Kako se lotiš: FIZ2

Patrik Žnidaršič

Prevedeno 13. maj 2023

1 Nihanje

Nihanje na splošno opisujemo z naslednjimi količinami:

- Amplituda, kolikšen je največji odmik nihajoče količine od ravnovesne lege,
- Nihajni čas t_0, merjen v sekundah, je čas med dvema enakima položajema nihala,
- Frekvenca ν, merjena v $\mathrm{Hz} = s^{-1}$, je število nihajev na sekundo,
- Krožna frekvenca ω je podobna frekvenci, razlikuje se le za faktor.

Veljajo naslednje zveze:

$$\nu = \frac{1}{t_0} \qquad \omega = 2\pi\nu \qquad t_0 = \frac{2\pi}{\omega}$$

1.1 Osnove

Osnovni postopek za reševanje nalog iz nihanja je naslednji;

1. Analiziraj sile/navore v neravnovesni situaciji in zapiši drugi Newtonov zakon v eni spremenljivki.
2. Enačbo spravi v obliko, prikazano spodaj.
3. Iz zapisa enačbe preberi konstanti β in ω_0, s katerimi je sistem poznan.

Ko analiziramo sile/navore v določeni situaciji ter za njih zapišemo drugi Newtonov zakon (torej $\Sigma\vec{F} = m\vec{a}$ ali $\Sigma M = J\alpha$), dobimo enačbo nihanja

$$\ddot{y} + 2\beta\dot{y} + \omega_0^2 y = 0. \tag{1}$$

Za izpeljavo enačbe moramo včasih uporabiti Taylorjeve približke za razne funkcije, in morda uvedbo nove spremenljivke (če za zadnji člen dobimo $\omega_0^2(y - y_0)$, kjer je y_0

konstanten). Pogosti Taylorjevi približki so naslednji;

$$(1+x)^\alpha = 1+\alpha x \qquad \sin x = x$$
$$\tan x = x \qquad \cos x = 1 - \frac{1}{2}x^2.$$

Konstanti ω_0 ter β preberemo iz zapisa enačbe. Konstanto β imenujemo KOEFICIENT DUŠENJA.

Glede na vrednost izraza $D = 4\beta^2 - 4\omega_0^2$ se lahko nahajamo v treh primerih. Če je $D < 0$, smo v PODKRITIČNEM DUŠENJU. To je najbolj zanimiv primer, ker nihalo nekaj časa dejansko niha. Rešitev je tedaj

$$y = Be^{-\beta t}\sin(\omega t + \delta) \tag{2}$$

za $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$. Parametra B in δ izračunamo iz začetnih pogojev. Ti so običajno dani v nalogi (npr. *nihalo izmaknemo iz ravnovesne lege za* 5 *stopinj in spustimo*). Na splošno izraz *spustimo* pomeni, da ima nekaj začetno hitrost 0. Konstanto ω imenujemo LASTNA KROŽNA FREKVENCA. To je tista frekvenca, ki jo dejansko izmerimo. V primeru nedušenega nihanja je enaka ω_0, v primeru dušenega pa ne.

Če je $D = 0$, primer imenujemo KRITIČNO DUŠENJE. Tedaj je $\omega = 0$, in rešitev je oblike

$$y = (B_1 + B_2 t)e^{-\beta t}.$$

Če je $D < 0$, smo v NADKRITIČNEM DUŠENJU. Ta primer ni posebej zanimiv, rešitev pa je oblike

$$y = B_1 e^{\lambda_1 t} + B_2 e^{\lambda_2 t},$$

kjer sta λ_1, λ_2 rešitvi enačbe $\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2 = 0$ (torej $\lambda_{1,2} = -\beta \pm |\omega|$ za $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2 < 0$).

1.2 Rešeni primeri

1.2.1 Vijačna vzmet

Pritrdimo utež z maso m na vijačno vzmet s koeficientom k ter vzmet obesimo na strop. Predpostavimo linearni zakon upora (torej imamo uporno silo $F_u = C\dot{y}$), in po izpeljavi pridemo do

$$\beta = \frac{C}{2m} \qquad \omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

1.2.2 Nitno/matematično nihalo

Utež z maso m pritrdimo na lahko vrvico dolžine l. Predpostavimo, da ni dušenja. Izpeljemo enačbo nihanja

$$\ddot{\phi} + \frac{g}{l}\phi = 0$$

za $\phi << 1$. Velja torej $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$, in je nihajni čas neodvisen od mase uteži.

1.2.3 Fizično nihalo

Obesimo kos krompirja z maso m na palico in ga zanihamo. Predpostavimo, da je nihanje nedušeno. Dobimo

$$\omega_0^2 = \frac{mgl^*}{J_z},$$

kjer je l^* razdalja od osi vrtenja do težišča, J_z pa vztrajnostni moment za vrtenje *okoli osi.*

1.3 Vsiljeno nihanje

Kadar na naš sistem deluje (sinusna) sila vsiljevanja, enačbo nihanja zapišemo v obliki

$$\ddot{y} + 2\beta\dot{y} + \omega_0^2 y = A_0 \sin(\omega_v t), \tag{3}$$

kjer je A_0 povezana z amplitudo sile, ω_v pa krožna frekvenca vsiljevanja. Rešitev take enačbe je vsote rešitve homogenega sistema in neke partikularne rešitve;

$$y = y_h + y_p.$$

Za rešitev homogenega sistema uporabimo enačbo (2), za y_p pa nastavek

$$B_p \sin(\omega_v t - \delta_p).$$

Velja

$$\tan\delta_p = \frac{2\omega_v\beta}{\omega_0^2 - \omega_v^2}, \qquad B_p = \frac{A_0}{\omega_v}\frac{1}{\sqrt{\frac{(\omega_0^2-\omega_v^2)^2}{\omega_v^2} + 4\beta^2}}.$$

Uvedemo IMPEDANCO $z \in \mathbb{C}$, ki združi ti rešitvi:

$$z = \frac{B_p\omega_v}{A_0}e^{i\delta_p}.$$

Amplituda partikularne rešitve B_p je funkcija ω_v, zato je naravno vprašanje, pri kakšnem ω_v je B_p maksimalen. Odgovor temu je

$$\omega_m = \omega_0\sqrt{1 - \frac{2\beta^2}{\omega_0^2}}.$$

Če narišemo odvisnost B_p od ω_v, dobimo resonančno krivuljo. V primeru šibkega dušenja je optimalen ω_m kar ω_0, sicer pa je ω_m nekaj manjši.

1.3.1 Greenove funkcije

Če imamo nihalo z maso m ter lastno frekvenco ω, ki ga vzbujamo s silo $F(t)$, lahko odmik nihala izračunamo s pomočjo metode Greenovih funkcij;

$$x(t) = \int_0^t \frac{F(\tau)}{m\omega} e^{-\beta(t-\tau)} \sin(\omega t - \omega\tau) d\tau.$$

1.4 Sklopljeno nihanje

Sklopljeno nihanje se pojavi, ko imamo dve povezani nihali. Nalog se lotimo tako, da zapišemo drugi Newtonov zakon za vsako nihalo posebej in prevedemo dobljene enačbe v obliko

$$\ddot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + \omega_2^2(x_1 - x_2) = 0 \tag{4}$$

$$\ddot{x}_2 + \omega_1^2 x_2 - \omega_2^2(x_1 - x_2) = 0 \tag{5}$$

S substitucijama $x_a = x_1 + x_2$ in $x_b = x_1 - x_2$ lahko sistem prevedemo v dve neodvisni diferencialni enačbi, ki ju rešimo. Rešitvi sta oblike

$$x_1 = C_1 \sin(\omega_a t + \delta_a) + C_2 \sin(\omega_b t + \delta_b)$$
$$x_2 = C_1 \sin(\omega_a t + \delta_a) - C_2 \sin(\omega_b t + \delta_b)$$

za $\omega_a^2 = \omega_1^2$ in $\omega_b^2 = \omega_1^2 + 2\omega_2^2$.

Ekvivalentno (in lažje za račun):

$$x_1 = A\sin(\omega_a t) + B\cos(\omega_a t) - C\sin(\omega_b t) - D\cos(\omega_b t)$$
$$x_2 = A\sin(\omega_a t) + B\cos(\omega_a t) + C\sin(\omega_b t) + D\cos(\omega_b t)$$

Parametre v enačbah izračunamo iz začetnih pogojev.

2 Valovanje

Pri reševanju nalog iz valovanja običajno ne potrebuješ izpeljati enačbe; če pa jo, pa je oblike

$$\ddot{u} = c^2 \partial_{x^2} u, \tag{6}$$

oziroma v treh dimenzijah

$$\ddot{u} = c^2\, \nabla^2 u. \tag{7}$$

Konstanto c imenujemo HITROST VALOVANJA. To je dejansko hitrost širjenja motnje v snovi; ni pa to nujno enako hitrosti premikanja snovi. Rešitev te enačbe je v splošnem komplicirana, za enodimenzionalni primer pa rešitve poznamo; naj bosta $f, g \in \mathcal{C}^2(\mathbb{R})$. Potem je $u(x,t) = f(x - ct) + g(x + ct)$ rešitev enačbe (6). Vse vrednosti $u(x,t)$ lahko zapišemo kot $u(0, \ldots)$ ali $u(\ldots, 0)$, zato je valovanje natanko določeno z začetnimi pogoji.

Če imamo dana začetna pogoja $u(x,0) = A(x)$ ter $\partial_t u(x,0) = B(x)$, lahko splošno rešitev zapišemo kot

$$u(x,t) = \frac{1}{2}(A(x-ct) + A(x+ct)) + \frac{1}{2c}\int_{x-ct}^{x+ct} B(\chi)d\chi.$$

Poznamo dve vrsti valovanja; longitudinalno in transverzalno. Zvok je primer longitudinalnega valovanja, primer transverzalnega pa valovanje po vrvi, ki jo premetavaš levo in desno.

2.1 Robni pogoji

Ker snov običajno ni neskončna, moramo predpostaviti neke robne pogoje. Na modelu prožne palice poznamo dva možna pogoja:

- Če je konec palice vpet na steno v krajišču x, je $u(x,t) = 0$.
- Če je konec palice v krajišču x prost, je $\partial_x u(x,t) = 0$.

2.2 Hitrost razširjanja motnje

Hitrosti razširjanja motnje po raznih medijih so znane:

Medij	Hitrost valovanja	Opombe
Prožna palica	$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	E: prožnostni modul, ρ: gostota
Struna	$c = \sqrt{\frac{F}{\rho S}}$	F: sila, s katero napenjamo, ρ: gostota, S: prečni presek
Vijačna vzmet	$c = l\sqrt{\frac{k}{m}}$	l: dolžina, k: koeficient vzmeti, m: masa vzmeti
Kapljevina	$c = \sqrt{\frac{1}{\chi_S \rho}}$	χ_S: adiabatska stisljivost, ρ: gostota
Plin	$c = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}}$	M: molska masa

2.3 Sinusno valovanje

Običajno valovanja niso poljubna, temveč sinusna. Če vzamemo robne pogoje $u(x = 0, t) = u_0 \sin(-\omega t + \delta)$, bo naše valovanje izgledalo kot premikajoč se sinus (ker $u(x,t) =$

$u(0, t - x/c))$. Tedaj izpeljemo

$$u(x,t) = u_0 \sin(kx - \omega t + \delta),$$

kjer je $k = \frac{\omega}{c}$ VALOVNO ŠTEVILO (v m^{-1}). Za $\omega = 2\pi\nu$ in $\lambda = \frac{\nu}{c}$ (VALOVNA DOLŽINA) velja $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

2.3.1 Stojno sinusno valovanje

Recimo, da imamo prožno palico, ki je prosta na obeh koncih. Po palici potuje sinusno valovanje $u(x,t) = u_0 \sin(kx + \omega t + \delta_1) + u_0 \sin(kx - \omega t + \delta_2)$. Ker je palica na obeh koncih prosta, velja $\partial_x u(x,t) = 0$ za $x = 0$ ter $x = l$ (l je dolžina palice). Iz teh enačb izpeljemo

$$k = k_n = \frac{n\pi}{l},$$

torej imamo le nekaj možnosti, kakšna valovanja sploh lahko potujejo po taki palici. Izpeljemo še

$$\lambda_n = \frac{2l}{n}, \qquad \nu_n = \frac{nc}{2l}.$$

Frekvencam, ki so večkratnimi $\frac{c}{2l}$, pravimo LASTNE FREKVENCE. Pri $n = 1$ dobimo OSNOVNO LASTNO FREKVENCO, za višje n pa višje lastne frekvence. Pri takih frekvencah obstajajo točke x, pri katerih je val konstantno 0. To so točke $\cos k_n x = 0$, torej $x = \frac{ml}{2n}$ za $m \in \mathbb{Z}$.

2.3.2 Energija sinusnega valovanja

V modelu prožne palice lahko opazujemo kinetično in prožnostno energijo posamičnih delcev, kar združimo v eno energijo sinusnega valovanja:

$$w = w_0 \cos^2(kx - \omega t + \delta), \qquad w_0 = u_0^2 \omega^2 \rho,$$

za amplitudo valovanja u_0, krožno frekvenco ω in gostoto snovi ρ. To je funkcija časa, zato je smiselno gledati le njeno povprečno vrednost

$$\bar{w} = \frac{1}{2} u_0^2 \omega^2 \rho.$$

Če je S prečni presek snovi, pravokoten na smer razširjanja valovanja, lahko uvedemo dve novi količini

$$P = cS\bar{w}, \qquad j = c\bar{w}.$$

Količino P imenujemo ENERGIJSKI TOK VALOVANJA in jo merimo v W, količino j pa imenujemo GOSTOTA ENERGIJSKEGA TOKA.

2.3.3 Zvok

Pri zvoku količini j pravimo JAKOST. Za $j = 10^{-12}\, W/m^2$ zvok še ravno slišimo, $j = 1\, W/m^2$ pa je meja bolečine. Druga nova količina je GLASNOST, ki je definirana kot

$$\text{glasnost} = 10 \cdot \log_{10} \frac{j}{j_0}$$

za $j_0 = 10^{-12}\; W/m^2$. Glasnost merimo v dB.

Za zvok je smiselno pogledati tlačno razliko (od ravnovesnega tlaka) kot funkcijo časa; dobimo

$$\Delta p = -\frac{\omega u_0}{\chi c} \cos(kx - \omega t + \delta),$$

kjer χ označuje stisljivost plina;

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} > 0.$$

Za izotermno stiskanje velja $\chi = \frac{1}{p}$, za adiabatno pa $\chi = \frac{1}{p\kappa}$.

Če smo v treh dimenzijah, je ena možna rešitev enačbe valovanja tudi

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{u_0}{|\vec{r}|^2} \sin(k\, |\vec{r}| - \omega t + \delta).\vec{r},$$

ta rešitev velja le za $r >> \lambda$, imenujemo pa jo KROGELNO VALOVANJE.

2.3.4 Dopplerjev pojav

Če se oddajnik ali sprejemnik premikata, bo sprejemnik slišal drugačno frekvenco, kot jo oddajnik oddaja. Popravek izračunamo z

$$\nu_s = \frac{c + v + v_s}{c + v - v_o} \nu_o,$$

kjer indeks s pomeni sprejemnika, o oddajnika, v pa je hitrost vetra (desna smer je vedno pozitivna). Enačba deluje le, če se oddajnik in sprejemnik gibata drug proti drugemu (oz. če je eden na miru) in če je veter vzporeden na te premike. V nasprotnem primeru moramo vzeti tisto komponento hitrosti, ki je vzporedna z vektorjem med oddajnikom in sprejemnikom.

3 Elektrostatika

V elektrostatiki se predvsem ukvarjamo z električno silo med delci. Med delcema z nabojema q_1 in q_2, ki sta na razdalji d, deluje sila

$$F_e = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 d^2},$$

kjer je ε_0 konstanta z vrednostjo $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}\mathrm{A\,s\,V^{-1}\,m^{-1}}$. Naboja q_1 in q_2 sta merjena v A s, vedno sta (cela) večkratnika osnovnega naboja $q_0 = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}\mathrm{A\,s}$.

Amper je nova osnovna enota, volt pa je sestavljena enota. Pri pretvorbah med električnimi in običajnimi enotami si pomagamo z dejstvom $\mathrm{V\,A\,s} = \mathrm{J}$.

Če sta naboja enako predznačena, je električna sila odbojna, sicer je privlačna. Zakon lahko zapišemo tudi v drugi obliki, če uvedemo električno polje:

$$\vec{F} = q\vec{E},$$

kjer se jakost električnega polja, ki ga ustvari en delec, izračuna po formuli

$$\vec{E}_{q'}(\vec{r}) = \frac{q'}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3}.$$

Električno polje vedno kaže od pozitivno nabitih delcev k negativno nabitim delcem. Če je naboj zvezno razporejen, lahko uvedemo gostoto naboja $\rho(\vec{r})$ ter zapišemo

$$\vec{E}(\vec{r}) = \iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\rho(\vec{r}')}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} dV'.$$

Če uvedemo električno napetost in električni potencial

$$U(\vec{a},\vec{b}) = -\int_{\vec{a}\to\vec{b}} \vec{E}\cdot d\vec{s} \qquad\qquad \phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\iiint_{\mathbb{R}^3} \frac{\rho(\vec{r'})}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV',$$

velja zakon o električni napetosti; $\vec{E} = -\vec{\nabla}.\phi$, torej

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = 0$$

oziroma

$$\oint_{\partial S} \vec{E}\cdot d\vec{s} = 0.$$

Če obravnavamo delo električne sile

$$A_e = \int_{x_0}^{x_1} \vec{F}_e \cdot d\vec{s},$$

si lahko pomagamo s potencialno energijo;

$$W_{pot,e} = q\phi = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 r}.$$

V drugi enakosti predpostavljamo dva naboja na razdalji r.

Pri računanju električnega polja si lahko pomagamo za Gaussovim izrekom

$$\varepsilon_0 \iint_{\partial V} \vec{E}\cdot d\vec{S} = e,$$

kjer je V volumen v prostoru in e naboj v tem volumnu. Če je iz simetrijskih razlogov polje $\vec{E}$ na robu volumna po velikosti homogeno (smer se lahko razlikuje), potem lahko E nesemo iz integrala in ga direktno izračunamo. Gaussov zakon lahko zapišemo tudi v diferencialni obliki;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

Če imamo veliko nabojev, ki se lahko gibljejo, lahko govorimo o električnem toku. Če z $\vec{v}$ označimo povprečno hitrost gibajočih se nabojev, lahko gledamo gostoto električnega toka

$$\vec{j} = \frac{q\vec{v}}{V},$$

kjer je q celotna količina gibljivega naboja in V volumen, po katerem se premika. Električni tok skozi ploskev S tedaj definiramo kot

$$I = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}.$$

Merimo ga v amperih, električni tok pa nima smeri. Dobljeni predznak I je odvisen od izbire orientacije ploskve. Prav tako je od orientacije odvisen naslednji rezultat; če je $\vec{n}$ izbrana normala na ploskev in $\vec{e}_v$ normiran vektor $\vec{v}$, je

$$dq = \vec{n} \cdot \vec{e}_v \, I dt.$$

Praktična posledica tega je prvi Kirchhoffov izrek; če imamo vozlišče žic V, omejen s ploskvami ∂V_i, in če si normale na te ploskve izberemo usklajene, dobimo

$$\sum_i I_i = 0,$$

kjer I_i označuje tok skozi i-to ploskev. V praksi si ne izberemo vedno usklajenih normal, vendar ene kažejo v volumen, ene pa izven; tedaj je

$$\sum_{i,\text{notri}} I_i = \sum_{i,\text{ven}} I_i.$$

Električna vprašanja se pogosto dogajajo v žicah. Če uvedemo specifično upornost ζ, merjeno v $\Omega\,\mathrm{m}$ oziroma $\Omega\,\mathrm{mm}^2\,\mathrm{m}^{-1}$ (za $\Omega = \mathrm{V\,A}^{-1}$), velja naslednja enačba:

$$\zeta\vec{j} = \vec{E}.$$

Specifična upornost je odvisna od materiala, iz katerega je narejena žica. Izolatorji imajo veliko specifično upornost, prevodniki pa majhno. V makroskopski sliki velja

$$U = \pm RI$$

za napetost med obema koncema žice in upornost

$$R = \frac{\zeta l}{S},$$

merjeno v Ω, in predznak, ki ga določimo glede na izbrano orientacijo $\vec{n}$ ploskve, skozi katero merimo tok, ter parametrizacijo $\dot{\vec{r}}$ žice. Če sta enaki, dobimo *negativen* predznak, če pa sta nasprotni, pa dobimo *pozitiven* predznak.

Ta ugotovitev pride prav pri obravnavi vezja. Velja zakon o električni napetosti $\int_K \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$, ki ga uporabiš tako, da si izbereš razne poti skozi dano vezje (in parametrizacije teh poti), ter na vsaki poti narediš naslednje; za vsak električni element na poti si izbereš orientacijo ploskve. Za porabnike (upornike) uporabiš zgornjo ugotovitev, ter zapišeš U_i. Za generatorje (baterije) pa določiš predznak na naslednji način (velikost napetosti je običajno podana): če gre izbrana pot skozi generator od minusa k plusu, dobiš pozitivni predznak. Sicer dobiš negativni predznak.

Če imaš več zaporedno ali vzporedno vezanih uporov, jih lahko nadomestiš z enim. Nadomestni upor v primeru zaporedno vezanih elementov je preprosto vsota posamičnih uporov, za vzporedno vezane elemente pa recipročna vrednost vsote recipročnih vrednosti.

Pri obravnavi vezij lahko obravnavamo tudi pretečeno energijo

$$dA = Ude,$$

oziroma

$$P = \frac{dA}{dt} = UI.$$

3.1 Električno polje

Za nekaj primerov smo jakost električnega polja izračunali že vnaprej. Če smo na simetrali zelo dolge ravne enakomerno nabite žice, velja

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho}{2\pi\varepsilon_0 r^2}\vec{r},$$

če pa smo na simetrali velike enakomerno nabite okrogle plošče, pa dobimo

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho}{2\varepsilon_0}\vec{e}_r.$$

V tem primeru je jakost polja neodvisna od razdalje od plošče.

Če imamo kovinsko kroglo z radijem R in nabojem q, se ta razporedi po robu krogle. Električno polje na razdalji $r > R$ tedaj izračunamo kot

$$E(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

Če je $r < R$, je po Gaussovem izreku $E(r) = 0$. Izračunali smo tudi električni potencial; za $r > R$ je

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r},$$

če pa je $r < R$ pa dobimo

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}.$$

V primeru enakomerno nabite krogle ("iz dielektrika") se naboj ne razporedi po robu in dobimo

$$E(r) = \frac{qr}{4\pi\varepsilon_0 R^3}$$

ter

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}(\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\frac{r^2}{R^2}),$$

za $r < R$. V primeru $r > R$ so rezultati enaki kot zgoraj.

Če imamo dano neko čudno geometrijo (npr. krogla z luknjo), si morda lahko pomagamo z razmislekom z odštevanjem; enakomerna nabita pozitivna krogla z luknjo je enaka kot enakomerno nabita pozitivna krogla, kjer se je na mestu luknje pojavila še enakomerno nabita krogla z negativnim nabojem.

Če v navodilu naloge piše, da moraš uporabiti metodo zrcaljenja, pomeni, da v problemu iščeš neko simetrijo, da lahko neke neznane naboje zamenjaš z zrcalno sliko znanega dela problema, ki jo potem lažje razrešiš.

3.2 Ploščati kondenzator

Če staknemo dve enakomerno nabiti ravni plošči skupaj, dobimo ploščati kondenzator. Tedaj je $\vec{E}$ zunaj kondenzatorja enaka 0, znotraj pa $E = \sigma/\varepsilon_0$. Količina σ označuje površinsko gostoto naboja. Napetost kondenzatorja izračunamo po formuli

$$U = \frac{|q|\, l}{S\varepsilon_0},$$

kjer je q naboj na eni plošči (naboj na drugi plošči je nasprotno enak), l razdalja med ploščama in S površina ene plošče.

Za kondenzator uvedemo kapaciteto

$$C = \frac{|q|}{U} = \frac{S\varepsilon_0}{l},$$

merjeno v Faradih $\mathrm{F} = \mathrm{A\,s\,V^{-1}}$.

Za ostale kondenzatorje moramo prvo izračunati napetost med ploščama, in nato izračunati kapaciteto po definiciji

$$C = \frac{|q|}{U}.$$

Da kondenzator napolnimo na napetosti U, moramo dovesti energijo, enako

$$A_e = \frac{1}{2}CU^2.$$

Med polnjenjem (in praznjenjem) se kondenzator obnaša kot električni element, ko pa je poln (prazen), pa ne več, ker "skozi" ne teče več nič toka. Napetost, ko se obnaša kot električni element, je enaka

$$U = -\frac{q}{C},$$

kjer negativni predznak pride iz integrala in velja za pot skozi kondenzator od pozitivne k negativni plošči.