A fémgolyó a kondenzátor egyik lemezével érintkezve feltöltődik úgy, hogy potenciálja megegyezzék a lemezével. A feltöltött golyót ez a lemez taszítani fogja, a másik vonzza, ezért átlendül a másik fegyverzethez. Ott ellentétes töltésre tesz szert, s a folyamat fordítva is lejátszódik. A golyó tehát periodikusan mozog a kondenzátor két lemeze között, miközben töltést szállít.

A számolásnál a következő közelítéseket alkalmazzuk:

a) A kondenzátor terének a fémgömbön elhelyezkedő töltésekre gyakorolt megosztó hatását elhanyagoljuk. A töltött gömb mozgását a középpontjába képzelt pontszerű töltés mozgásával közelítjük. (Ez a közelítés az $r \ll d$ esetben jogos.)

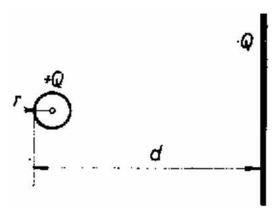
b) A golyó terének a kondenzátor lemezeire gyakorolt megosztó hatásától eltekintünk. (Ezt akkor tehetjük meg, ha a gömb töltése kicsi a lemezek töltéséhez képest, s mivel a gömb töltése arányos a kapacitásával, ez is az $r \ll d$ megszorítást jelenti.)

c) A töltéskicserélődést pillanatszerűnek tekintjük.

d) A hosszú fonál miatt a gömb mozgását egyenes vonalú mozgással közelítjük.

Mivel a kondenzátor feszültségforrásra van kapcsolva, a lemezek mindig állandó feszültségen lesznek. Amikor a fémgolyót hozzáérintjük az egyik, mondjuk a pozitív fegyverzethez, a golyó feltöltődik. Töltése – jelöljük Q-val – szintén pozitív lesz.

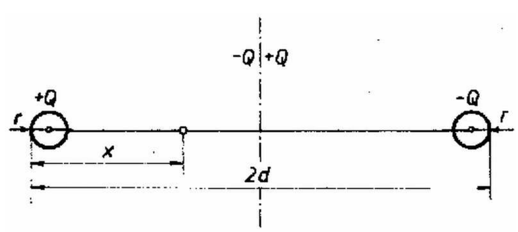
Ha eltekintünk attól, hogy a Q töltés nem egyenletesen helyezkedik el a golyón a megosztás miatt, és attól, hogy a golyóval érintkező helyen a kondenzátorlemez töltése valamivel lecsökken, az elrendezést úgy közelíthetjük, mint a síkondenzátor terének és az 1. ábrának megfelelő kondenzátor terének szuperpozícióját.



1. ábra

Ennek a kondenzátornak az egyik fegyverzete gömb, a másik sík, feszültsége U, töltése Q. Kapacitását az ún. töltéstükrözéses módszerrel határozhatjuk meg.

Tegyük fel, hogy a sík fegyverzetet végtelen nagynak tekintjük. Ekkor kiegészíthetjük az 1. ábra elrendezését úgy (felhasználva, hogy $-Q$ a lemez baloldali felületén helyezkedik el és a lemeztől jobbra a térerősség nulla, hogy a lemez jobb oldali felületét $+Q$ töltéssel feltöltjök a baloldali felülettel megegyező töltéseloszlással, és az eredeti golyó tükörképére $-Q$ töltést helyzünk el (2. ábra).



2. ábra

A lemez töltései így kiegyenlítik egymást, a lemez eltávolítható, a két golyó alkotta kondenzátor terét viszont ki tudjuk számítani.

A potenciálkülönbség (a két golyó között $2U$) a térerősség integrálja tetszőleges úton a két fegyverzet között. Legyen az út a centrális, és ha csak a felezőpontig integrálunk, az U feszültséget kapjuk meg. Az x koordinátájú pontban a térerősség:

$$E(x) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{(x-r)^2} + \frac{1}{(2d-r-x)^2}\right).$$

Így

$$U = \int_{2r}^{d} E(x)dx = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{2d-3r}\right).$$

Ha figyelembe vesszük, hogy $r \ll d$,

$$U \cong \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r},$$

azaz az 1. ábra elrendezésének kapacitása

$$C = 4\pi\varepsilon_0 r,$$

érdekes módon megegyezik a szabad gömb kapacitásával. A golyó töltése tehát

$$Q = 4\pi\varepsilon_0 rU,$$

és mivel a síkkondenzátor térerőssége mindenütt

$$E = U/d,$$

a golyó gyorsulása

$$a = \frac{E \cdot Q}{m} = \frac{4\pi\varepsilon_0 rU^2}{md},$$

a félperiódusidő (a mozgás nulla kezdősebességű és egyenletesen gyorsuló):

$$t = \sqrt{\frac{2(d-2r)}{a}} \cong \frac{d}{U}\sqrt{\frac{m}{2\pi\varepsilon_0 r}}.$$

Az átlagos áramerősség

$$I = \frac{Q}{t} \cong \frac{4U^2}{d}\sqrt{\frac{2(\pi\varepsilon_0 r)^3}{m}}.$$

Sparing László (Szombathely, Nagy Lajos Gimn., IV. o. t.) dolgozata alapján