

# SPECIÁLNÍ TEORIE RELATIVITY A SÍLY ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE

(Ladislav Szántó)

K největším přínosům Maxwellových rovnic patří konstatování, že rychlost  $c$  šíření elektromagnetických vln (světla) ve vakuu závisí jedině na dvou konstantách, na permitivitě vakua  $\epsilon$  a na permeabilitě vakua  $\mu$ , podle rovnice  $c^2 = 1/\epsilon\mu$ . Tento objev na konci 19. století podnítl intenzivní bádání o povaze světla, které vyústilo v teorii relativity. Einstein *považuje Faradayovou a Maxwellovou teorii elektromagnetického pole za nejzávažnější proměnu, kterou základy fyziky prodělaly od Newtonovy doby*<sup>[P1]</sup>. Parafráze tohoto Einsteinova výroku může znít: *teorie relativity představuje největší proměnu obsahu základních pojmů mechaniky od Newtonovy doby.*

V prvních statích této přílohy odvodíme fundamentální transformace teorie relativity, abychom pak v posledních třech statích uvedli jakým způsobem se tato teorie podílí na výkladu sil působících na vodiče s proudy v elektromagnetickém poli.

Relativistická dilatace času, kontrakce délky a z nich vyplývající další poznatky jsou natolik odporující zkušenostem člověka „zdravého rozumu“, jehož názory se vyvinuly v pozemských podmínkách relativně nízkých rychlostí a slabých gravitačních polí, že člověk má sklon považovat uvedené zákony jen za matematické šibalství. Nicméně, s dopady teorie relativity vědci musí počítat v laboratořích při bádání mikrosvěta a kosmických jevů. Běžný občan taky z nich těží, jelikož např. přístroje GPS (Global Positioning System) navigace, dnes již běžně užívané i v autech, bez zohlednění kontrakce délky a dilatace času by nefungovaly správně. V posledních třech statích ukážeme, že i běžné stroje v domácnostech využívající síly v elektromagnetických polích jsou příkladem aplikace principů teorie relativity.

Přes své „ne očekávané“ vývody a závěry je teorie relativity založena na dvou zdánlivě samozřejmých předpokladech - postulátech.

**Postulát A** *Mechanické a elektromagnetické děje probíhají stejně ve všech inerciálních soustavách (pohybujících se rovnoměrně přímočaře bez rotace). Jinými slovy, všechny fyzikální zákony lze vyjádřit rovnicemi, jenž mají stejný tvar ve všech inerciálních soustavách.*

Znamená to, že kdybychom opakovali Coulombovy pokusy s elektrickými náboji, nebo hráli kulečnick ve vlaku, který se pohybuje rovnoměrně přímočaře, výsledky by dopadly stejně jako na nádraží.

Postulát č. 1 je znám také pod názvem *princip speciální relativity*<sup>\*\*</sup>.

**Postulát B** *Rychlost světla je ve všech inerciálních soustavách stejná.*

Konstantnost rychlosti světla vyplývá z Maxwellových rovnic. Michelsonův-Morleyův experiment se dnes považuje za experimentální potvrzení tohoto postulátu.

Nutno dodat, že uvedené postuláty platí pro tzv. *speciální* teorii relativity. *Obecná* teorie relativity je založena na ještě obecnějších postulátech a speciální teorie relativita je její limitní případ.

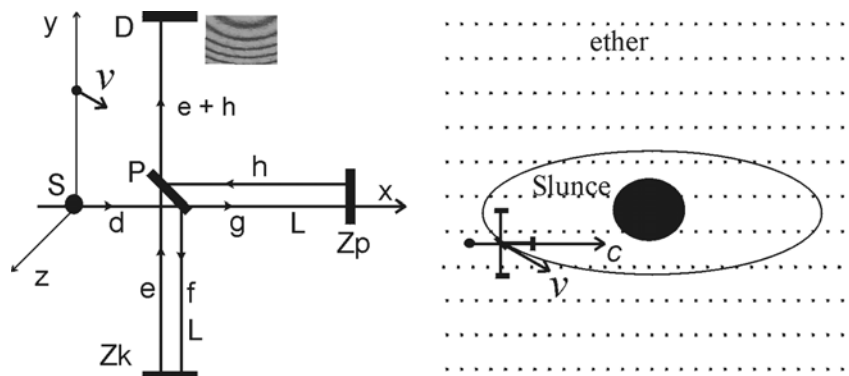
## 1. Michelsonův-Morleyův experiment

Jak jsme již uvedli, k největším přínosům Maxwellových rovnic patří konstatování, že rychlost  $c$  šíření elektromagnetických vln (světla) ve vakuu závisí jedině na dvou konstantách, na permitivitě vakua  $\epsilon$  a na permeabilitě vakua  $\mu$ , podle rovnice  $c^2 = 1/\epsilon\mu$ . Řekne-li se vlna, vzpomeneme si na vlnění vzduchu přenášejícího zvuk díky chvění molekul. Jenže co přenáší elektromagnetické vlny? Fyzici 19. století se domnívali, že je to neznámá „látka“ zvaná ether, v němž se světlo šíří.

<sup>[P1]</sup> A. Einstein: Teorie relativity a jiné eseje, nakl. PRAGMA, str. 25.

<sup>\*\*</sup> Postulát, princip a taky axiom jsou synonyma pro tvrzení, které tvoří východisko pro určitý vědecký obor. Přijímá se bez důkazů. Nicméně je to abstrakce určitých praktických zkušeností nebo cílených experimentů.

Michelson a Morley chtěli dokázat tzv. absolutní pohyb Země vzhledem k domnělému etheru pomocí změny rychlosti světla ve směru pohybu Země a proti němu. Pokusy prováděli v letech 1881-1887 pomocí interferometru vlastní konstrukce, který budeme označovat M-M interferometr. Za vytvoření precizního optického přístroje a za jeho použití při spektroskopických a metrologických měřeních obdržel Michelson Nobelovou cenu v roce 1907.



Obr. 1 Michelsonův-Morleyův interferometr a skica experimentu

Díly S, P, Zk, Zp a D na Obr. 1 představují hlavní komponenty M-M interferometru, který se nachází v kartézském souřadnicovém systému  $x, y, z$  na Zemi. S je zdroj monochromatického světla, P je poloprůzračné zrcadlo. Zk je odrazové zrcadlo ve směru  $y$  od P. Zp je odrazové zrcadlo ve směru  $x$  od P. D je detektor, na kterém se vyhodnocuje interference složek světelného paprsku šířícími se po dráze  $f-e$  resp.  $g-h$ . Vzdálenost Zk a Zp od P je v obou směrech přesně  $L$ . Konstrukce interferometru umožňuje otáčení okolo jeho kolmé osy na rovinu P-Zk-Zp.

V následujících několika odstavcích uvedeme analýzu pohybu světla v M-M interferometru z pohledu principu Galileiho relativity. Uveďme hned zde, že Galileiho relativita se ukázala být v rozporu s M-M experimentem.

Pohybuje-li se interferometr rychlostí  $v$  **proti** směru rychlosti světla  $c$ , proběhne světlo dráhu  $L$  za dobu  $t_1 = L/(c + v)$ , jak to vyplývá z principu Galileiho relativity, kterou se řídíme v běžném životě. Pohybuje-li se interferometr rychlostí  $v$  **ve směru** rychlosti světla  $c$ , absolvuje světlo dráhu  $L$  za dobu  $t_2 = L/(c - v)$ . Při rychlost  $v$  kolmé k rychlosti světla  $c$  proběhne světlo dráhu  $L$  za dobu  $t_3 = L/c$ .

Pro paralelní rychlost světla  $c$  a interferometru  $v$  z toho vyplývá, že světlo absolvuje vzdálenost  $L$  od poloprůzračného zrcadla P k zrcadlu Zp a zpět za dobu  $t_1 + t_2 = 2Lc/(c^2 + v^2)$  delší než potřebuje světlo v kolmém směru na zdolání vzdálenosti  $L$  od P k odrazovému zrcadlu Zk a zpět:  $2L/c$ . Paprsek tak po dráze  $f + e$  dorazí k detektoru D dříve než paprsek po dráze  $g + h$ .

Při kolmosti směru  $c$  a  $v$  je tomu naopak. Paprsek po dráze  $g + h$  doběhne k detektoru D dříve než po dráze  $e + h$ . Rozdíl mezi výsledky při paralelních rychlostech  $c$  a  $v$  na jedné straně a kolmých rychlostí na straně druhé by se projevil v posunu interferenčního obrazce na detektoru D. Z podstaty věci vyplývá, že tento posun je tím výraznější čím je rychlost  $v$  interferometru větší vzhledem k rychlosti světla  $c$ . Proto v původním experimentu se uvažovalo s pohybem Země na oběžné dráze kolem slunce rychlostí cca.  $v = 3 \cdot 10^4$  m/s.

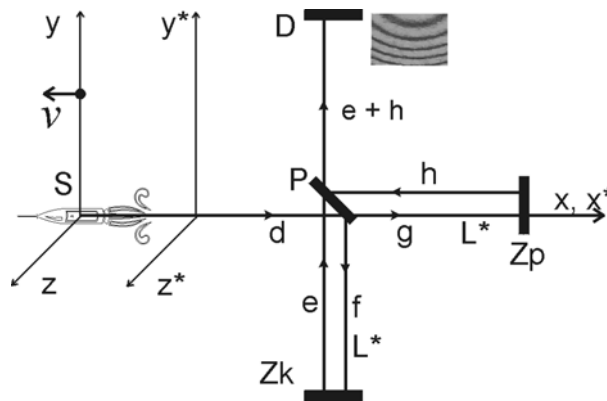
Uvedené výsledky se očekávaly na základě skládání rychlostí podle principu Galileiho relativity. Jenže Michelsonův-Morleyův experiment ukázal, že interferenční obrazce se nemění se směrem rychlosti  $v$  vzhledem k rychlosti světla  $c$ , a tudíž rychlost světla nezávisí na pohybu Země. Tento záporný výsledek je vyjádřen v Einsteinově formulaci principu: *rychlost světla je ve všech inerciálních soustavách stejná*. M-M experiment zároveň znamenal konec hypotézy o existenci etheru.

Animaci M-M experimentu lze sledovat pomocí přiložené aplikace *Michelsonův experiment*. Přiložená aplikace modeluje experiment:

- 1) Podle Galileiho relativity:
  - a) rychlost světla  $c$  a rychlost interferometru  $v$  mají paralelní směr,
  - b) rychlost světla  $c$  a rychlost interferometru  $v$  mají vzájemně kolmý směr,
  - c) interferometr rotuje:  $v$  mění svůj směr od  $-45^\circ$  do  $+45^\circ$  vzhledem k  $c$ .
- 2) Podle speciální teorie relativity (STR).

## 2. Dilatace času

Důsledky plynoucí z Postulátů A a B názorně odvodíme, když budeme předpokládat, že světlo  $S$  je vysílané z rakety vypuštěné ze Země. Budeme sledovat putování světla v M-M interferometru jak ho vidí pozorovatel v laboratoři a kosmonaut z raketoplánu (*Obr. 2*). Animaci tohoto modelu lze sledovat v přiložené aplikaci *STR ilustrace*.



*Obr. 2* Pohled pozemšťana na trasu světla vyslaného z rakety

Po dopadu paprsku světla ( $d$ ) na poloprůzračné zrcadlo se tento rozštěpí na paprsek ( $f$ ) a ( $g$ ). Paprsek ( $g$ ) se odrazí od zrcadla  $Z_p$  a vrátí se k poloprůzračnému zrcadlu za dobu

$$t^* = \frac{2L^*}{c}, \quad (1)$$

kde  $c$  je rychlost světla. Za stejnou dobu proběhne paprsek i dráhu ( $e$ )-( $f$ ). Dnes to víme díky uvedeným postulátům a každodenním zkušenostem. Takto to vidí pozemšťan a registrují to jeho přístroje v kartézské soustavě  $x^*$ ,  $y^*$ ,  $z^*$ . Doba  $t^*$  je čas vázán na kartézskou soustavu  $x^*$ ,  $y^*$ ,  $z^*$ . Je to jakési „místní čas“.

Z letící rakety se kosmonautovi trasa světla v interferometru jeví jinak, než je znázorněno na *Obr. 2*. Z tohoto pohledu planeta Země s interferometrem na jejím povrchu se pohybuje rychlostí  $v$  vzhledem k raketoplánu. Než dorazí paprsek od poloprůzračného zrcadla k zrcadlu  $Z_k$ , posune se M-M interferometr o  $v\tau$ , kde  $\tau$  je čas který platí v soustavě  $x$ ,  $y$ ,  $z$  rakety (*Obr. 3*). Dráhu paprsku na tomto úseku představuje přepona pravoúhlého trojúhelníka jejíž délka je dána Pythagorovou větou. Paprsek šířící se rychlostí  $c$  k překonání této dráhy potřebuje čas  $\tau$ , pro který po elementárních úpravách dostaneme:

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{L^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

kde  $L$  je konstrukční vzdálenost zrcadla  $Z_k$  od poloprůzračného zrcadla  $P$ . Na její velikosti nezáleží, protože v konečném vzorci (3) se tato veličina vyloučí.

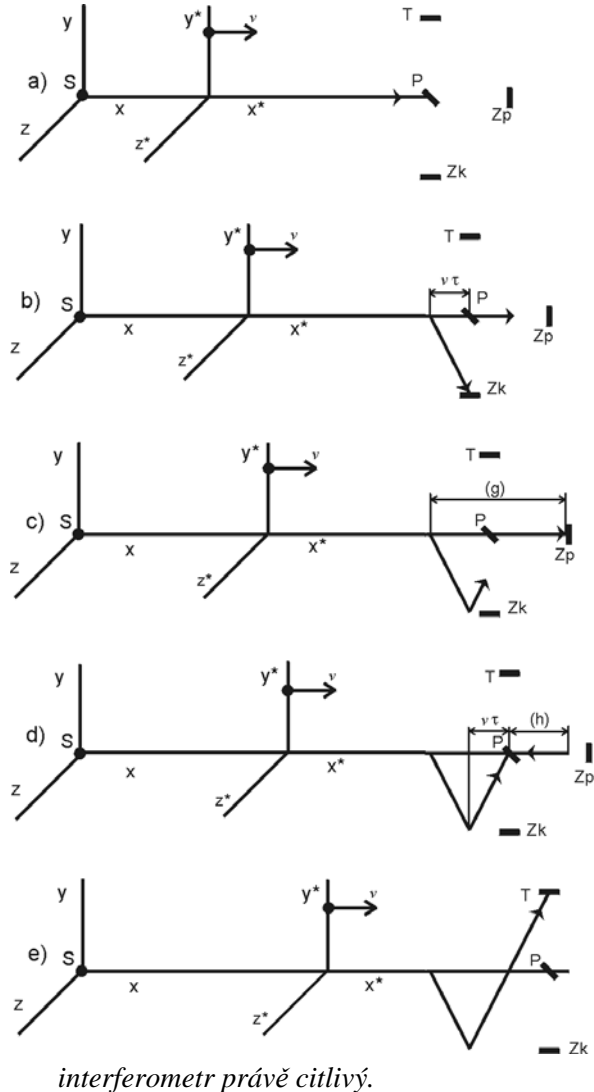
Stejně dlouhou dobu potřebuje paprsek odražený od  $Z_k$  (*Obr. 2*) k dosažení poloprůzračného zrcadla  $P$ . Tudíž paprsek na překonání dráhy  $P$ - $Z_k$ - $P$  potřebuje čas:

$$t = \frac{1}{c} \frac{2L^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (2)$$

kde  $t$  je čas měřený hodinami na soustavě  $x, y, z$  (kosmonaut jiné ani nemá).

Porovnáním rovnice (1) s rovnicí (2) dostaneme proslulý vztah zvaný dilatace času:

$$t = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} t^* \quad (3)$$



a) Paprsek ze zdroje  $S$  právě dopadl na poloprůzračné zrcadlo  $P$ . Odsud jedna část paprsku pokračuje směrem k zrcadlu  $Z_k$  a druhá část přímým směrem k zrcadlu  $Z_p$ .

b) Paprsek právě dopadl na zrcadlo  $Z_k$ , avšak přímý paprsek ještě nedosáhl k zrcadlu  $Z_p$ . Dvě události dopadu paprsků na zrcadlo  $Z_k$  resp.  $Z_p$  nejsou současné, na rozdíl od těchto událostí v soustavě  $x^*, y^*, z^*$  pro pozemšťana. Pojem "současnost" je relativní, co je v jedné soustavě současné, nemusí být současné v druhé soustavě.

c) Přímý paprsek právě dopadl na zrcadlo  $Z_p$ . Od zrcadla  $Z_k$  odražený paprsek ještě neuspěl dosáhnout poloprůzračné zrcadlo.

d) Paprsky odražené od zrcadel  $Z_k$  a  $Z_p$  současně dopadly na poloprůzračné zrcadlo  $P$ , odkud se šíří směrem k detektoru  $D$  interferometru.

e) Na detektoru  $D$  interferometru se potvrdí, že dva paprsky, jeden po dráze  $P-Z_k-P-D$  a druhý po dráze  $P-Z_p-P-D$ , dorazily současně bez vzájemného fázového posunu, na co je

interferometr právě citlivý.

**Obr. 3** Vyhodnocení šíření paprsku v  $M-M$  interferometru z pohledu soustavy  $x, y, z$  (kosmonauta)

Jak je znázorněno na *Obr. 3b*, za dobu  $\tau$  nestačí přímý paprsek dopadnout na zrcadlo  $Z_p$ , které před přímým paprskem „utíká“. Znamená to, že dopad paprsků na zrcadla  $Z_k$  resp.  $Z_p$  v soustavě  $x, y, z$  se neuskuteční současně tak jako je tomu v soustavě  $x^*, y^*, z^*$ . Odražený paprsek od zrcadla  $Z_k$  je už na cestě k poloprůzračnému zrcadlu, když přímý paprsek teprve dopadne na zrcadlo  $Z_p$  (*Obr. 3c*). *Současnost* je pojem relativní. Co je v jedné soustavě současné, nemusí být současné v druhé soustavě.

Odrazený přímý paprsek od zrcadla  $Z_p$  se šíří vstříc poloprůzračnému zrcadlu  $P$  a dopadne na něho současně i s paprskem odrazeným od  $Z_k$  (Obr. 3d). O současném dopadu obou paprsků na  $P$  vydají svědectví interferenční obrázky po dopadu obou paprsků na detektor  $D$  (Obr. 3e).

### 3. Kontrakce délky

Kdyby kosmonaut potřeboval zjistit konstrukční vzdálenost mezi poloprůzračným zrcadlem  $P$  a odrazovým zrcadlem  $Z_p$ , nemá jinou možnost než měřit čas, který světlo potřebuje k překonání dráhy ( $g$ ) mezi  $P$  a  $Z_p$  (Obr. 3c) a zpětné dráhy ( $h$ ) mezi  $Z_p$  a  $P$  (Obr. 3d). Kosmonaut měří délku pomocí času, což není nic neobvyklé. Jednotka délky metr v soustavě SI jednotek je taky definována pomocí času. I v každodenním životě na otázku „jak daleko máte do práce?“ můžete obdržet odpověď „pět minut pěšky“. V případě M-M interferometru měření délky pomocí času je o to přesnější, že rychlost světla  $c$  je univerzální konstanta podle Postulátu B ve všech inerciálních soustavách.

Je nezbytné zdůraznit, že vzdálenost mezi  $P$  a  $Z_p$  měří kosmonaut rozdílem času dvou událostí, které se odehrají na stejném objektu: rozštěpení paprsku na  $P$  a dopad odrazeného paprsku od zrcadla  $Z_p$  na  $P$ . Dvě události se odehrají na stejném místě, ale v rozdílném čase. Stejně místo událostí nevyžaduje korekci času, která by byla nutná v případě prostorové odlehlosti dvou událostí, jelikož hodiny neměří čas kdy se událost odehraje, ale čas kdy zpráva (světlo) o události k hodinám dorazí.

Čas, za který světelný paprsek překoná dráhu ( $g$ ) mezi poloprůzračným zrcadlem  $P$  a odrazovým zrcadlem  $Z_p$ , se vyjadřuje rovnicí  $t_d = L + vt_d$ , jelikož  $Z_p$  se za dob  $t_d$  vzdálilo od své původní polohy. Odtud vyplývá

$$t_d = \frac{L}{c+v}.$$

Délka  $L$  je konstrukční vzdálenost zrcadel  $P$  a  $Z_p$  jak je pozorována a měřená ze soustavy  $x, y, z$ . Kosmonaut prostě neví, že pozemšťan udává její délku  $L^*$ . Podobně  $t_d$  a  $t_e$  jsou časové údaje naměřené kosmonautem, jenž vyjadřuje čas tím samým vzorcem jako pozemšťan v souladu s Postulátem A.

Odrazenému světlu vychází poloprůzračné zrcadlo vstříc po dráze ( $h$ ), a tak k překonání vzdálenosti mezi  $Z_p$  a  $P$  je potřebná doba

$$t_e = \frac{L}{c-v}.$$

Celková doba  $t$  putování světla od poloprůzračného zrcadla  $P$  a zpět přes odrazové zrcadlo  $Z_p$  pro kosmonauta trvá:

$$t = t_d + t_e = L \left( \frac{1}{c+v} + \frac{1}{c-v} \right) = \frac{2L}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (4)$$

V soustavě pozemšťana  $x^*, y^*, z^*$  pro to samé šíření se světla od  $P$  k zrcadlu  $Z_p$  a zpět k  $P$  (Obr. 3) platí rovnice (1). Vydělením rovnice (4) rovnicí (1) a po dosazení  $t/t^*$  z rovnice dilatace času (3) dostaneme:

$$L = L^* \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (5.5)$$

To je slavná rovnice kontrakce délek teorie relativity, kterou jsme chtěli v této stati odvodit. Kontrakce délek říká, že délka  $L^*$  v soustavě  $x^*, y^*, z^*$ , která se pohybuje rychlostí  $v$  vzhledem k soustavě  $x, y, z$ , má z pohledu posledně jmenované soustavy (kosmonauta) hodnotu kratší  $L$ . Obrazně řečeno, cestující ve vlaku, který míjí nádraží konstantní rychlostí  $v$ , vidí lidi stůhlejšími než je vidí výpravčí. Platí to přirozeně i opačně: cestující ve vlaku jsou postávajícími lidmi na

nádraží vidění štihlejšími. Prakticky to nikdo nepozoruje, protože rychlost vlaku  $v$  je podstatně menší než rychlost elektromagnetických vln  $c$ .

Kontrakce délek má směrové vlastnosti. Kontrakce se projevuje na délkách paralelních se směrem rychlosti  $v$  viděné z druhé inerciální soustavy. Na délkách ve směru kolmém na  $v$  se kontrakce délek neprojevuje. Proto je pro kosmonauta a jeho přístroje délka ramene P-Zp interferometru kratší než P-Zk, ač konstruktér věnoval maximální úsilí dosáhnout stejnou délku.

Dilatace času sice závisí na hodnotě rychlosti  $v$ , avšak ve všech směrech je stejná. Nemá směrové vlastnosti.

#### 4. Relativnost současnosti

V souvislosti s výkladem průběhů událostí v M-M interferometru z pohledu kosmonauta jsme ukázali na Obr. 3, že současné události v interferometru v soustavě  $x^*, y^*, z^*$  nejsou současné v jiné inerciální vztažné soustavě  $x, y, z$ . Událostmi zde míníme dopad paprsků na zrcadla  $Z_k$  resp.  $Z_p$ , když svůj původ mají na poloprůzračném zrcadle P. Z pohledu pozemšťana podle Obr. 2 oba paprsky dopadnou současně na zrcadla s časovou prodlevou  $\Delta t^* = L^*/c$  od jejich výstupu z poloprůzračného zrcadla. Jinak to vidí kosmonaut a registrují to jeho přístroje.

Na Obr. 3b je znázorněn okamih, kdy paprsek dopadl na zrcadlo  $Z_k$ , ale na  $Z_p$  ještě ne. Časová prodleva dopadu paprsku je  $\Delta t_k = L^*/c$ , jelikož se jedná o překonání vzdálenosti  $L^*$  ve směru kolmém na směr pohybu soustavy  $x^*, y^*, z^*$ . Za tuto dobu paprsek ve směru pohybu soustavy  $x^*, y^*, z^*$  ujede taky vzdálenost  $L^*$ , ale nedosáhne na zrcadlo  $Z_p$ , protože mu zrcadlo ujelo. Než ho dostihne uplyne od počátku výstupu z poloprůzračného zrcadla P doba  $\Delta t_p = L^*/c + v \cdot \Delta t_p/c$ . Odtud pro dobu dopadu paprsku na zrcadlo  $Z_p$  dostaneme:

$$\Delta t_p = \frac{L^*}{c-v}.$$

Z pohledu kosmonauta tak dopadnou paprsky na zrcadlo  $Z_p$  resp.  $Z_k$  s časovým rozdílem

$$\Delta t = \frac{L^*}{c-v} - \frac{L^*}{c} = \frac{vL^*}{c(c-v)}.$$

#### 5. Relativistická hmotnost

Newtonovy principy mechaniky vládly ve fyzice neochvějně 200 let až do doby příchodu teorie relativity, pro kterou je Newtonova mechanika mezní teorií malých rychlostí. Newtonův princip síly  $\mathbf{f} = m \cdot \mathbf{a}$  říká, že pohybuje-li se těleso rovnoměrným zrychlením  $\mathbf{a}$ , působí naň síla  $\mathbf{f}$ , která je tím větší čím je větší hmotnost  $m$  tělesa.

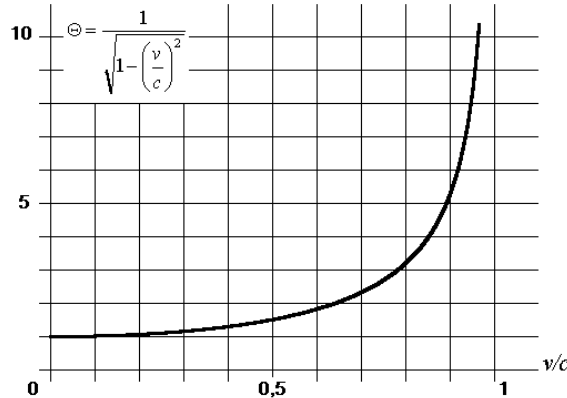
Podle této definice hmotnost  $m$  nezávisí na kterém místě Země, či Měsíce, nebo Marsu se těleso nachází. Na první pohled proto překvapuje, že hmotnost tělesa  $m$  závisí na **rychlosti** tělesa. „Mohou za to“ dva postuláty teorie relativity, a zejména druhý z nich: *Rychlost světla je ve všech inerciálních soustavách stejná.*

Kvůli názornosti si představme, že po silnici jede auto, kterému v depu (v klidovém stavu) naměřili hmotnost  $m_0$ . S autem je spojen souřadný systém  $K^*$ , který se pohybuje vzhledem k silnici rychlostí  $v$ . Se silnicí je spojen souřadný systém  $K$ . Předpokládejme, že neexistuje žádné tření, takže auto jede s vypnutým motorem rychlostí  $v$  ze setrvačnosti. Řidič zapne motor, který na vůz působí silou  $\mathbf{f}$ , v důsledku čeho se vůz zrychlí v souladu s Newtonovým zákonem síly:  $\mathbf{f} = m_0 \cdot \mathbf{a}$  [kg, metr<sup>\*</sup>, sec<sup>\*-2</sup>].

Jednotky délky a času jsme opatřili hvězdičkou, abychom zdůraznili, že jsou to jednotky vázané na pohybující systém  $K^*$ . Jenže přístroje na silnici jsou cejchovány jednotkami soustavy  $K$ , a tudíž platí metr [metr] a sekunda [sec]. V důsledku kontrakce délky (5) měření délky v metrech soustavy  $K$  dává menší hodnoty, a měření času v sec dává větší hodnoty v důsledku dilatace času

(3). S ohledem na tyto vztahy mezi jednotkami v pohybující se soustavě  $K^*$  a vztážnou soustavou  $K$  platí:

$$\mathbf{f} = m_0 \cdot \mathbf{a} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right)^2} = m_0 \cdot \mathbf{a} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m \cdot \mathbf{a} \quad [\text{kg, metr, sec}^{-2}].$$



Obr. 4 Závislost relativistického faktoru  $\Theta$  na podílu rychlostí

Vidíme, že zákon síly Newtonově mechaniky je splněn, jak to požaduje Postulát A speciální relativity, když hmotnosti  $m$  přisoudíme hodnotu:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6)$$

Klidová hmotnost  $m_0$  objektu vzroste na hodnotu  $m$  díky jeho rychlosti  $v$ . V každodenním životě tento nárůst je zanedbatelný, jelikož  $v \ll c$ . Výrazně se projevuje v extrémních oblastech: v mikrosvětě atomárních, nebo makrosvětě kosmických jevů.

Ve všech transformacích podstatnou úlohu hrál relativistický faktor  $\Phi$ , jehož závislost na podílu rychlostí  $v/c$  znázorňuje Obr. 4.

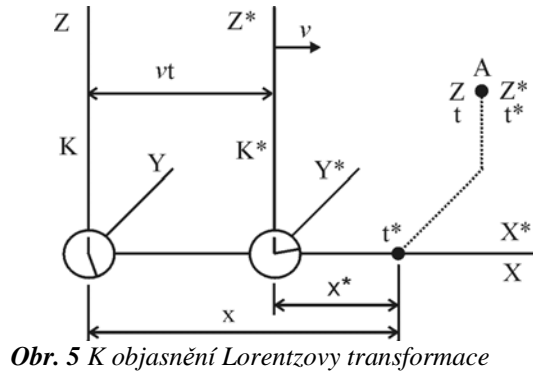
## 6. Lorentzova transformace souřadnic

Všechny události ve světě se odehrávají v prostoru a čase – v čtyřrozměrném časoprostoru. Znamená to, že k lokalizaci události jsou potřebné čtyři údaje  $x, y, z, t$  – tři prostorové souřadnice  $x, y, z$  vztážné soustavy koordinát a čtvrtá souřadnice času  $t$ . Lorentzova transformace představuje čtyři rovnice, kterými se přepočítávají souřadnice  $x, y, z, t$  jedné vztážné soustavy  $K$  na souřadnice  $x^*, y^*, z^*, t^*$  jiné vztážné soustavy  $K^*$  při dodržení Postulátu A a Postulátu B speciální teorie relativity. Znamená to, že soustavy  $K$  a  $K^*$  jsou inerciální soustavy pohybující se přímočaře rovnoměrně bez rotace. Dále to znamená, že světlo se ve vakuu v obou soustavách šíří stejnou rychlostí, nezávisle na jejich vzájemné rychlosti  $v$ .

Na Obr. 5 je znázorněna vztážná soustava  $K$  a  $K^*$ . Osy prostorových souřadnic tvoří kartézskou pravotočivou soustavu a hodiny  $T$  resp.  $T^*$  představují dimenzi času  $t$ . Osy  $X$  a  $X^*$  soustav se překrývají a osy  $Z$  a  $Z^*$  resp.  $Y$  a  $Y^*$  jsou paralelní. Soustava  $K^*$  se pohybuje vzhledem k soustavě  $K$  rychlostí  $v$ .

V jisté poloze počátky obou soustav splývají a obě hodiny ukazují stejně nulový čas. Po jisté době, kdy hodiny  $T$  ukazují čas  $t$ , je soustava  $K^*$  již posunuta o vzdálenost  $vt$  od počátku soustavy  $K$ . Hodiny  $T^*$  ukazují menší čas než hodiny  $T$  přesto, že obě hodiny jsou stejné konstruk-

ce. Hodiny  $T^*$  totiž tikají pomaleji, jelikož jednotka času zde je  $1/(1-v^2/c^2)^{1/2}$  krát delší v důsledku dilatace času.



**Obr. 5** K objasnění Lorentzovy transformace

Lorentzova transformace představuje čtyři rovnice, kterými se přepočítávají časoprostorové souřadnice události v bodě A (Obr. 5) vyjádřené údaji  $x, y, z, t$  vztažné soustavy K na souřadnice  $x^*, y^*, z^*, t^*$  vztažné soustavy  $K^*$ . Jednoduché matematické odvození těchto Lorentzových transformačních rovnic lze najít v dostupné literatuře<sup>[6]</sup>.

Čas  $t$  resp.  $t^*$  je na obrázku Obr. 5 připsán jak samotnému bodu A tak i k jeho  $x$  souřadnicím, jelikož z bodu A světlo dorazí do počátku souřadnic za stejnou dobu jako jeho průmět na osu X resp.  $X^*$ . Pro situaci na Obr. 5 mají rovnice Lorentzovy transformace následující tvar

$$y^* = y \quad (7a)$$

$$z^* = z \quad (7b)$$

$$x^* = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (7c)$$

$$t^* = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (7d)$$

Nebudeme zde opakovat matematické odvození těchto rovnic. Vysvětlíme jejich obsah pomocí Obr. 5. Využijeme k tomu již odvozené rovnice kontrakce délek (5) a dilatace času (3). Bude to svého druhu popisné odvození rovnic Lorentzovy transformace.

Když počátky soustav K a  $K^*$  splývají, je vyslán z tohoto společného bodu světelný signál, který se podél osy X v soustavě K šíří podle rovnice

$$x = ct \quad \text{čili} \quad x - ct = 0 \quad (8)$$

Tentýž signál se v soustavě  $K^*$  šíří podél osy  $X^*$  díky Postulátu B podle rovnice

$$x^* = ct^* \quad \text{čili} \quad x^* - ct^* = 0 \quad (9)$$

Rovnice (7a) a (7b) vyplývají ze skutečnosti, že osy Y, Z a  $Y^*, Z^*$  vztažných soustav K resp.  $K^*$  jsou kolmé na směr rychlosti  $v$ , a tudíž nedochází ke kontrakci délek.

Čitatel rovnice (7c) představuje délku  $x^*$  viděnou z pohledu vztažné soustavy K, t.j. zkrácenou v důsledku kontrakce délek. V soustavě  $K^*$  je tato délka větší  $1/(1-v^2/c^2)^{1/2}$  krát, což je v rovnici (7c) zohledněno odmocninou ve jmenovateli.

Rovnice (7d) vyplývá z rovnic (8), (9) a (7d) po následujících úpravách:

<sup>[6]</sup> Einstein: Teorie relativity, VUTIUM, Brno, 2005.



$$t^* = \frac{x^*}{c} = \frac{\frac{x}{c} - \frac{vt}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Podle teorie relativity žádná soustava souřadnic není nadřazena jiné soustavě a proto můžeme odvodit Lorentzovy transformační rovnice i pro případ, kdy jsou známe souřadnice bodu A v soustavě  $K^*$  a nimi potřebujeme vyjádřit souřadnice bodu A v soustavě K. Tyto „nové“ Lorentzovy transformační rovnice získáme řešením rovnic (7) podle  $x, y, z, t$ :

$$y = y^* \quad (10a)$$

$$z = z^* \quad (10b)$$

$$x = \frac{x^* + vt^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (10c)$$

$$t = \frac{t^* + \frac{v}{c^2}x^*}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (10d)$$

Jelikož žádná vztažná soustava nemá privilegované postavení, souřadnice soustavy K resp.  $K^*$  si v rovnicích (10) oproti rovnicím (7) vyměnily pozice. Navíc v rovnicích (10) vystupuje rychlost  $v$  se záporným znaménkem, jelikož z pohledu soustavy  $K^*$  se soustava K pohybuje ve směru záporných hodnot na ose  $X^*$ .

Rovnice Lorentzovy transformace identicky splňují relaci (11):

$$x^{*2} + y^{*2} + z^{*2} - c^2t^{*2} = x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 \quad (11)$$

O platnosti této relace se přesvědčíme elementárními úpravami po dosazení za  $x^*, y^*, z^*$  a  $t^*$  výrazů pravých stran rovnic (7).

Rovnice Lorentzovy transformace (7) byly odvozeny pro situaci kdy osy souřadnic  $X$  a  $X^*$  se překrývají a vztažná soustava se pohybuje rychlostí  $v$  ve směru osy  $X$ . Tyto podmínky nemusí být vždy splněny a čtyři rovnice Lorentzovy transformace budou mít jiný tvar. Nicméně, i pro ně bude relace (11) identicky splněna. Každá čtveřice funkcí, která identicky splňuje relaci (11) je Lorentzova transformace.

Relace (11) má názornou fyzikální interpretaci. Položíme-li její levou a pravou stranu rovnou nule dostaneme dvě rovnice

$$x^{*2} + y^{*2} + z^{*2} = (ct^*)^2, \quad x^2 + y^2 + z^2 = (ct)^2.$$

Obě rovnice popisují povrch koule o poloměru  $ct^*$  resp.  $ct$ . Je to koule, která představuje „čelo“ světelné vlny, která vznikla rozsvícením nějakého zdroje v místě a v okamihu, když se počátky soustavy K a  $K^*$  kryly. Narůstání vlnoplochy z pohledu soustavy K jako i soustavy  $K^*$  má kulový tvar, bez ohledu na to, že tyto soustavy se vzájemně pohybují rychlostí  $v$ . Je to důsledek druhého postulátu speciální teorie relativity o konstantnosti rychlosti světla v inerciálních soustavách. Jak Lorentz ukázal, vyhovují tomu po něm pojmenované transformace (7), (10), které pak Einstein učinil podkladem své teorie relativity.

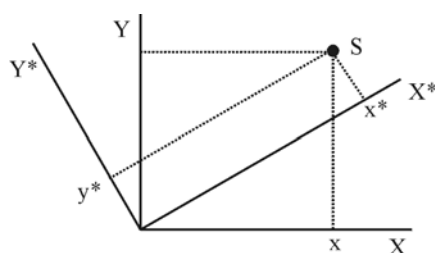
S relaci (11) pro Lorentzovou transformaci se více sblížíme („spřátělíme“), když uvedeme podobnou identickou relaci platnou pro euklidovskou geometrii. Na *Obr. 6* jsou znázorněny osy dvou pravouhlých soustav:  $X, Y$  resp.  $X^*, Y^*$ . Kvůli přehlednosti obrázku se omezujeme na rovinné soustavy. Obě soustavy mají společný počátek, ale jsou vzájemně natočeny. V rovině soustav se nachází bod S, jehož vzdálenost od počátků soustav je  $s$ . Podle Pythagorovy věty je

$$s^2 = x^2 + y^2 \quad \text{respektive}$$

$$s^2 = x^{*2} + y^{*2}.$$

Vzdálenost  $s$  pro obě soustavy je stejná, z čehož vyplývá identické splnění relace

$$x^{*2} + y^{*2} = x^2 + y^2.$$



Obr. 6 K objasnění relace identity v euklidovské geometrii

Ještě jeden příklad. Letadlo vysílá pravidelné světelné impulsy dobře viditelné za šera. Pilot naměří časový interval  $\Delta t^*$  za sebou jdoucích signálů a délku  $\Delta s^*$  trasy, kterou letadlo za tu dobu uletí. Dispečer na zemi měří ty samé údaje, ale naměří hodnoty  $\Delta t$  resp.  $\Delta s$ . Hodnoty naměřené přístroji pilota a dispečera jsou rozdílné. Laik by okamžitě prohlásil, že přístroje jsou vadné. Informovaný dispečer je opatrnější, a kantorsky by prohlásil: Projevy přírody musíme interpretovat podle speciální teorie relativity. Jeli splněna rovnice  $(\Delta s)^2 - (c \Delta t)^2 = (\Delta s^*)^2 - (c \Delta t^*)^2$ , pak přístroje ukazují správné hodnoty.

Na tomto místě musíme zastavit rozvíjení myšlenek vyplývajících z Lorentzovy transformace. Došli bychom do čtyřdimenzního *Minkowského* (1864-1909) světa a pak k obecné teorii relativity. Cíle tohoto článku jsou však mnohem skromnější. Na příkladu speciální teorie relativity jsme chtěli ukázat, že Faradayova-Maxwellova teorie elektromagnetického pole působila jako katalyzátor obnovy a rozvoje fyzikálního nahlížení na svět. Na druhé straně, speciální teorie relativity zpětně prohlubuje poznatky elektromagnetického pole, jak to chceme ukázat v statích 8 až 10.

## 7. Skládání rychlostí

Uvažujme nyní, že bod **A** v soustavě souřadnic  $K^*$  se pohybuje rychlostí  $w^*$  ve směru osy  $x^*$ , a soustava  $K^*$  se pohybuje vzhledem k jiné soustavě  $K$  rychlostí  $v$ . Pak bod **A**, podle Galileiho relativity, se pohybuje rychlostí  $W = w^* + v$  viděno ze soustavy  $K$ . Toto skládání rychlostí potvrzuje naše každodenní zkušenost: kráčí-li cestující ve vlaku směrem k lokomotivě rychlostí  $w^*$ , pak vzhledem k nádraží má rychlost  $W$ . Jenže žijeme v prostředí malých rychlostí. Pro velké rychlosti srovnatelné s rychlostí světla  $c$  je třeba skládání odvozovat s ohledem na postuláty speciální teorie relativity, resp. Lorentzovy transformace. Galileiho skládání rychlostí je limita skládání rychlostí dle speciální relativity pro malé rychlosti:  $v \ll c$ .

V každém případě pro rychlost, či už v soustavě  $K$  nebo  $K^*$ , platí:

$$W = \frac{dx}{dt} \quad \text{resp.} \quad w^* = \frac{dx^*}{dt^*}$$

Podle Lorentzovy transformace (10) je souřadnice  $x$  funkcí jak  $x^*$  tak  $t^*$ . Podobně, taky souřadnice času  $t$  je funkcí  $x^*$  a  $t^*$ . Pro rychlost  $W$  proto platí

$$W = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dt^*} \frac{1}{\frac{dt}{dt^*}} = \frac{\frac{dx^*}{dt^*} + v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{1}{\frac{dt}{dt^*}} = \frac{w^* + v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v w^*}{c^2}}$$

Po konečných úpravách dostaneme

$$W = \frac{w^* + v}{1 + \frac{v w^*}{c^2}} \quad (12)$$

To je Einsteinův vzorec pro skládání rychlostí. Pro malé rychlosti  $v \ll c$  zlomek v jmenovateli lze zanedbat a vzorec nabude tvar  $W = w^* + v$  skládání rychlosti podle Galileia.

## 8. Postuláty elektromagnetického pole

Výklad Faradayovy a Maxwellovy teorie elektromagnetického pole se zjednoduší, když se zpočátku předpokládá existence elektrostatického pole a odděleně magnetostatického pole. Nakonec se přirozeně dospěje k jednotnému elektromagnetickému poli, jehož jedním závěrem je existence elektromagnetických vln šířících se rychlostí  $c = (1/\epsilon\mu)^{1/2}$ . Nezávislost této rychlosti na vzájemné rychlosti inerciálních vztažných soustav se stala jedním postulátem teorie relativity, jak jsme ho aplikovali v předešlých statích.

Separované pojednání o elektrostatickém poli a magnetostatickém poli je umožněno díky dvěma postulátům elektromagnetického pole:

Postulát č. 1 *Existují elektrické náboje, které na sebe vzájemně působí silou. Náboje stejného znaménka se odpuzují, náboje různého znaménka se přitahují.*

Postulát č. 2 *Elektrické proudy ve vodičích (náboje v pohybu) na sebe působí silou. Vodiče s proudy stejných směrů se přitahují, opačných směrů se odpuzují. Vzájemně kolmé vodiče s proudy nepůsobí na sebe silou.*

Tyto postuláty vyvolávají mylnou představu, že existují dva zdroje sil elektromagnetického pole: elektrický náboj a elektrický proud. Víme však, že elektrický proud je jenom odvozený pojem pro náboje, většinou elektrony, pohybujících se určitou rychlostí. Teorie výkladu je tím cennější, čím je počet potřebných postulátů menší. V dalších dvou statích ukážeme, že pro výklad magnetostatického pole nepotřebujeme uvedený Postulát č. 2, protože vystačíme jen s Postulátem č. 1 o působení sil elektrických nábojů, pokud prohloubíme svůj fyzikální pohled na svět. Toto prohloubení představuje teorie relativity, jelikož náboje v pohybu představují elektrický proud. Uvedený Postulát č. 2 se tak stane větou odvozenou od Postulátu č. 1.

## 9. Ampèrov zákon z pohledu relativity

Mezinárodní komise pro váhy a míry doporučila v roce 1948 používat ve všech vědných a technických oborech soustavu jednotek **SI** (Système Internationale d'unités) v níž jednotkou proudu je ampér **A**. Zákonem 35/62 Sbírky zákonů (novelizovaným 57/75 Sbírky zákonů) je používání této jednotky proudu povinné i u nás, přičemž je tato jednotka definována následovně:

*Základní měrná jednotka **ampér** je proud, který při stálém průtoku dvěma rovnoběžnými přímkovými velmi dlouhými vodiči zanedbatelného kruhového průřezu, umístěnými ve vakuu ve vzdálenost  $R = 1$  m od sebe, vyvolá mezi vodiči sílu  $2 \cdot 10^{-7}$  newtonů na jeden meter délky  $L$ .*

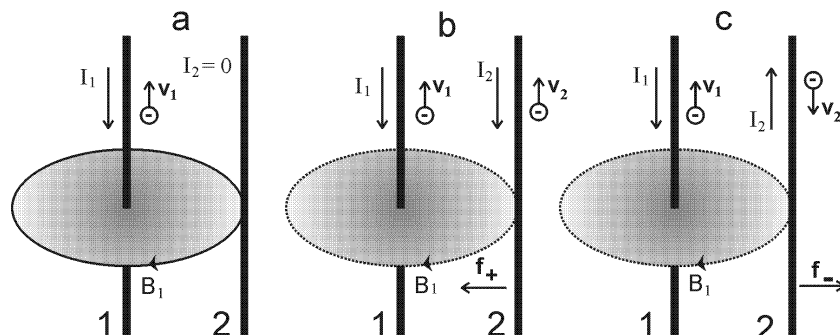
Definice ampéru je založena na Ampèrově zákoně:

$$F = \mu \frac{I_1 I_2}{2\pi R} L, \quad (13)$$

kde  $F$  je síla působící na délku  $L$  vodiče za podmínek uvedených v definici,  $R$  je vzájemná vzdálenost vodičů,  $I_1$  a  $I_2$  jsou proudy ve vodičích,  $\mu = 4\pi 10^{-7}$  [mkg $s^{-2}A^{-2}$ ] je magnetická permeabilita vakua.

Ampèrov zákon určuje jenom velikost síly, ale neurčuje její **směr**. Teorie elektromagnetického pole sice disponuje vzorcí (Lorentzova síla) nebo pravidly (pravidla pravé ruky), kterými v konkrétních situacích lze určit směr síly, ale tyto nástroje nevysvětlují **proč** je směr síly právě taký jak je určen Postulátem č. 2. Směr síly mezi vodiči lze vysvětlit pomocí teorie relativity, a Postulát č. 2 se stává větou, jak jsme již uvedli.

Nyní odvodíme Ampèrův zákon pomocí teorie relativity opírajíc se jenom o Postulát č. 1. Na Obr. 7 jsou znázorněny dva velmi dlouhé přímkové vodiče s proudy  $I_1$  a  $I_2$ . Zde je také znázorněna jedna siločára magnetické indukce  $B_1$  proudu  $I_1$  (kvůli plastičnosti je plocha ohraničená siločárou vyplněna, jakoby byla neprůhledná, což samozřejmě není pravda). Podle vzájemného směru proudů  $I_1$ ,  $I_2$  a jejich velikostí existují tři možnosti.



Obr. 7 K objasnění silových účinků mezi paralelními vodiči (Ampèrův zákon)

- V prvním vodiči teče proud  $I_1$ , zatímco v druhém vodiči neteče proud, tudíž  $I_2 = 0$ . Z pohledu elektronů a protonů druhého vodiče, z důvodů kontrakce délek, dochází v prvním vodiči k větší koncentraci elektronů než protonů, následkem čehož se první vodič jeví jako záporný liniový vodič (na daném úseku vodiče je víc elektronů než protonů). Nicméně přitažlivé síly působící na protony druhého vodiče se vykompenzují s odpudivými silami elektronů tohoto vodiče, tudíž magnetické pole prvního vodiče nepůsobí silou na druhý vodič.
- V druhém vodiči teče proud  $I_2$  **stejným** směrem jako proud  $I_1$  v prvním vodiči. Elektrony v obou vodičích se pohybují ve stejném směru, a tudíž z pohledu elektronů druhého vodiče dochází k větší koncentraci protonů prvního vodiče než jeho elektronů, a první vodič se jeví jako kladný liniový náboj s délkovou hustotou  $\Theta_1 = I_1/c$ , kde  $c$  je zatím neznámá konstanta úměrnosti. Tím se naruší rovnováha sil působící na elektrony a protony druhého vodiče jelikož jeho elektrony se přitahují k prvnímu vodiči. Výsledkem toho je síla  $f_+$ , která přitahuje druhý vodič k prvnímu.
- V druhém vodiči teče proud  $I_2$  **opačným** směrem jako proud  $I_1$  v prvním vodiči. Z pohledu elektronů druhého vodiče dochází ke koncentraci protonů a elektronů prvního vodiče, avšak koncentrace elektronů je větší, protože tyto se pohybují rychleji jako protony v důsledku opačných směrů proudů  $I_1$  a  $I_2$ . První vodič se tak jeví pro elektrony druhého vodiče jako záporný liniový náboj s délkovou hustotou  $\Theta_1 = I_1/c$ , kde  $c$  je zatím neznámá konstanta úměrnosti. Odpudivé síly působící na druhý vodič převládnu a výsledkem toho je síla  $f_-$ , která odpuzuje druhý vodič od prvního.

V předešlém výkladu jsme mluvili o liniovém náboji  $\Theta_1$  s délkovou hustotou  $\Theta_1 = I_1/c$ , který jsme zavedli intuitivně s cílem objasnit fyzikální podstatu. Nyní odvodíme tuto závislost náboje na proudu opírajíc se o kontrakci délky podle speciální teorie relativity.

V neutrálním vodiči je záporný liniový náboj  $\Theta^-$  (představovaný volnými elektrony) rovný kladnému liniovému náboji  $\Theta^+$ , který je vytvářen protony atomů. Pro celkový náboj proto platí  $\Theta^+ - \Theta^- = 0$ . Rovnováha nábojů se změní při průtoku proudu  $I$  v důsledku pohybu záporného náboje  $\Theta^-$  (elektronů) translační rychlostí  $v$ :  $I = \Theta^- v$ . Díky kontrakci délky vzroste počet elektronů na délce vodiče, kterou zaujímá kladný náboj  $\Theta^+$ , a naruší se výše uvedená rovnováha nábojů. Délková hustota liniového náboje nyní je

$$\Theta^* = \Theta^+ - \frac{\Theta^-}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \Theta^+ - \Theta^- \left( 1 + \frac{v^2}{c^2} \right) = -\frac{v^2}{c^2} \Theta^- = -\frac{v}{c^2} I.$$

Při úpravě rovnice jsme využili skutečnost, že translační rychlost  $v$  nábojů  $\Theta^-$ , která je řádově několik centimetrů za sekundu, je nesrovnatelně menší než rychlost světla  $c$ . To umožňuje aproximovat reciprokou hodnotu odmocniny součtem  $1 + v^2/c^2$  prvních dvou členů Taylorova rozvoje.

Podle uvedené rovnice je náboj  $\Theta^*$  úměrný translační rychlosti  $v$ . Ale ta závisí na způsobu vzniku proud  $I$ . Je-li proud  $I$  vytvořen velkým množstvím volných elektronů (tlustý drát, menší napětí), pak rychlost  $v$  je menší, než při menším množství volných elektronů (tenký drát, větší napětí). Abychom tuto závislost odstranili, musíme počítat s nábojem  $\Theta$ , který je normován na jednotnou relativní rychlost  $v/c$ :  $\Theta = \Theta^*/v/c$ . Pro takto normovaný liniový náboj z výše uvedené rovnice vyplývá vztah, který jsme chtěli odvodit:

$$\Theta = -\frac{I}{c} \quad (14)$$

Dva paralelní vodiče s proudy  $I_1$  a  $I_2$  se vzájemně „vidí“ jako liniové náboje s délkovou hustotou  $\Theta_1 = I_1/c$  resp.  $\Theta_2 = I_2/c$ , které vzájemně působí silou

$$F = \frac{\Theta_1 \Theta_2}{2\pi\epsilon R} L = \frac{I_1 I_2}{2\pi c^2 \epsilon R} L = \mu \frac{I_1 I_2}{2\pi R} L,$$

kde  $\epsilon$  je permitivita a  $\mu = 1/c^2 \epsilon$  permeabilita. V uvedených vzorcích poznáváme Ampèrův zákon, který jsme nyní odvodili s použitím jenom Postulátu č. 1 pomocí teorie relativity a elektrostatického pole liniových nábojů.

Pomocí teorie relativity lze odvodit nejen velikost a směr působení síly mezi dvěma paralelními vodiči protékajícími proudy, ale lze i zdůvodnit proč vodiče na sebe kolmé nepůsobí vzájemně silou. V případě kolmosti směrů „vidí“ první vodič ve svém směru pohybovat se protony a elektrony druhého vodiče stejně, což platí i obráceně. Proto vodiče vzájemně zůstávají elektricky neutrální.

Prohloubením fyzikálního pohledu směrem k teorii relativity se podařilo odvodit Ampèrův zákon bez toho, abychom se opírali o druhý postulát, který tím pádem „ztrácí statut postulátu“ a stává se větou, která je odvozena od Coulombova zákona elektrostatické síly.

Z výkladu Ampèrova vzorce podle *Obr. 7* vyplývá, že závislost směru sil (přitahování či odpuzování) působících mezi vodiči vděčí přítomnosti nepohyblivých protonů ve vodiči. Elektrický proud ovšem může téct i bez přítomnosti nepohyblivých kladných nábojů. Například proud elektronového paprsku v starší televizní obrazovce. Tento proud představuje paralelně se pohybující elektrony, a tudíž můžeme ho považovat za svazek paralelních proudů, které by se měly vzájemně přitahovat a paprsek fokusovat. Jenže k tomu nedochází. Jelikož se elektrony pohybují paralelně, tudíž vzájemně se nepohybují, a proto navzájem působí jenom Coulombova odpudivá síla a žádná „magnetická“.

## 10. Feromagnetická látka z pohledu relativity

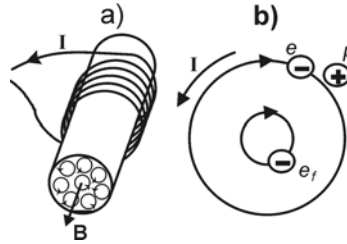
Rovnice síly elektromagnetického pole (Lorentzova síla, pravidlo pravé ruky) umožňují určit orientaci molekulárních proudů ve feromagnetických látkách vystavených vnějšímu magnetickému poli. Molekulární proudy se orientují tak, že jejich vlastní magnetická indukce posiluje indukci vnějšího magnetického pole.

Rovnice a pravidlo síly sice umožňují určit **jak** se molekulární proudy orientují, ale nevysvětlují **proč** se proudy orientují ve smyslu zesilování vnějšího magnetického pole a ne právě naopak. Vysvětlení poskytne teorie relativity pomocí *Obr. 8*.

Na *Obr. 8a* je znázorněna cívka jejíž jádro tvoří feromagnetická látka. Na *Obr. 8b* je skica tytéž cívky z pohledu „zepředu“. Zde je proud  $I$  reprezentován elektronem  $e$ , který obíhá po kruhové dráze v opačném směru než teče proud, jelikož elektron má záporný náboj. Navíc nepohyb-

livé kladné protony ve vodiči cívky jsou zastoupeny jedním kladným nábojem  $p$ . Molekulové proudy na *Obr. 8b* představuje jeden kroužící elektron  $e_f$ .

Pokud je směr kroužení molekulárních elektronů  $e_f$  a elektronů  $e$  ve vodiči cívky stejný, pro molekulární elektrony se vinutí cívky jeví jako kladně nabitý válec. K němu se přitahují molekulární elektrony  $e_f$  a jejich dráhy se orientují do stabilní polohy, jak je tento stav znázorněn na *Obr. 8b*. Pokud by se oba směry obíhání elektronů  $e_f$  a  $e$  lišily, molekulární elektrony by „vnímaly“ vodič cívky jako záporně nabitý válec a vlivem odpuzivých sil by se jejich dráhy z této nestabilní pozice překlápily do stabilního stavu. Vysvětlení proč je vinutí cívky vnímáno jednou jako kladně nabitý válec a podruhé jako záporně nabitý vyplívá z analogické argumentace jakou jsme uvedli v předešlé stati v souvislosti s Ampèrovým zákonem.



*Obr. 8 K objasnění směru indukce  $\mathbf{B}$  ve feromagnetické látce*

V případě feromagnetických látek se příroda chová k nám velmi vstřícně. K indukci magnetického pole vnějších proudů přispívá feromagnetická látka „bezplatně“ svou indukcí, která je  $\mu_r$  krát větším než je pole od vnějších proudů. Princip akce a reakce, při kterém reakce brání účinkům akce, zde nemá tento obvyklý smysl. Reakce molekulárních proudů podporuje akci vnějšího proudu.