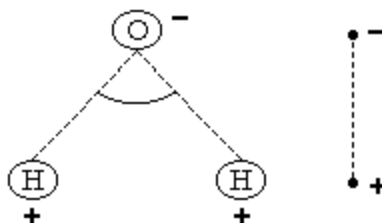




Przykładem dipoli elektrycznych występujących w przyrodzie są cząsteczki wody. Schematycznie możemy je przedstawić tak jak pokazano na rysunku 3.



Rys. 3

Woda dzięki budowie dipolowej ma wiele interesujących własności m.in. powoduje dysocjację soli, zasad i kwasów (cząsteczek o wiązaniach jonowych).

Wielkością charakteryzującą dipol elektryczny jest moment dipolowy.

$$P_d = q \cdot l.$$

Z reguły ładunki elektryczne związane są z ciałami rozciągłymi, dlatego wygodnie jest posłużyć się gęstością ładunku.

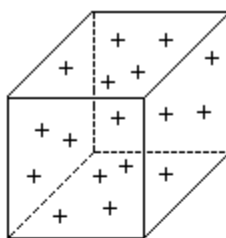
Jeżeli ładunki rozłożone są w całej objętości (ciała stałego, cieczy lub gazu), wówczas mówimy o gęstości objętościowej ładunku a jej miarą jest pochodna ładunku względem objętości.

$$\rho = \frac{dQ}{dV},$$

stąd łatwo otrzymać ładunek

$$Q = \int_V \rho dV. \quad (1)$$

Przykładem takiego rozkładu ładunków jest naelektryzowany izolator



Rys. 4.

gdzie ładunki znajdują się w całej objętości.

Jeżeli naelektryzowany obiekt jest powierzchnią, wówczas mamy rozkład ładunku powierzchniowego i posługujemy się pojęciem gęstości powierzchniowej, której miarą jest wyrażenie

$$\sigma = \frac{dQ}{dS} ,$$

gdzie:  $dS$  jest elementem powierzchniowym, stąd wyznaczamy ładunek

$$Q = \int_S \sigma dS . \quad (2)$$

Modelem takiego rozkładu jest powierzchnia naelektryzowanych przewodników.

Wreszcie w przypadku ładunku rozłożonego wzdłuż linii możemy posłużyć się pojęciem gęstości liniowej

$$\lambda = \frac{dQ}{dl} , \text{ przy czym } Q = \int_C \lambda dl , \quad (3)$$

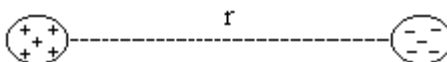
gdzie:  $dl$  jest elementem liniowym.

Nieźłym modelem ładunku liniowego jest ładunek zgromadzony w naelektryzowanym cienkim drucie.

Należy zdawać sobie sprawę, że rozkłady powierzchniowe i liniowe są daleko idącą idealizacją.

Siły elektryczne są długozasięgowe i silnie zależą od odległości między ładunkami. Dla ładunków punktowych lub rozłożonych na kuli możemy oddziaływania te opisać prawem Coulomba.

$$F = k \frac{q \cdot Q}{r^2} . \quad (4)$$



Rys. 5.

Najważniejszą cechą sił elektrycznych jest

$$F \sim \frac{1}{r^2} .$$

Decyduje ona o strukturze świata.

Aby prawo Coulomba (4) uogólnić należałoby posłużyć się rozkładami ładunku (1), (2), (3) i odpowiednio zmodyfikować wzór (4).

Wokół każdego ładunku elektrycznego pojawia się pole elektryczne, które możemy opisać siłami Coulomba, co nie jest najwygodniejsze (dlaczego?), lub posłużyć się pojęciem natężenia pola elektrycznego i potencjału. Miarą natężenia pola w przypadku ładunków punktowych jest

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}, \quad (5)$$

lub uwzględniając (4)

$$E = k \frac{Q}{r^2}, \quad (6)$$

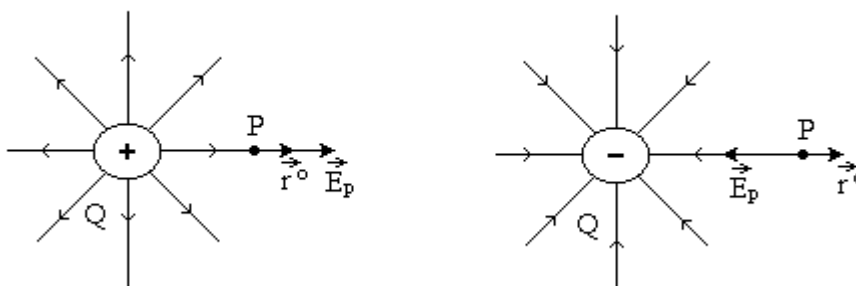
gdzie: Q jest źródłem pola, r - odległością punktu, w którym natężenie jest mierzone, od źródła.

W postaci wektorowej

$$\vec{E} = k \frac{Q}{r^3} \vec{r}^o, \quad (7)$$

przy czym  $\vec{r}^o$  - jest wektorem jednostkowym ( $r^o = 1$ ).

Przyjmuje się, że  $\vec{E} \uparrow \vec{r}^o$ , gdy ładunek Q jest dodatni, a  $\vec{E} \downarrow \vec{r}^o$ , gdy jest ujemny. Powyższa umowa określa kierunek pola elektrostatycznego.



Rys. 6.

Dla rozkładów ładunków wzór (6) przyjmuje postać całkową w zależności od charakteru rozkładu (1), (2) lub (3).

Łatwo zauważyć, że natężenie pola wytworzonego przez określone źródło jest funkcją położenia

$$\vec{E} = f(r) \cdot \vec{r}^o,$$

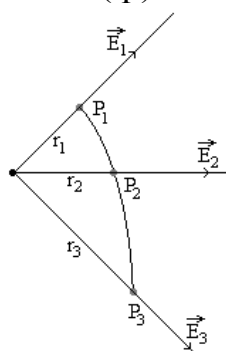
a więc funkcją charakterystyczną dla pola.

W szczególnym przypadku  $f(r) = \text{const}$  i wówczas  $\vec{E} = \vec{\text{const}}$  - oznacza to pole jednorodne.

Przenosząc ładunek elektryczny w polu elektrostatycznym możemy wykonać pracę przeciwko siłom pola lub pracę wykonają siły pola, zależy to od kierunku przenoszenia ładunku jego znaku i znaku ładunku - źródła pola.

$$W = - \int_a^b \vec{F} d \vec{l} .$$

W przypadku źródła punktowego (Q) i punktowego ładunku próbnego ( $q_0$ )



Rys. 7

przenosząc  $q_0$  wzdłuż drogi L z punktu  $P_1$  do  $P_3$  wykonamy pracę

$$W_{13} = \frac{Qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right), \quad (8)$$

gdzie:  $\epsilon_0$  przenikalność elektryczna próżni.

Widać, że praca nie zależy od drogi a od położenia punktu wyjściowego i końcowego.

Funkcję  $\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r}$  nazywać będziemy miarą potencjału wytworzonego przez pole o źródle Q w punkcie P odległym o r od źródła.

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} \quad (8)$$

Pracę opisaną równaniem (7) możemy zastąpić zależnością

$$W_{13} = q_0(V_1 - V_3) \quad (9)$$

Różnica potencjałów  $\Delta V = V_1 - V_3 = U$ , to nic innego jak miara napięcia między punktami 1 i 3.

Ogólniej, miarę potencjału definiujemy, biorąc pod uwagę jednostkowy ładunek próbny jako

$$V_p = - \int_P^{\infty} \vec{E} d\vec{l} \quad (10)$$

Potencjał jest równy pracy jaką należy wykonać przy przeniesieniu jednostkowego ładunku próbnego z nieskończoności do obranego punktu P. Praca nie zależy od drogi a jedynie od położenia punktu P.

Zatem i potencjał jest funkcją położenia

$$V = f(r)$$

Jednocześnie jest to cecha charakteryzująca potencjalność pola.

Znajomość natężenia pola w funkcji położenia oraz potencjału pozwala na jednoznaczny opis pola elektrostatycznego.

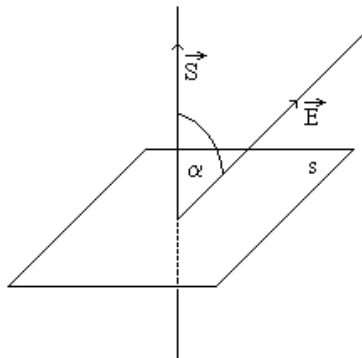
Ważną wielkością jest strumień wektora natężenia pola przez powierzchnię. Miarę strumienia przedstawia wzór:

$$\phi = \vec{E} \circ \vec{S} , \quad (11a)$$

lub

$$\phi = \vec{E} \circ \vec{n} \cdot S , \quad (11b)$$

gdzie:  $\vec{n}$  jest jednostkowym wektorem normalnym do płaszczyzny.



Rys. 8

Wektor powierzchni  $\vec{S}$  ma wartość równą  $S$ , kierunek prostopadły do powierzchni, a zwrot określony regułą śruby prawoskrętnej.

W przypadku ogólnym strumień obliczamy z całki.

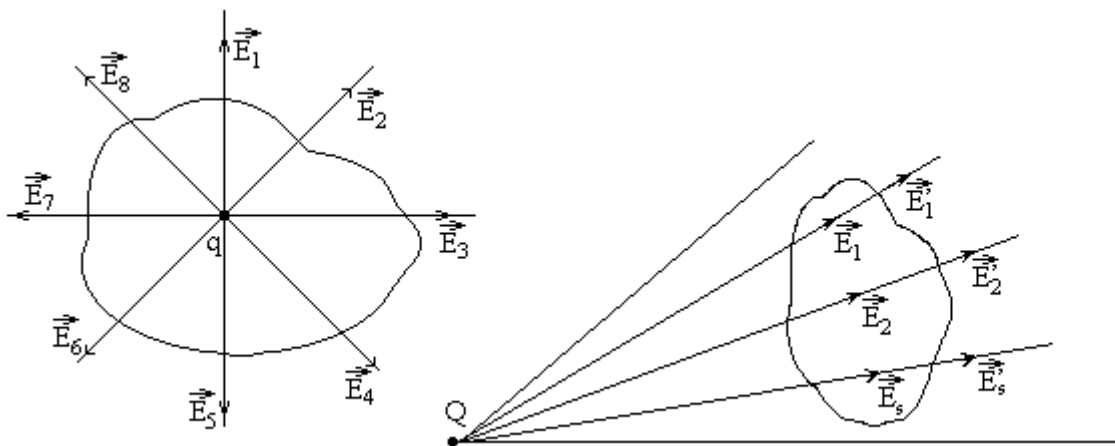
$$\phi = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S \vec{E} \circ \vec{n} \cdot dS , \quad (12)$$

gdzie:  $dS$  jest elementem płyta powierzchniowego.

Strumień przez powierzchnię zamkniętą

$$\phi = \frac{\sum q}{\epsilon_0} , \quad (13)$$

gdzie  $\sum q$  - jest sumą ładunków zamkniętych wewnątrz powierzchni.

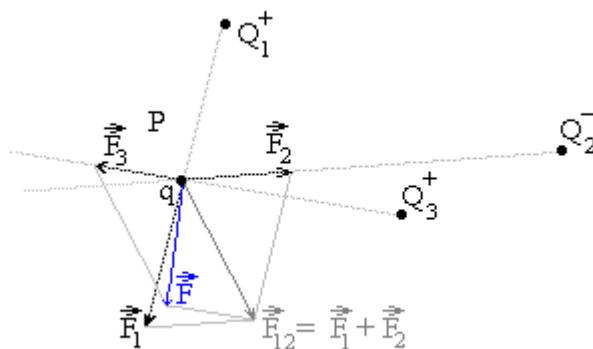


Rys. 9

Jest to prawo Gaussa. W elektrostatyce odgrywa bardzo dużą rolę i wykorzystywane jest do obliczania natężenia pola w przypadkach złożonych rozkładów ładunków.

Jeżeli pole elektrostatyczne ma wiele źródeł punktowych, to każde z tych źródeł wytwarza pole niezależnie od pozostałych. Opisane jest to przez prawo superpozycji.

Weźmy pod uwagę pole składające się z  $N$  źródeł punktowych.



Rys. 10.

Siła działająca na ładunek  $q$  umieszczony w punkcie  $P$  pochodzi od wszystkich źródeł i może być obliczona z zależności

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N = \sum \vec{F}_i \quad . \quad (14)$$

Dzieląc obie strony równania (14) przez  $q$  otrzymamy natężenie pola .

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum \vec{E}_i \quad . \quad (15)$$

Siła i natężenie pola są sumami geometrycznymi. Potencjał w punkcie  $P$  pochodzący od wszystkich źródeł będzie sumą algebraiczną

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_N = \sum V_i \quad . \quad (16)$$

Cechą charakteryzującą przewodnik jest pojemność elektryczna. Dla pojedynczego przewodnika miarą pojemności jest stosunek

$$\frac{Q}{U} = C \quad , \quad (17)$$

gdzie: napięcie  $U \sim Q$ , a  $C = \text{const}$ .

Posługując się zależnością (8) i korzystając ze wzoru (17) pojemność przewodnika kulistego opiszemy związkiem.

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad , \quad (18)$$

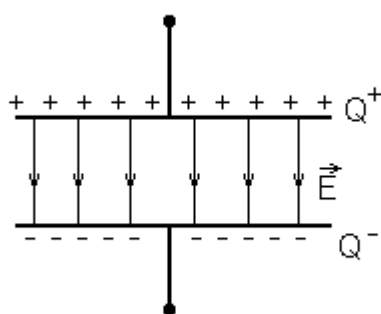
$r$  - jest tutaj promieniem kuli.

Dla innych przewodników pojemność obliczyć jest znacznie trudniej. Musimy skorzystać z postaci różniczkowej wzoru (17)

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad . \quad (19)$$



Konieczna jest znajomość rozkładu ładunku. Pojemność pojedynczych przewodników jest bardzo mała. Można ją istotnie zwiększyć umieszczając obok danego przewodnika drugi. Układ takich przewodników tworzy kondensator. Pojemność kondensatora silnie zależy od wielkości przewodników, ich kształtu, a także wzajemnej odległości oraz środowiska wypełniającego przestrzeń między nimi. Najprostszym kondensatorem jest kondensator płaski składający się z dwóch równoległych płaszczyzn umieszczonych w odległości  $d$  od siebie. Na wartość pojemności kondensatora płaskiego duży wpływ ma rodzaj dielektryka (środowiska) wypełniającego przestrzeń między płytkami.



Rys. 11.

Korzystając z prawa Gaussa (13) oraz ze wzoru na potencjał (10) obliczymy wartość potencjału między okładkami kondensatora.

$$E \circ S = \frac{\sum q}{\epsilon_0},$$

stąd

$$E = \frac{\sum q}{S\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0 S},$$

oraz

$$V = E \circ d,$$

więc

$$C = \frac{\epsilon_0 E \cdot S}{E \cdot d} = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}. \quad (20)$$

Uwzględniając dielektryk wypełniający przestrzeń między okładkami kondensatora wzór (20) przyjmuje postać

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot S}{d}, \quad (21)$$

gdzie  $\varepsilon = \frac{C}{C_0}$  jest stałą dielektryczną, przy czym  $C_0$  oznacza tu pojemność kondensatora próżniowego.

Z zależności (18) i (20) widać, że pojemność jest rzeczywiście cechą przewodników i środowiska w jakim się znajdują.

Nieco trudniej jest obliczyć pojemność często spotykanych kondensatorów cylindrycznych. Skorzystać możemy z zależności różniczkowej na pojemność przewodnika (19) oraz jak poprzednio z prawa Coulomba i wzoru (10), wówczas po wykonaniu rachunków dostajemy

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon l}{\ln \frac{R}{r}}, \quad (22)$$

gdzie  $l$  - wysokość współśrodkowych cylindrów,  $R$  i  $r$  - promienie zewnętrznego i wewnętrznego cylindra.

Kondensatory mogą być łączone szeregowo, równolegle lub w sposób mieszany. Przy łączeniu równoległym pojemność wzrasta bowiem

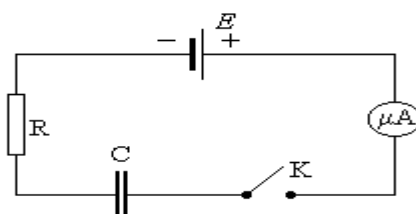
$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n$$

a przy łączeniu szeregowym maleje, ponieważ

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} .$$

## ŁADOWANIE I ROZŁADOWANIE KONDENSATORA.

Aby kondensator naładować budujemy obwód elektryczny jak na schemacie



Rys. 12.

Kondensator o pojemności  $C$  ładujemy przez duży opór  $R$  ze źródła o sile elektromotorycznej  $\mathcal{E}$ . W obwodzie występują dwie siły elektromotoryczne: źródła i naładowanego kondensatora. A więc w samym obwodzie obok siły elektromotorycznej  $\mathcal{E}$  pojawia się wzrastająca siła elektromotoryczna ładowanego kondensatora przeciwnie skierowana niż siła  $\mathcal{E}$

$$\mathcal{E}_c = -\frac{Q}{C}. \quad (23)$$

Z prawa Kirchhoffa możemy zapisać równanie dla badanego obwodu w postaci

$$\mathcal{E} - \frac{Q}{C} = IR. \quad (24)$$

Ale

$$I = \frac{dQ}{dt}, \quad (25)$$

więc

$$\mathcal{E} - \frac{Q}{C} = R \frac{dQ}{dt}. \quad (26)$$

Po prostych przekształceniach (26) przyjmie postać

$$Q - \mathcal{E} C = -RC \frac{d}{dt}(Q - \mathcal{E} C),$$

(dopisanie wyrażenia  $\mathcal{E} C = \text{const}$  przed znakiem pochodnej niczego nie zmienia, ponieważ pochodna stałej jest równa 0)

lub

$$-\frac{1}{RC}(Q - \mathcal{E} C) = \frac{d}{dt}(Q - \mathcal{E} C).$$

Rozdzielając zmienne dostajemy

$$-\frac{dt}{RC} = \frac{d(Q - \mathcal{E}C)}{Q - \mathcal{E}C} .$$

Po scałkowaniu obu stron otrzymamy

$$-\frac{t}{RC} + K = \ln(Q - \mathcal{E}C) .$$

Wartość argumentu logarytmu naturalnego

$$(Q - \mathcal{E}C) = K' C^{-\frac{t}{RC}} . \quad (27)$$

Nałożmy warunki początkowe: niech dla  $t = 0$ ,  $Q = 0$ , wówczas z równania (27) wyznaczamy stałą  $K'$ .

Łatwo zauważyć, że

$$K' = \mathcal{E}C .$$

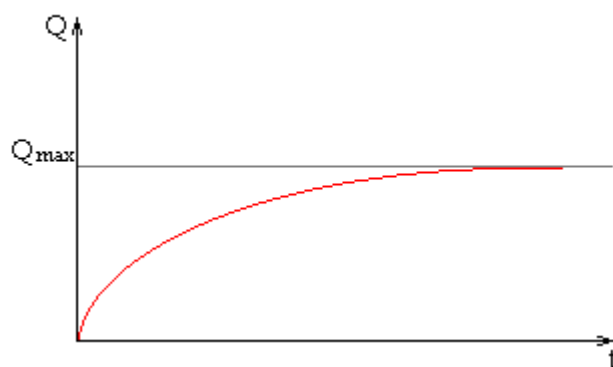
Ostatecznie równanie (27) da się przekształcić do postaci

$$Q = \mathcal{E}C \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) .$$

Ponieważ  $\mathcal{E}C = Q_{\max}$  - maksymalnemu ładunkowi jaki w tym układzie może być zgromadzony na okładce kondensatora, to

$$Q = Q_{\max} \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) . \quad (28)$$

Podczas ładowania kondensatora ładunek elektryczny na okładkach kondensatora zmienia się zgodnie z równaniem (28). Wykres zależności  $Q = Q(t)$  przedstawiono na rysunku.



Rys. 13.

gdzie  $Q_{\max}$  jest asymptotą.

Jest to jednocześnie maksymalna wartość ładunku jaki może być zgromadzony na kondensatorze.

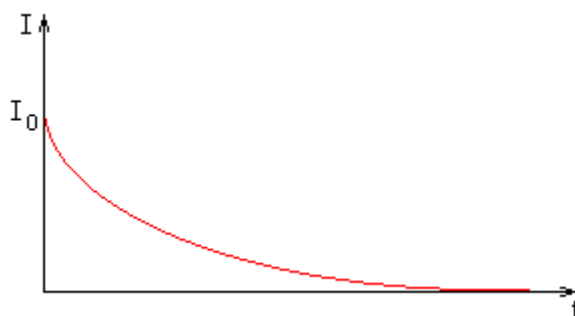
Różniczkując wzór (28) stronami względem czasu otrzymujemy

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{Q_{\max}}{RC} e^{-\frac{t}{RC}},$$

gdzie,  $\frac{Q_{\max}}{RC} = I_0$  jest maksymalnym prądem ładowania.

Krzywa ładowania kondensatora da się przedstawić równaniem

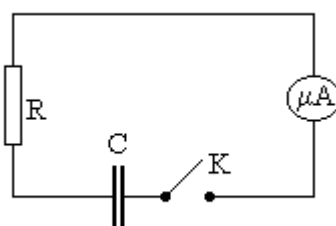
$$I = I_0 e^{-\frac{t}{RC}}. \quad (29)$$



Rys. 14.

Pole pod wykresem jest równe liczbowo wartości ładunku zgromadzonego na kondensatorze.

Kondensator rozładujemy w układzie przedstawionym na schemacie poniżej.



Rys. 15.

Praktycznie w układzie tym nie jesteśmy w stanie zmierzyć natężenia  $I_0$  z uwagi na bezwładność przyrządów.. Dla rozważań teoretycznych nie ma to większego znaczenia, bowiem możemy założyć, że wskazówka mikroamperomierza jest tak lekka iż możemy zaniedbać jej bezwładność.

Prawo Kirchhoffa dla tego układu da się przedstawić w postaci

$$-\frac{Q}{C} = IR$$

Ponieważ  $I$  i  $Q$  są różnymi zmiennymi niewiadomymi przekształcamy równanie o dwu niewiadomych w równanie z jedną niewiadomą.

Wiadomo, że  $I = \frac{dQ}{dt}$ , więc możemy zapisać

$$-\frac{Q}{C} = R \frac{dQ}{dt} .$$

W ostatnim równaniu różniczkowym łatwo rozdzielić zmienne

$$-\frac{dt}{RC} = \frac{dQ}{Q} .$$

Po scałkowaniu

$$-\frac{t}{RC} + K = \ln Q .$$

A stąd

$$Q = e^{-\frac{t}{RC} + K} = K' e^{-\frac{t}{RC}} .$$

Warunki początkowe dla  $t = 0$  prowadzą do  $Q = Q_{\max}$  (ponieważ kondensator jest naładowany).

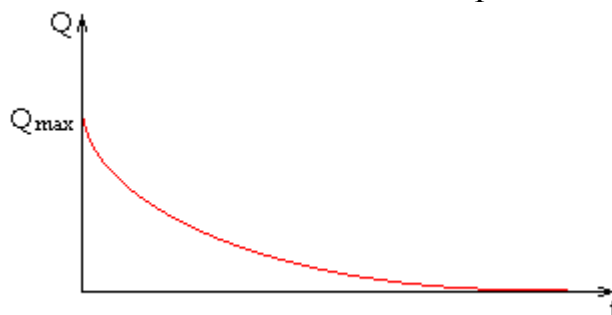
Zatem

$$Q_{\max} = K'$$

Ostatecznie

$$Q = Q_{\max} e^{-\frac{t}{RC}} , \quad (30)$$

określa zmianę ładunku na okładce kondensatora podczas rozładowania.

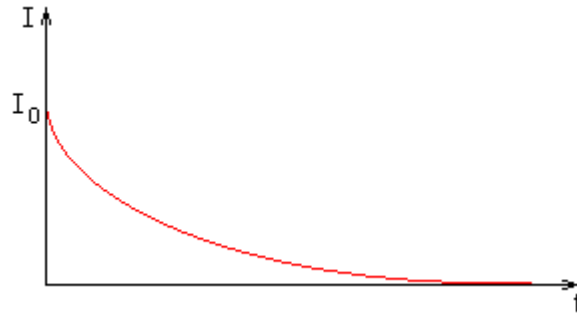


Rys. 16.

Różniczkując (30) stronami względem czasu otrzymamy zależność na natężenie prądu rozładowania.

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{RC}} \quad (31)$$

Jak widać jest to krzywa wykładnicza - malejąca.



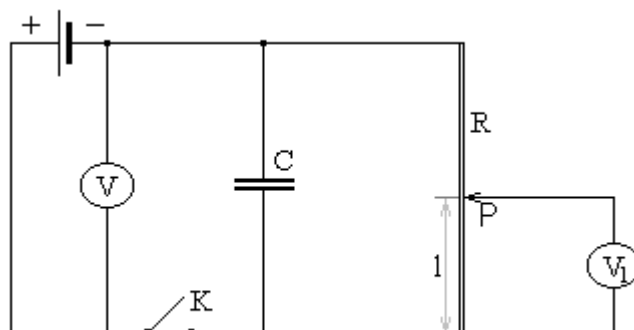
Rys. 17.

Pole pod wykresem jest liczbowo równe ładunkowi wypływającemu z kondensatora, ponieważ

$$Q = \int I dt \quad (32)$$

**A. Badanie spadku potencjału wzdłuż pręta drewnianego.**

1. Budujemy układ wg. schematu. Bieguny kondensatora zwieramy listwą drewnianą z podziałką o długości 1m.



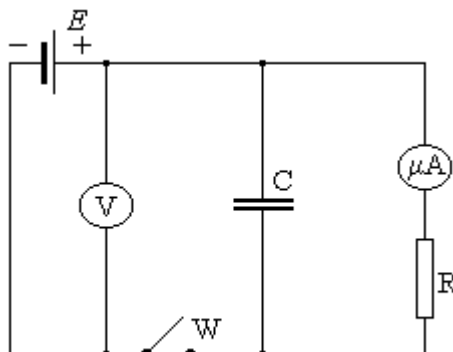
Rys. 18.

2. Ustawiamy suwak na pręcie drewnianym w położeniu P. Odczytujemy długość  $l$ .
3. Ładujemy kondensator (do wartości napięcia podanego przez prowadzącego zajęcia) zamykając klucz K.
4. Odczytujemy wartość potencjału dla położenia P.
5. Otwieramy klucz K i rozładowujemy kondensator przez drewniany pręt.
6. Czynności z punktów 2, 3, 4,5 powtarzamy zmieniając ustawienie suwaka P co 5 cm.
7. Czynności z punktu 6 powtarzamy 3-krotnie ustawiając suwak w takich samych położeniach.
8. Znajdujemy średnią wartość potencjału dla tych samych położen suwaka P.
9. Szacujemy wartość błędów pomiarowych.
10. Sporządzamy wykres zależności potencjału od długości pręta ( $V=f(l)$ ) (części przewodzącej).
11. Przeprowadzamy analizę wyników, błędów i formujemy wnioski.



## B. Badanie zmian ładunku elektrycznego zgromadzonego na okładkach kondensatora podczas rozładowania metodą całkowania graficznego.

1. Budujemy obwód wg schematu.



Rys. 19

2. Włączamy zasilacz do sieci za zgodą prowadzącego ćwiczenia.
3. Ładujemy kondensator C zamykając obwód wyłącznikiem W.
4. Odczytujemy wskazania woltomierza (V) i amperomierza ( $\mu\text{A}$ ).
5. Otwieramy wyłącznik W jednocześnie włączając stoper.
6. Odczytujemy wskazania mikroamperomierza co 5, 10, 15sek. aż do rozładowania kondensatora.
7. Powtarzamy czynności z punktu 3, 4. Jeżeli wskazania woltomierza a szczególnie amperomierza są inne niż w punkcie 4 regulujemy potencjometrem (na zasilaczu) zasilanie tak, aby uzyskać identyczne wskazania woltomierza i mikroamperomierza. (jak w punkcie 4).
8. Otwieramy wyłącznik W jednocześnie włączamy stoper i odczytujemy wskazania mikroamperomierza w 4, 9, 14sek. .... aż do momentu rozładowania kondensatora.
9. Powtarzamy czynności z punktu 7 i 8 rozpoczynając odczyt mikroamperomierza od 3 sek. co 5 sek.; następnie od 2 sek. co 5 sek., a następnie od 1 sek. co 5 sek.

**UWAGA! W wyniku pomiarów powinniśmy otrzymać wartości natężenia co 1 sek. do chwili rozładowania kondensatora.**

10. Oszacowujemy błędy pomiaru czasu i natężenia prądu.
11. Sporządzamy na papierze milimetrowym wykres zależności natężenia prądu rozładowania kondensatora od czasu  $I = f(t)$ . Patrz wzór (29).
12. Obliczamy pole pod wykresem dla całego czasu rozładowania  $t$ , dla czasu  $t - 1\text{s}$ ,  $t - 2\text{s}$ ,  $t - 3\text{s}$ , ....  $t - t\text{s}$ . wyniki zbieramy w tabelkę. ( Jaki sens fizyczny ma wartość tego pola?).
13. Sporządzamy wykres zależności ładunku  $Q$  od czasu rozładowania  $t$ . Wyznaczamy ładunek maksymalny.
14. Szacujemy błędy, przeprowadzamy dyskusję wyników.

15. Określamy wpływ pojemności kondensatora (C), oporu (R) na przebieg rozładowania.
16. Przeprowadzamy analizę metody pomiarowej.

### **C. Badanie zmian ładunku elektrycznego gromadzonego na okładkach kondensatora podczas ładowania metodą całkowania graficznego.**

1. Wykonujemy czynności jak w punktach 1B - 10B.
2. Sporządzamy na papierze milimetrowym wykres zależności natężenia prądu rozładowania (I) od czasu (t)  $I = f(t)$ .

#### **UWAGA! Zwrócić uwagę na zależność prądu ładowania i prądu rozładowania od czasu t.**

3. Obliczamy pola figur pod wykresem dla odcinków czasu odpowiednio 0s, 1s, 2s ..... do chwili odpowiadającej momentowi rozładowania. Wyniki zbieramy w tabelkę
4. Sporządzamy wykres zależności ładunku Q od czasu t. Wyznaczamy ładunek maksymalny.
5. Szacujemy błędy, przeprowadzamy dyskusję wyników.
6. Wykonujemy analizę metody pomiarowej.

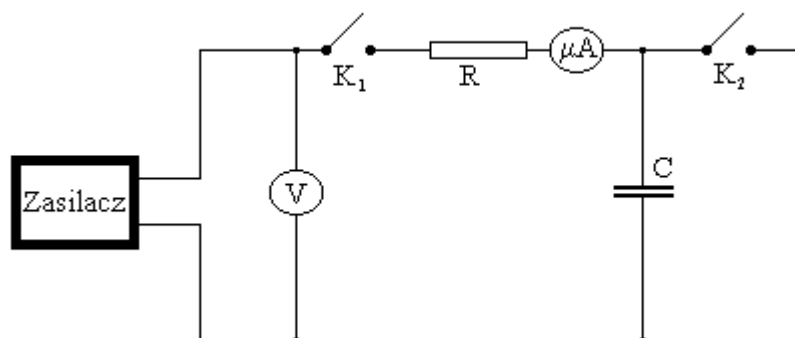
### **D. Pomiar pojemności kondensatora metodą całkowania graficznego.**

1. Wykonujemy czynności jak w punktach 1B-11B.
2. Obliczamy pole pod wykresem funkcji  $I = f(t)$ .
3. Obliczamy błąd wyznaczania ładunku.
4. Obliczamy pojemność badanego kondensatora.
5. Obliczamy stałą czasową.
6. Powtarzamy pomiary dla kondensatorów o innych pojemnościach.
7. Badamy wpływ oporu elektrycznego na czas rozładowania kondensatora.
8. Przeprowadzamy rachunek błędów i dyskusję wyników.

#### **UWAGA! We wszystkich ćwiczeniach z naładowanymi kondensatorami nie dotykać do biegunów kondensatora.**

### E. Wyznaczanie krzywej ładowania kondensatora metodą całkowania graficznego.

1. Budujemy obwód według schematu.



Rys. 20

2. Zamykamy klucz  $K_1$  włączając jednocześnie stoper. Odczytujemy wskazania mikroamperomierza co 5s. 10s. 15s. ....aż do zaniku prądu ładowania. Odczytujemy wskazania woltomierza.
3. Otwieramy klucz  $K_1$  i zamykamy klucz  $K_2$  powodując rozładowanie kondensatora.
4. Powtarzamy czynności z punktu 2 rozpoczynając odczyt mikroamperomierza w 4s. a następnie co 5s do zaniku prądu. Po rozładowaniu kondensatora powtarzamy pomiary zaczynając od 3 s, następnie od 2s i od 1s.
5. Czynności z punktów 2,3,4 powtarzamy trzykrotnie i wyznaczamy średnią wartość natężenia odpowiadającą 1, 2, 3, 4s ..... ładowania .
6. Powtarzamy pomiary dla kondensatorów o innych pojemnościach.
7. Pomiary powtarzamy dla innych oporów  $R$ .
8. Sporządzamy na papierze milimetrowym wykresy zależności  $I = f(t)$  (zależność natężenia prądu ładowania od czasu).
9. Obliczamy wartość ładunku wprowadzonego na okładki kondensatora po pierwszej sekundzie, po 2 sekundach, po 3 sekundach ..... powtarzając obliczenia do końca czasu ładowania.
10. Powtarzamy obliczenia wartości ładunków dla każdej serii pomiarów.
11. Sporządzamy wykres zależności  $Q = f(t)$  podczas ładowania kondensatora.
12. obliczamy pojemność badanych kondensatorów.
13. Obliczamy stałe czasowe.
14. Przeprowadzamy rachunek błędów, dyskusję wyników i wyciągamy wnioski.

### **Literatura.**

1. J. Orear - Fizyka t.1;
2. A. Januszajtis - Fizyka t.2;
3. Jaworski, Dietłaf - Kurs fizyki t.2
4. T. Dryński - Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki
5. Murkowski - Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki i biofizyki
6. red. Fulińska - Opisy i instrukcje do ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki;
7. H. Szydłowski - Laboratorium fizyczne.