrotechnice urządzenia na wysokie napięcia są zasilane prądami zmiennemi. Podane poniżej daty co do napięć przebijających, przedstawiają t.zw. wartości skuteczne sinusoidalne zmiennych wartości chwilowych tych napięć.[1]

I. Skuteczne wartości napięć przebijających p o w i e t r z e[2] przy temperaturze t = 20°C i normalnej wilgotności.

Odstęp elektrod w cm	Napięcie przebicia w kV (wartości skuteczne)				
	Średnica kulistych elektrod w cm.				
	1 cm	2 cm	5 cm	10 cm	15 cm
1	19·9	21·5	22·8	21·0	21·0
2	26·6	36·4	41·2	41·9	41·3
3	30·3	44·5	55·7	59·9	58·6
4	33·0	49·5	67·3	75·5	75·6
5	35·0	53·4	76·2	88·2	91·4
6	36·2	56·4	83·2	100·0	105·6
7	-	59·0	88·9	110·3	118·5
8	-	61·2	93·8	120·0	130·7
9	-	63·0	98·3	128·2	141·5
10	-	64·6	102·3	135·4	151·3
11	-	66·0	105·8	142·0	160·0
12	-	67·2	109·0	148·1	168·0
13	-	-	111·7	153·3	175·1
14	-	-	114·7	158·5	183·4
15	-	-	117·3	163·6	189·0
16	-	-	120·0	168·0	-
18	-	-	122·9	178·5	-
20	-	-	126·0	184·2	-

1) Wartość skuteczna równa się wartości maxymalnej (amplitudzie sinusoidy) podzielonej przez $\sqrt{2} = 1\,4142$.
2) Z książki Zipp. Hochspannungstechnik, 2-gie wyd. str. 47.

II. Krzywe wytrzymałości elektr.różnych materjałów elektrycznych ważnych technicznie [1]



Odstęp elektrod płaskich w m/m.

Uwaga: Elektrody płaskie, każda o powierzchni 5 cm^2.

---

1) Według Benischke´go „Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik 6-te wyd Str 560

III. Wytrzymałość elektr. (δ) i stałe dielektryczne (ε) w zestawieniu poglądowem.

STAŁE DIELEKTRYCZNE (ε)												
1	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6	7	8	80
Po= wiet= rze	Olej transfor= matorowy		Gutaperka	P o r c e l a n a								Woda
	Parafina									Krownglas		
		Papier		Pertinax	Mikanit	M i k a					Flintglas	
		Kauczuk										
		Guma		Presspan	Szkło szybowe							

WYTRZYMAŁOŚĆ NA PRZEBICIE δ kV/cm									
50	100	120	140	160	180	200	300	500	1000
Olej trans= formatorowy				Pertinax	Parafina			Mika	Szkło
Porcelana	Stabilit								
Ambroina				Mikanit	Pertinax			Guma	
	Ebonit				Papier impreg.				
Presspan								Kauczuk	

Ze skryptu „TECHNIKA WYSOKICH NAPIĘĆ" K.Drewnowskiego str.78.

XII. ELEKTRYCZNOŚĆ ZIEMI.

1. Nabój, potencjał i pojemność ziemi.

Badania okazały, że ziemia jest naelektryzowana u j e m n i e, a otaczająca ją atmosfera d o d a t n i o.

Gęstość powierzchniowa naboju ziemi (traktowanej jako przewodnik), da się oszacować z danych uzyskanych z pomiarów spadku potencjału nad powierzchnią.

Średnio (z pomiarów różnych badaczy) można przyjąć, że spadek poten= cjału nad powierzchnią ziemi wynosi

100 V/m, czyli 1 V/cm, więc $\frac{1}{300}$ JES/cm.

Uwzględniając (dla punktów leżących przy powierzchni ziemi), że

$$K = \frac{dV}{dl} = 4\pi\sigma = \frac{1}{300} \text{ JES/cm},$$

otrzymamy

$$\sigma = \frac{1}{300.4\pi} \cong 2{\cdot}6.10^{-4} \text{ JES}.$$

Przyjmując tę wartość jako średnią gęstość powierzchniową $\sigma = \frac{2{\cdot}6}{10000}$, obliczymy nabój ziemi z relacji

$$Q = s.\sigma = 4\pi.r^2.\sigma$$

(r = 6378 km = 6378.10^5 cm promień ziemi)

$$Q = 2{\cdot}6.10^{-4}.4\pi.(6{\cdot}378)^2.10^{16} =$$

$$= \frac{1}{300\ 4\pi} 4\pi\ 40{\cdot}5.10^{16} = 1{\cdot}35.10^{15} \text{ JES}.$$

Nabój ziemi wynosi więc około $1{\cdot}35.10^{15}$ JES czyli około $4{\cdot}5.10^5$ kulombów ! Jest więc olbrzymi!

Pojemność ziemi wynosi

$$C = 6378\ 10^5 \text{ cm} = \frac{6378.10^5}{9\ 10^{11}} = 708.10^{-6} \text{ F} = 708\ \mu\text{F}.$$

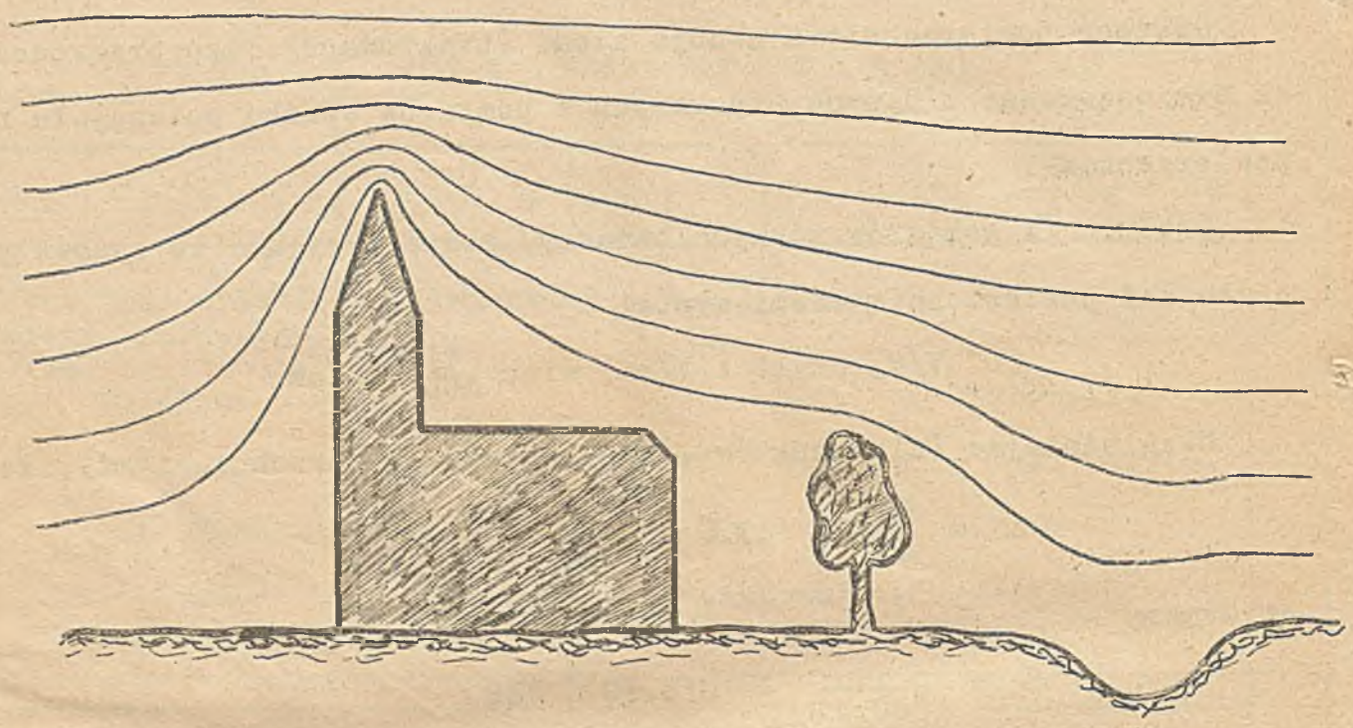
Zatem potencjał ziemi wypada

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{4\,5\,.10^5}{708.10^{-6}} = 0{\cdot}635\ 10^9 \text{ woltów},$$

wynosi więc około miliarda woltów!

Przy obliczeniach tych abstrahowano od ukształtowania powierzchni ziemi.

Pomiary spadku potencjału w różnych miejscach na ziemi okazują, że przebieg powierzchni ekwipotencjalnych dla jednakowych odstępów od powierzchni zależy od konfiguracji terenu (rys.132)



Rys.132

Jest interesującem, skąd pochodzi nabój ziemi i jakie działania utrzymują go (jakkolwiek z pewnemi zmianami) w podanej poprzednio wartości?

Pytanie to, zajmujące przedewszystkiem fizyków, nie znalazło dotąd zadowalniającej odpowiedzi. W ostatnich latach przeważa mniemanie, że nabój ziemi utrzymuje się głównie skutkiem działania radioaktywnych substancyj.

Spadek potencjału ziemi ulega zmianom w czasie. Zmiany te zależą od klimatu, pory roku, pory dnia, temperatury, kierunku i siły wiatru, promieniowania słonecznego, wreszcie od zawartości pyłu w powietrzu i opadów atmosferycznych. Zmiany spadku potencjału wahają w różnych miejscach od kilkunastu do kilkuset woltów na metr.

Opady atmosferyczne i burze wywołują zaburzenia w rozkładzie potencjałow. Spadki potencjałow dochodzą w takich przypadkach do ±10000V/m i wykazują duże wahania wartości.

Wyniki pomiarów spadku potencjału w różnych wysokościach zniewalają do wniosku, że oprócz ujemnego naboju ziemi działa jeszcze dodatni nabój atmosfery o rozłożeniu przestrzennem. Tak n.p. w wysokościach 4000 - 6000m nad powierzchnią ziemi, spadek potencjału wynosi średnio tylko około 10 - 6 V/m, a w wysokości 9000 m już tylko około 3 V/m. Średnio wypada na 1 cm^3 2.10^{-9} JES w dolnych warstwach atmosfery (w pierwszych 1000 m). W warstwach od 1000 - 5000 m nabój przypadający na 1 cm^3 wynosi 2 2.10^{-9} JES. W wyższych warstwach zawartość elektryczności w atmosferze jest prawie równa zeru. Wynika stąd, że nabój (dodatni) atmosfery rozłożony jest przestrzennie w pierwszych 5 km wysokości. Wielkość jego ulega również zmianie w czasie, zależnie od zmian atmosferycznych.

Nabój przestrzenny atmosfery zmienia wartości potencjałów (a więc i spadków potencjałów) obliczonych dla naboju ziemi i odwrotnie.

Elektrycznym stanom ziemi i otaczającej ją atmosfery towarzyszą prądy radialne ku powierzchni ziemi (prąd pojmowany jako ruch elektryczności dodatniej), a to prądy przewodzone (k o n d u k c y j n e) przez powietrze i prądy przenoszona (k o n w e k c y j n e) polegające na transportowaniu elektryczności przez cząstki powietrza będące w ruchu.

Sprawę tę omówimy w dziale traktującym o prądach. Tu wystarczy zaznaczyć, że wertykalny prąd (z atmosfery ku ziemi) wynosi średnio 3.10^{-16} amp/cm^2 poprzecznego przekroju i ulega zmianom w czasie.

Także wewnątrz ziemi płyną prądy, co dowodzi, że potencjał ziemi nie jest jednakowy we wszystkich jej miejscach. Okoliczność tę należy uwzględnić zarówno przy pomiarach jak i przy rozważaniach działań elektr zależnych od wpływu ziemi.

2. Wyładowania atmosferyczne.

Energiczniejsze ruchy elektryczności w atmosferze, którym towarzyszą zjawiska właściwe wyładowaniom elektrycznym w ogólności (optyczne, akustyczne, chemiczne i t.d.) powstają, gdy spadek potencjału (a więc i natężenie pola elektr.) w atmosferze, przekroczy pewne wartości średnie.

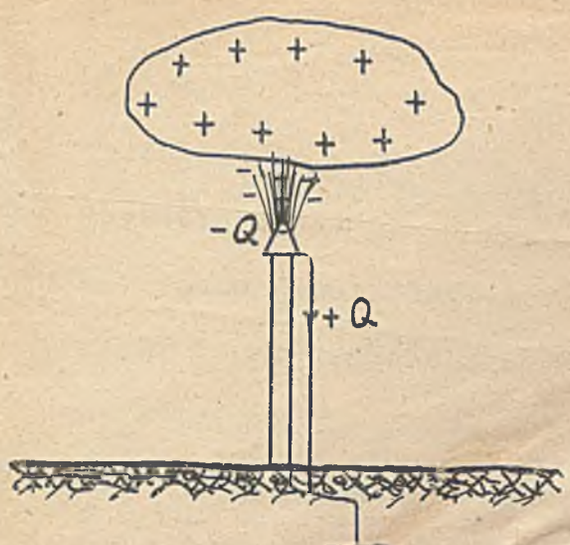
I tak powiększeniom spadków napięć do średnich wartości 10000 V/m towarzyszą ciche wyładowania świecące, ujawniające się na kolcach, narożach i t.p. wysoko wzniesionych przedmiotów, połączonych z ziemią (maszty okrętowe, gromochrony, wierzchołki drzew). Wyładowania te, zwane często ogniem św.Elma, powstają w czasie silnych burz, powodujących zaburzenia elektr. w atmosferze. Prąd atmosferyczny towarzyszący tego rodzaju wyładowaniom jest w ogólności niewielki, wynosi około 1 amp na 1 m^2 powierzchni promieniującej.

Przy spadkach napięć dochodzących średnio do 40000 V/m powstają rozbrojenia atmosferyczne w formie p i o r u n a lub b ł y s k a w i c. Rozbrojenia takie, jakkolwiek krótkotrwałe, wyzwalają olbrzymie ilości energji, bo w czasie około 1/100 sekundy około 10^{16} ergow, czyli około 10^9 dżauli, co odpowiada przeszło 10^8 kgm (1 dżaul = 1/9·81 kgm). Natężenie prądu silnego piorunu oceniono na 20000 do 90000 amperów. Rozbrojenia między chmurami o charakterze piorunu, mogą dojść do 50 km długości. Rozbrojenia atmosferyczne mają zazwyczaj charakter oscylacyjny.

3. Gromochrony.

Urządzenia chroniące objekty przed rozbrojeniami o charakterze piorunu mają najczęściej formę stojaka żelaznego, opatrzonego kolcem metalowym połączonym grubym przewodem z ziemią.

Działanie takiego urządzenia zapobiega gwałtownemu rozbrojeniu, dzięki temu, że spadek potencjału między kolcem a atmosferą nie może przybrać zbyt wysokich wartości. Przypuśćmy, że nad gromochronem przeciąga chmura naelektryzowana dodatnio (Rys.133) . Nabój chmury zindukuje na gromochronie dwa naboje przeciwnych znaków. Jeden z nich (tu ujemny), usadowi się



Rys.133.

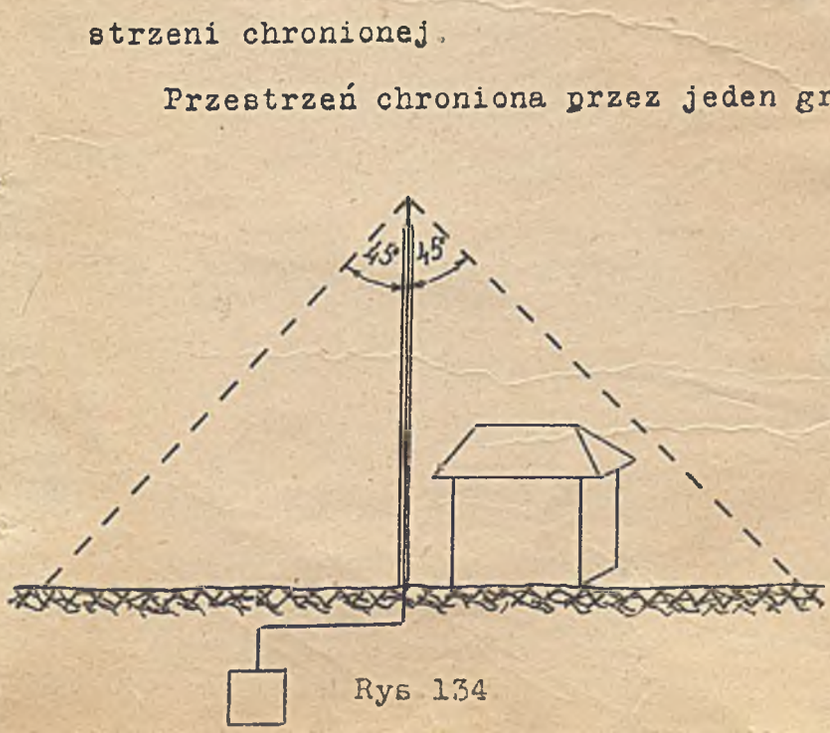
się na kolcu i stamtąd wskutek dużej gęstości powierzchniowej, będzie spływać w otoczenie, neutralizując (częściowo) nabój indukujący. Drugi (tu dodatni), spłynie do ziemi po przewodzie odpowiednio uziemionym.

Dobry gromochron tego rodzaju powinien czynić zadość następującym warunkom:

1. Wierzchołek jego powinien być zaostrzony i wzniesiony ponad najwyższy punkt budynku.
2. Ostrze gromochronu musi być możliwie dobrze uziemione (płyta lub siatka metalowa w wilgotnej ziemi, mały opór uziemienia, poniżej 1 Ω).
3. Przewód uziemiający musi mieć wystarczające przewodnictwo (przynajmniej przekrój 50 m/m^2, miedź).
4. Metalowe części chronionego objektu, leżące blisko uziemiającego przewodu, winny byc z nim połączone przewodnikami.
5. Przewód uziemiający powinien być prowadzony (ku ziemi) możliwie prostolinijnie (łuki o dużych promieniach).

Z poprzedniego opisu widać, że zadaniem takiego gromochronu jest przeciwdziałanie zbytniemu wzrostowi natężen pola elektrycznego w przestrzeni chronionej.

Przestrzeń chroniona przez jeden gromochron ma obejmować stożek, o pobocznicy nachylonej pod 45° do osi pionowej (Rys. 134). (Nowsze badania nie potwierdzają tego poglądu).



Rys 134

Opisany poprzednio gromochron pomysłu Franklina (z r.1749) nie jest zbyt pewną ochroną przed rozbrojeniami atmosferycznemi. Co prawda w dużej części z powodu

LITERATURA DO CZĘSCI I. (ELEKTROSTATYKA).

JOUBERT Zasady elektryczności (z 4-go wyd. francuskiego polskie tłómaczenie M. Grotowskiego) (1915)

MASCART ET JOUBERT, Lecons sur l'Electricité et le Magnetisme

Jäger Theoretische Physik, tom III Elektrizität und Magnetismus. Sammlung Göschen Nr. 73. (1920)

SCHAEFER Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus (1922)

MASCART Traité d'électricité statique (także w tłómaczeniu niemieckiem p. t. Handbuch der statischen Elektrizität, Wallentin (1885)

WINKELMANN Handbuch der Physik tom III Elektrizität und Magnetismus (1893).

FERRARIS Wissenschaftliche Grundlagen der Elektrotechnik (tłóm. z włoskiego) (1901)

PLANCK Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus (1922)

HAAS Einführung in die theoretische Physik (4-te wyd. 1924)

ABRAHAM Theorie der Elektrizität (1905)

MIE Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus (1910)

MÜLLER - POUILLETS, Lehrbuch der Physik (4-ty tom) Magnetismus und Elektrizität (1909)

GARNETT Die Elektrizität in elementarer Behandlung von J.C. Maxwell (tłóm. niemieckie Graetza 1883)

SILBERSTEIN Elektryczność i Magnetyzm (3 tomy) (1908 - 1913)

BENISCHKE Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik (6-te wyd. 1922)

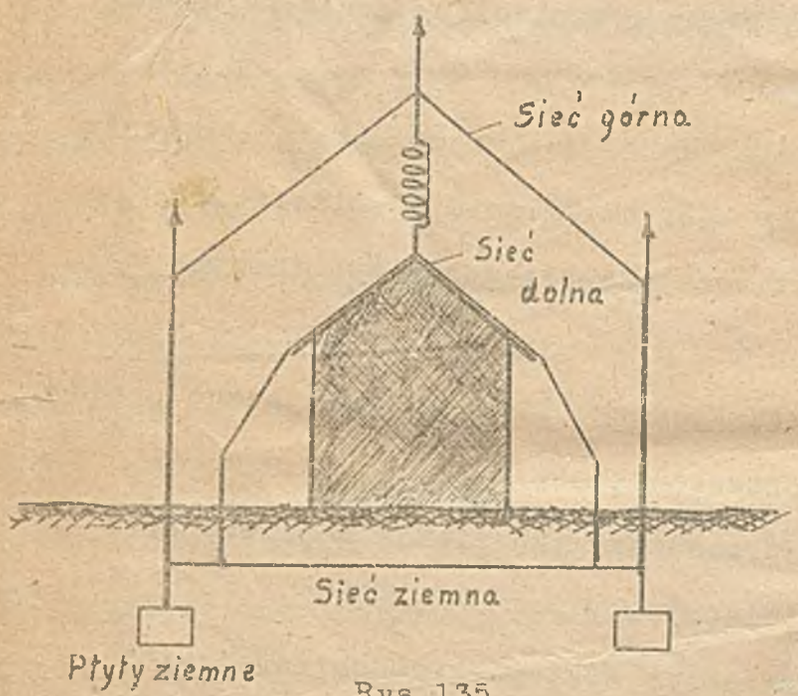
DREWNOWSKI Technika wysokich napięć, Część I-sza. Wytrzymałość elektryczna, izolatory (Odbitka litograficzna 1922/23)

EUCH Die Theorie moderner Hochspannungsanlagen (1913)

ZIPP Handbuch der elektrischen Hochspann[illegible]ik (1917)

wadliwego wykonania (niedostateczne uziemienie, przerwy w drucie uzie=miającym, pętle pozostawiane na nim w ziemi i t.p.). To też w nowszych czasach poświęca się sprawie urządzeń gromochronowych więcej uwagi i stu=djów, a nowoczesne urządzenia tego rodzaju odbiegają znacznie od pierwo=wzoru Franklina.

Konstruktorzy nowszych urządzen gromochronowych, stosowanych dla objektów zawierających materjały wybuchowe (proch, ropę, benzynę i t.p.), proponują albo stosowanie siatek uziemionych, wzorowanych na klatce Fa=radaya lub też pewnego rodzaju modyfikacje tychże. N.p. urządzenie gro=mochronowe „System Ohme" z zasto=sowaniem rodzaju sieci metalowej, rozpiętej nad chronionemi objek=tami i połączonej solenoidami z drugą siecią leżącą na dachu objektu (Rys 135). Obie sieci powietrzne połączone są jeszcze z siecią przewodów, leżącą w zie=mi i w wielu miejscach dobrze uziemioną zapomocą płyt żelaznych cynkowanych lub miedzianych.



Rys 135.

(Urządza „Werk für Elektrotechnik Ferdinand Ohme" Wiedeń, XIV/2 Renidorfgasse 17)

KONIEC CZĘŚCI PIERWSZEJ.

Władysław Znaniecki

PETERSEN Die Hochspannungstechnik (1910)

BAUER Das elektrische Kabel (1910)

FISCHER Einführung in die moderne Hochspannungstechnik, Sammlung Göschen Nr.609 (1912)

KÄHLER Luftelektrizität, Sammlung Göschen Nr.649.

JACOBIE GEBÄUDEBLITZABLEITER (1922)

[redacted] tom III. Elektryczność i Magnetyzm (1912).