II. Princip relativity v klasické fyzice, pokusy vedoucí k STR

Než se začneme s teorií relativity seznamovat podrobněji, je vhodné připomenout, jak s pojmy prostor a čas a se soustavami souřadnic pracuje klasická mechanika, kde a jak se její představy dostaly do sporu s experimenty a proč tedy musela být teorií relativity nahrazena.

II.1. Základní zákony klasické mechaniky

Za základní zákony klasické mechaniky můžeme považovat známé tři **Newtonovy zákony**. Můžeme je vyslovit třeba v následující formě:

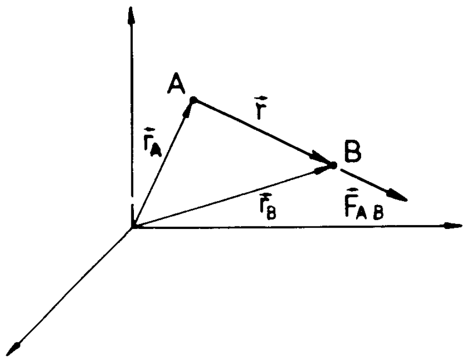
1. Hmotný bod, na který nepůsobí vnější síly, se pohybuje rovnoměrně přímočaře.
2. Hmotný bod o hmotnosti m, na nějž působí vnější síla $\vec{F}$, se pohybuje se zrychlením $\vec{a}$, pro které platí
$$m\,\vec{a} = \vec{F} \qquad \text{(II.1)}$$
3. Působí-li hmotný bod A na hmotný bod B silou $\vec{F}_{AB}$, působí naopak B na A silou $\vec{F}_{BA} = -\vec{F}_{AB}$. (Zákona akce a reakce.)

Tyto zákony je třeba doplnit vlastnostmi sil, v klasické mechanice uvažovaných. Jde přitom o tzv. **pravé síly**, tj. síly, jimiž na sebe navzájem působí hmotné body nebo tělesa. (Mohli bychom též říci síly, jejichž původ je v interakci hmotných bodů nebo těles. Mezi pravé síly tedy nepatří např. síla odstředivá.)

Vlastnosti pravých sil, které klasická mechanika postuluje a využívá, jsou následující:

– **Aditivita**. Celková síla, působící na daný hmotný bod, je vektorovým součtem sil, jimiž na tento bod jednotlivě působí všechny ostatní hmotné body.

– **Centrálnost**. Síla, jíž hmotný bod A působí na hmotný bod B, má směr jejich spojnice $\vec{r} = \vec{r}_B - \vec{r}_A \quad : \quad \vec{F}_{AB} \sim \dfrac{\vec{r}}{r}$, kde $\vec{r}_A$ a $\vec{r}_B$ jsou polohové vektory obou bodů, viz obr. II.1.



Obr. II.1. K vlastnostem pravých sil. (Centrálnost.)

– **Závislost pouze na vzdálenosti**. Velikost síly mezi dvěma hmotnými body závisí pouze na jejich vzdálenosti: $\left|\vec{F}_{AB}\right| = f(r)$, resp. spolu s centrálností

$$\vec{F}_{AB} = f(r)\frac{\vec{r}}{r} \tag{II.2}$$

Modelem síly splňující uvedené vlastnosti je gravitační síla popsaná Newtonovým gravitačním zákonem:

$$\vec{F}_{AB} = -\kappa \frac{m_A m_B}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}$$

(m_A a m_B jsou hmotnosti obou hmotných bodů, κ Newtonova gravitační konstanta).

Síla v uvedeném pojetí závisí na **okamžité vzdálenosti**. Pohneme-li bodem A, změní se tedy okamžitě síla působící na bod B. Neuvažuje se zde žádné „agens“ mezi body A a B, které přenos síly zprostředkovalo a tedy případně i zpožďovalo změny silového působení. Mluvíme zde proto o tzv. **působení přímo do dálky**. Pravé síly tedy podle klasické mechaniky působí přímo do dálky. (Pozn.: klasická mechanika má samozřejmě síly, které nezávisí jen na vzdálenosti – např. třecí síly – ty ale chápe spíše fenomenologicky a obvykle jim nepřisuzuje fundamentální význam.)

Nebudeme se zde zabývat dalším rozborem vlastností pravých sil a jejich důsledků či historickými aspekty Newtonových zákonů. Ostatně jejich výše uvedené znění není ani překladem originálních Newtonových formulací a odpovídá spíše formě, do níž je upravila pozdější fyzika.

V jaké soustavě platí Newtonovy zákony? (V jaké vztažné soustavě, resp. soustavě souřadnic?)

V některých vztažných soustavách totiž neplatí. Například v tramvaji, která se rozjíždí se zrychlením $\vec{a}$ (vůči Zemi), nezůstane míček volně položený na podlahu v klidu, ani se nebude pohybovat rovnoměrně přímočaře, ale bude se kutálet zrychleně k zadní stěně. Platnost Newtonových zákonů se zde dá sice zachránit, prohlásíme-li, že na míček (o hmotnosti m) působí síla $\vec{F}_{set} = -m \cdot \vec{a}$. Obdobné **setrvačné síly** lze zavést i na rotujících kolotočích, houpajících se houpačkách apod. Z praktického hlediska je to samozřejmě výhodné, obecně nahlíženo, je to však „úskok“ : setrvačné síly nejsou dány působením nějakých těles a byly do 2. Newtonova zákona zavedeny právě jen proto, aby zachránily jeho platnost v uvedených systémech. Navíc závisí na pohybu daného systému souřadnic vůči jiným systémům souřadnic. Nám jde ale o to, najít soustavu, v níž by se v zápise Newtonových zákonů nevyskytovaly parametry popisující pohyb dané soustavy. Vše by mělo být popsáno v rámci dané soustavy samotné.

Newton vyřešil problém vhodné soustavy tak, že postuloval existenci **absolutního prostoru**. (V dnešní terminologii bychom spíše užili názvu **absolutní vztažná soustava**.) Podle Newtona „Absolutní prostor ve své podstatě a bez vztahu k čemukoli vnějšímu, zůstává vždy stejný a nehybný.“

Absolutní prostor je v tomto pojetí cosi vnějšího, v němž je celý svět umístěn, cosi, co má vlastnosti euklidovské geometrie, v čem se lze pohybovat, ale co se samo nepohybuje a není žádným fyzikálním děním ovlivněno. A právě soustava souřadnic, spojená s absolutním prostorem, má být tou základní soustavou souřadnic, v níž zákony klasické mechaniky platí.

Protože k popisu pohybu těles je nezbytné pracovat i s časem, zavedl Newton pojem **absolutní čas**. Jak uvádí ve svých Principiích, „Absolutní, pravý a matematický čas, sám o sobě a ze své vlastní podstaty, teče rovnoměrně bez vztahu k čemukoli vnějšímu a je jinak nazýván trvání.“ Absolutní čas tedy neměl záviset ani na prostoru, ani na libovolném fyzikálním dění. A právě on měl být časem, který se užívá v Newtonových zákonech – např. při výpočtu zrychlení.

Tím, že postuloval absolutní prostor, mohl v něm Newton využít celý formalismus a všechny výsledky euklidovské geometrie. Pojmy absolutního prostoru a absolutního času mu tak pomohly ve vytvoření teoretického aparátu pro **kvantitativní popis a předpověď pohybu těles**. Těžko to dnes asi doceníme, neboť se jen obtížně vmyslíme do situace, kdy byl takovýto aparát vytvořen ve fyzice vůbec poprvé.

Jak uvidíme dále, problém je ovšem v tom, jak nalézt soustavu spojenou s absolutním prostorem.

Modernější pojetí je poněkud jiné a bez pojmu absolutní prostor se obejde. Soustavou, v níž platí Newtonovy zákony, je inerciální systém. Jedná se o vztažnou soustavu, kterou lze určit s pomocí 1. Newtonova zákona. Formálně lze příslušné pojmy definovat například takto:

Vztažnou soustavu nazveme **inerciální**, jestliže se vůči ní libovolný volný hmotný bod pohybuje rovnoměrně přímočaře.

Přitom

volný hmotný bod je hmotný bod, na který nepůsobí žádné pravé síly.

Připomeňme ještě, že pod pojmem hmotný bod si lze v klasické mechanice představit tělísko tak malé, že jeho rozměry lze v dané situaci zanedbat. Neuvažujeme tak ani jeho vnitřní strukturu ani rotaci. Formálně je hmotný bod idealizovaný objekt, který má určitou hmotnost a pouhé tři stupně volnosti, dané jeho souřadnicemi. Má-li hmotný bod být volný, musíme ho izolovat od působení ostatních těles (uzavřením do Faradayovy klece lze např. odstínit elektrické pole) resp. ostatní tělesa dostatečně vzdálit, aby jejich silové působení bylo možno zanedbat.

Zkráceně používáme pro inerciální vztažnou soustavu termín **inerciální systém**. Často však pod tímto názvem rozumíme už **inerciální soustavu souřadnic**, tj. soustavu souřadnic spjatou s inerciální vztažnou soustavou. Obvykle jde o kartézskou soustavu souřadnic; v každém případě se předpokládá, že kartézskou soustavu souřadnic lze v inerciálním systému vždy zavést.

Kartézská soustava souřadnic velmi těsně souvisí s euklidovskou geometrií prostoru. Tak je již v popisu inerciálního systému implicite zahrnuto konstatování, resp. předpoklad, že **prostor je euklidovský**.

Povšimněme si ještě, jak definice inerciálního systému souvisí s 1. Newtonovým zákonem. Výše uvedená definice vlastně netvrdí nic jiného než „vztažnou soustavu nazýváme inerciální, jestliže v ní platí 1. Newtonův zákon“. 1. Newtonův zákon zde tedy má funkci rozlišovacího kritéria, zda soustava je či není inerciální. V tom je také vlastní smysl tohoto zákona. Jinak by byl první Newtonův zákon triviálním důsledkem druhého:

$$\text{pro } \vec{F} = 0 \text{ dá (1) } \vec{a} = 0 \text{ , z čehož } \vec{u} = \text{konst.}$$

Řadě žáků může být nepochopitelné, proč se toto zjištění formuluje jako samostatný zákon. Proto je přirozené chápat 1. zákon tak, že svou platností vymezuje ty soustavy souřadnic, v nichž platí i všechny další zákony klasické mechaniky. Jinými slovy, že vymezuje inerciální systémy. Zároveň, a to je nejpodstatnější, implicite tvrdí, že takovéto soustavy vůbec existují, resp. minimálně že existuje alespoň jedna. (Pokud by žádný inerciální systém neexistoval, 1. Newtonův zákon by nikdy neplatil.)

V moderním pojetí lze tedy **1. Newtonův zákon** přirozeně formulovat jako existenční teorém:

Existuje inerciální systém.

Toto pojetí již proniklo i do středoškolských učebnic fyziky a nadále se ho budeme držet i my.

II.2. Klasický princip relativity

Vztažných soustav je nekonečně mnoho a nikde není řečeno, že bychom pozorování a experimenty mohli provádět jen v soustavě spojené s absolutním prostorem, případně s nějakým jiným jediným význačným systémem. Vyúsťují proto před námi dvě podstatné otázky, resp. skupiny otázek:

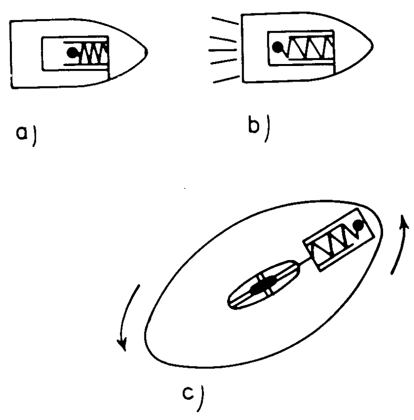
a) Jaký vliv má pohyb vztažné soustavy vzhledem k absolutnímu prostoru na fyzikální procesy v ní probíhající? Nebo konkrétněji a poněkud přesněji: Jak pohyb laboratoře ovlivňuje průběh a výsledky experimentů v ní probíhajících? Protože průběh fyzikálních procesů je podřízen fyzikálním zákonům, můžeme se ptát i takto: Jaký tvar mají fyzikální zákony v různých vztažných soustavách, resp. soustavách souřadnic?

   (Máme přitom na mysli tvar fyzikálních zákonů zapsaných pomocí veličin vztažených vždy pouze k dané soustavě.)

   Místo o pohybu vzhledem k absolutnímu prostoru bychom mohli mluvit o pohybu vůči inerciálnímu systému. (Při formulaci otázek bychom ovšem museli být poněkud opatrnější. Víte proč?)

b) Jak vypadá popis určitého fyzikálního procesu či experimentu z různých vztažných soustav resp. v různých soustavách souřadnic? Přesněji řečeno: Umím-li popsat určitou fyzikální situaci či proces z hlediska jedné vztažné soustavy, jak je popsat z hlediska jiné soustavy?

Věnujme nejprve pozornost první skupině otázek. Zrychlený pohyb laboratoře procesy probíhající v ní ovlivňuje, jak jsme již naznačili výše. V rozjíždějící se tramvaji se míček koulí k zadní stěně, v raketě, jejíž motory pracují, nebo na rotující orbitální stanici se pružina siloměru s připevněným závažím protáhne. (Viz obr. II.2.) Již jednoduchými mechanickými pokusy lze tedy rozhodnout, zda se laboratoř pohybuje se zrychlením, či zda je její zrychlení nulové. (Na otázku „se zrychlením vůči čemu“ odpovíme zatím ještě podle Newtona: vzhledem k absolutnímu prostoru. Brzy již ovšem tento pojem z mechaniky odstraníme.)



Obr.II.2. Siloměr a závaží v různě se pohybujících laboratořích:
a) v raketě s vypnutými motory, jejíž zrychlení je nulové
b) v raketě pohybující se se zrychlením
c) na rotující orbitální stanici.

Důsledky spojené se zrychleným pohybem laboratoří (tramvají, vlaků atd.) známe dobře z vlastní zkušenosti. Zkušenost nás ovšem rovněž učí, že **rovnoměrný přímočarý pohyb** laboratoře žádné pozorovatelné efekty nevyvolává. Této skutečnosti si byl vědom již Galileo Galilei. Ve svém „Dialogu o dvou systémech světa – ptolemaiovském a koperníkovském“ ji ilustroval kvalitativně, ale značně sugestivně:

> „Zavřete se s přítelem v hlavní kabině v podpalubí některé velké lodi a vezměte s sebou nějaké mouchy, motýli a jiné malé létající živočichy. Mějte velkou nádobu s vodou, v níž je ryba; držte láhev, která se kapku po kapce vyprazdňuje do široké nádoby pod ní. Zatímco loď klidně stojí, pozorujte pečlivě, jak malí živočichové létají stejnou rychlostí do všech míst kabiny. Ryba plave nerozlišitelně do všech směrů; kapky padají do nádoby dole; a pokud hodíte cokoli svému příteli, nemusíte házet silněji v jednom směru než v druhém, pokud jsou vzdálenosti stejné, a skočíte-li s oběma nohama u sebe, překonáte ve všech směrech stejnou vzdálenost. Když jste toto pozorování pečlivě provedli (i když není pochyb, že dokud loď klidně stojí, vše se musí dít tímto způsobem), nechť loď pluje rychlostí jakou chcete, jen když je pohyb rovnoměrný a bez jakéhokoli kolísání. Ve všech výše jmenovaných efektech nezjistíte nejmenší změnu ani nebudete moci říci na základě libovolného z nich, zda se loď pohybuje nebo nehybně stojí.“

Na podobné zkušenosti se odvoláváme při výkladu pohybu i dnes a potvrzuje je také celá současná fyzika. Ostatně jen díky tomu je korektní tvrdit, že v inerciálním systému platí zákony klasické mechaniky:

Uvažujme inerciální systém S a vztažnou soustavu S', která se vůči němu pohybuje rovnoměrně přímočaře. Libovolný volný hmotný bod se vůči S pohybuje rovnoměrně přímočaře (protože S je inerciální systém). Je však zřejmé, že jeho pohyb je nutně rovnoměrný a přímočarý i vzhledem k S'. (Za chvíli toto tvrzení dokážeme i formálně.) Podle definice je tedy i soustava S' inerciální. Obecně proto

libovolná vztažná soustava pohybující se vůči nějakému inerciálnímu systému rovnoměrně přímočaře je rovněž inerciální.

Inerciální systém tedy není jen jeden, ale je jich nekonečně mnoho. Kdyby stejně připravené pokusy dávaly v různých inerciálních systémech různé výsledky, mohli bychom asi těžko tvrdit, že zákony klasické mechaniky platí ve všech inerciálních soustavách stejně.

(Čím by pak byla způsobena různost výsledků?)

Pokusy ovšem ve všech inerciálních systémech stejný výsledek dají a pro formulaci zákonů mechaniky proto můžeme použít kterýkoli inerciální systém. A právě proto se v mechanice můžeme zcela obejít bez pojmu absolutní prostor.

Shrnutím výše zmíněných zkušeností je **klasický princip relativity**. Lze ho vyslovit v různých formulacích. Např.:

Mechanickými pokusy nelze od sebe jednotlivé inerciální systémy odlišit.

Nebo přesněji:

Stejně připravené mechanické pokusy dají ve všech inerciálních systémech stejný výsledek.

Nebo (klademe-li důraz na fyzikální zákony):

Zákony klasické mechaniky mají ve všech inerciálních systémech stejný tvar.

Lze jej vystihnout i obecnou formulací

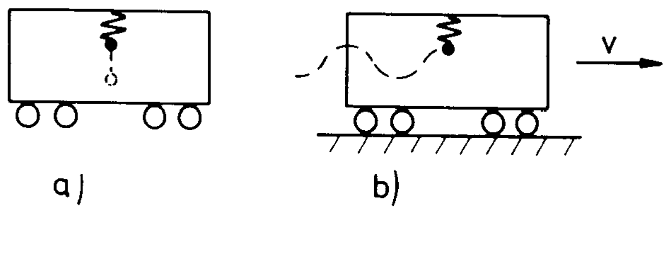
Všechny inerciální systémy jsou z hlediska klasické mechaniky rovnocenné.

Případně ekvivalentním tvrzením

Žádný inerciální systém není z hlediska klasické mechaniky privilegován.

Právě toto poslední tvrzení snad nejjasněji vyjadřuje, jak je pojem absolutního prostoru, absolutní klidové soustavy, v klasické mechanice nepotřebnou fikcí. Všechny formulace jsou ovšem prakticky ekvivalentní, každá jen zdůrazňuje jiný aspekt problému.

Zdůrazněme ještě, co klasický princip relativity ***netvrdí***. Neříká nic o tom, že by jeden pokus provedený v určitém inerciálním systému měl vypadat stejně i z hlediska jiných inerciálních systémů. A samozřejmě také nevypadá. Např. trajektorií závaží zavěšeného na pružině, jejíž druhý konec je připevněn ke stropu vagónu a která kmitá nahoru a dolů, je v soustavě spojené s vagónem úsečka. V soustavě spojené s tratí, vůči níž vagón jede rovnoměrně přímočaře, je ale trajektorií závaží sinusovka. (Viz obr. II.3.)



Obr. II.3. Trajektorie kmitajícího závaží zavěšeného na pružině z hlediska inerciální soustavy spojené a) s vagónem, b) s tratí

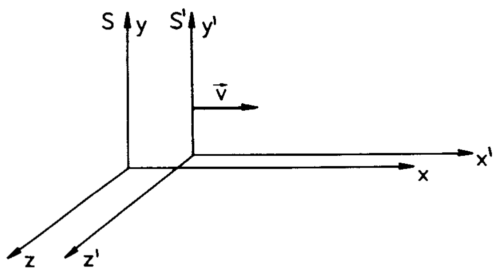
To, co v daném případě tvrdí klasický princip relativity, je konstatování, že pokud zavěsíme stejné závaží na stejnou pružinu třeba na nádraží, bude kmitat se stejnou periodou, jako ve vlaku; jsou-li obě závaží na počátku v klidu a udělíme-li jim stejné impulsy, budou i amplitudy jejich kmitů stejné apod.

II.3. Galileiho transformace

Obraťme se tedy ke druhé skupině otázek uvedené na začátku předchozího paragrafu: Jaký je vztah mezi popisem téhož fyzikálního procesu z hlediska různých inerciálních systémů? (Protože inerciální systémy jsou pro klasickou mechaniku fundamentální, omezíme se na ně a nebudeme diskutovat popis z hlediska neinerciálních systémů.)

Pro popis děje z hlediska jiného inerciálního systému potřebujeme **transformovat** fyzikální veličiny z jednoho systému do druhého. Protože se zde dosud zabýváme klasickou mechanikou, půjde nám o transformaci mechanických veličin: souřadnic, délky, rychlosti, zrychlení, hmotnosti a síly. Výchozím bodem bude transformace souřadnic.

Uvažujme inerciální vztažné soustavy S a S', které se navzájem pohybují rychlostí υ. Kartézské soustavy souřadnic v S a S' orientujeme tak, že osy x a x' jsou rovnoběžné se směrem rychlosti jejich vzájemného pohybu a osy y a y' (a samozřejmě také z a z') jsou rovnoběžné. Orientaci os x a x' volme takovou, že S' se pohybuje vzhledem k S v kladném směru osy x. Počátky obou soustav souřadnic zvolme tak, že v bodě $t = 0$ splývají. (Viz obr. II.4.)



Obr. II.4. Orientace soustav souřadnic při speciální Galileiho transformaci.

Pozn.: Systémy souřadnic v S a S' lze samozřejmě zvolit i jinak – mohou se však od námi zvolených lišit jen o posuv počátku a pootočení soustavy souřadnic. Vzhledem k homogenitě a izotropii prostoru jsou všechny takovéto volby rovnoprávné. Obecná volba soustav souřadnic by ovšem k problému, který vyšetřujeme, nepřinesla nic zásadně fyzikálně nového, a pouze by nám problém zkomplikovala po matematické stránce. Transformace složek fyzikálních veličin (např. složek vektorů) při posunu a pootočení soustavy souřadnic jsou ostatně známou záležitostí a lze je k transformaci, kterou dále odvodíme, jednoduše přidat – viz dodatek E. Zde se proto omezíme na nejjednodušší volbu popsanou výše.

Odvoďme nyní vztahy mezi souřadnicemi x, y, a z systému S a x', y' a z' systému S'. (Pro jednoduchost zde symboly S a S' značíme nejen vztažné soustavy, ale i odpovídající soustavy souřadnic.) Počátek O' soustavy S' se pohybuje rychlostí υ v kladném směru osy x, přitom v čase $t = 0$ bylo $x(O', t = 0) = 0$.

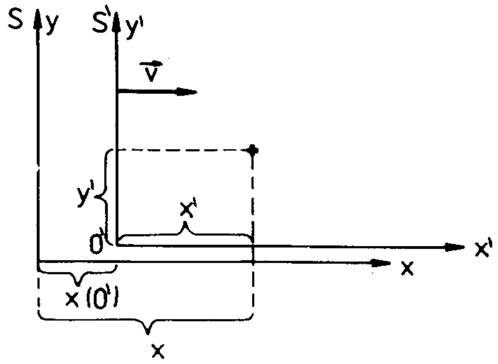
V systému S je tedy pohyb O' popsán vztahy

$$\begin{aligned} x(O',t) &= \upsilon \cdot t \\ y(O',t) &= 0 \\ z(O',t) &= 0 \end{aligned} \tag{II.3}$$

Vzhledem k tomu, že prostor a čas jsou v klasické mechanice pokládány za zcela nezávislé, je přirozené předpokládat, že v každém okamžiku je transformace stejná, jako při pouhém posunu počátku souřadnic:

$$\begin{aligned} x' &= x - x(O') \\ y' &= y - y(O') \ , \\ z' &= z - z(O') \end{aligned} \tag{II.4}$$

tedy, že transformace bude stejná, jako by se *S'* vůči *S* nepohyboval. Klasická mechanika nezná žádnou kontrakci délek a tak jsou vztahy (4) jediné možné – viz obr. II.5, kde pro přehlednost nevyznačujeme osy *z* a *z'*; obdobně to budeme činit i nadále.



Obr. II.5 K odvození Galileiho transformace.

Spojením (4) a (3) dostaneme vztah **speciální Galileiho transformace**

$$\begin{aligned} x' &= x - \upsilon \cdot t \\ y' &= y \\ z' &= z \end{aligned} \tag{II.5}$$

(Při obecné volbě soustav souřadnic nazýváme odpovídající transformaci obecnou Galileiho transformací nebo prostě jen Galileiho transformací. Obecnou Galileiho transformaci viz dodatek E.) Pozn.: Jednoduše lze ověřit, že vztahy (5) platí i v případě, kdy se *S'* pohybuje vzhledem k *S* v záporném směru osy (tj. na obrázcích doleva) – pouze hodnota υ je pak záporná.

Z Galileiho transformace okamžitě plyne, že vzdálenost dvou bodů A a B v systému *S*,

$$l_{AB} = \sqrt{(x_A - x_B)^2 + (y_A - y_B)^2 + (z_A - z_B)^2}$$

je stejná jako jejich vzdálenost v *S'* :

$$l_{AB} = l'_{AB} \ , \tag{II.6}$$

kde $l'_{AB} = \sqrt{(x'_A - x'_B)^2 + (y'_A - y'_B)^2 + (z'_A - z'_B)^2}$. Protože vzdálenost bodů se samozřejmě nemění ani při pootočení soustavy souřadnic, platí (6) i při obecné Galileiho transformaci. Vzdálenost je tedy v klasické mechanice veličinou **absolutní**, nezávislou na volbě inerciální soustavy souřadnic. (Ostatně jsme již výše konstatovali, že klasická mechanika žádnou kontrakci délek nezná.) Skutečnost, že se vzdálenost nemění ani při přechodu od jedné inerciální soustavy souřadnic k jiné (když vztahy mezi souřadnicemi jsou dány Galileiho transformací) vystihujeme jinými slovy tak, že říkáme, že vzdálenost je **invariantní vůči Galileiho transformacím**.

Derivováním vztahů (5) pro transformaci souřadnic podle času získáme transformační vztahy pro složky **rychlosti** libovolného bodu:

$$\begin{aligned} u'_x &= u_x - v \\ u'_y &= u_y \\ u'_z &= u_z \end{aligned} \quad , \tag{II.7}$$

kde $u_x = \dfrac{dx}{dt}$, $u_y = \dfrac{dy}{dt}$, ..., $u'_x = \dfrac{dx'}{dt}$, ... jsou složky rychlosti daného bodu v S a S'.

Na střední škole bychom se obešli i bez derivace: předpokládali bychom, že bod se pohybuje rovnoměrně přímočaře rychlostí, jejíž složky v S jsou u_x, u_y, u_z. Jeho souřadnice v S v čase t_1 bychom označili x_1, y_1, z_1 a v čase $t_2 = t_1+\Delta t$ x_2, y_2, z_2; dále bychom označili

$$\Delta x = x_2 - x_1 \ ; \ \Delta y = y_2 - y_1 \ ; \ \Delta z = z_2 - z_1$$

a podobně pro souřadnice v S'. Z (5) bychom dosazením hodnot odpovídajících t_1 a t_2 a odečtením dostali

$$\begin{aligned} \Delta x' &= \Delta x - v \cdot \Delta t \\ \Delta y' &= \Delta y \\ \Delta z' &= \Delta z \end{aligned}$$

a odtud dělením Δt již přímo (7), neboť $\dfrac{\Delta x}{\Delta t} = u_x$ atd. Pro vážnější zájemce bychom pak mohli naznačit limitování Δt k nule a zdůraznit, že vztahy (7) platí, i když pohyb daného bodu je obecný. Daný postup je zde samozřejmě triviální; připomínáme ho jen proto, že přesně stejně lze postupovat i v případě Lorentzovy transformace.

Derivací vztahů (7) pro transformaci rychlosti nebo opět „středoškolským“ postupem (zkuste si ho) dostáváme vztahy pro transformaci **zrychlení**:

$$a'_x = a_x \ , \quad a'_y = a_y \ , \quad a'_z = a_z \ , \tag{II.8}$$

kde a_x, a_y, a_z jsou složky zrychlení v S a a'_x , a'_y , a'_z složky zrychlení v S'. Zrychlení je tedy v klasické mechanice absolutní, nezávislé na volbě inerciální soustavy souřadnic. (Pozn.: Uvažujeme-li i pootočení soustavy souřadnic, složky zrychlení se samozřejmě změní, vektor zrychlení však zůstává týž $\vec{a}' = \vec{a}$.)

O **hmotnosti** hmotného bodu předpokládáme, že je stejná ve všech inerciálních soustavách souřadnic ($m' = m$). Je tedy invariant Galileiho transformace; můžeme též říci, že je **skalár**.

Uvažme nyní, jak se při Galileiho transformaci transformuje **síla**. Pravé síly působící přímo do dálky lze podle (2) vystihnout závislostí

$$\vec{F}_{AB} = \frac{f\left(\left|\vec{r}_A - \vec{r}_B\right|\right)}{\left|\vec{r}_A - \vec{r}_B\right|}\left(\vec{r}_A - \vec{r}_B\right) \tag{II.9}$$

kde $\vec{r}_A - \vec{r}_B = \left(x_A - x_B, y_A - y_B, z_A - z_B\right)$. (9) je vyjádření síly v S; v S' je

$$\vec{F}'_{AB} = \frac{f\left(\left|\vec{r}'_A - \vec{r}'_B\right|\right)}{\left|\vec{r}'_A - \vec{r}'_B\right|}\left(\vec{r}'_A - \vec{r}'_B\right) \ . \tag{II.10}$$

Vzdálenost obou bodů je ovšem invariant: $\left|\vec{r}_A - \vec{r}_B\right| = \left|\vec{r}'_A - \vec{r}'_B\right|$. Pro složky $\left(\vec{r}_A - \vec{r}_B\right)$ plyne z Galileiho transformace (5) (jde o složky v témže čase t)

$$x'_A - x'_B = x_A - x_B$$

a podobně pro y-ovou a z-ovou složku. Dosazením do (9) a (10) a porovnáním pak zjistíme, že

$$\vec{F}' = \vec{F} \ . \tag{II.11}$$

Čili

$$F'_x = F_x \ , \quad F'_y = F_y \ , \quad F'_z = F_z \ . \tag{II.12}$$

Uvažujeme-li pootočení soustav souřadnic, složky síly se ovšem změní, sám vektor síly zůstává týž, (11) tedy platí i v případě obecné Galileiho transformace.

Pozn.: Rovnost $\vec{F}' = \vec{F}$ platí i pro třecí síly, kterými na sebe tělesa mohou působit. Třecí síly jsou totiž funkcemi vzájemných rychlostí těles – a to i při smykovém tření, kdy nezáleží na velikosti rychlosti, ale na jejím směru, neboť ten určuje směr síly. Z transformace (7) však plyne, že vzájemné rychlosti těles se Galileiho transformací nemění ($u'_{XA} - u'_{XB} = u_{XA} - u_{XB}$ atd.).

Nyní již máme k dispozici dost prostředků, abychom zpětně odvodili klasický princip relativity, resp. dokázali, že Galileiho transformace je s ním konzistentní. Druhý Newtonův zákon zapsaný v soustavě S,

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

totiž můžeme přetransformovat do soustavy S' (tj. vyjádřit v něm všechny veličiny pomocí veličin z S'). Jelikož $m' = m$, $\vec{a}' = \vec{a}$ a $\vec{F}' = \vec{F}$, získáme pro transformaci

$$m'\vec{a}' = \vec{F}'$$

Vidíme, že 2. Newtonův zákon v S' má stejný tvar jako v S – v naprosté shodě s klasickým principem relativity. Totéž lze jednoduše ověřit i pro 3. Newtonův zákon. Pro 1. Newtonův zákon je vše jasné již z definice inerciálního systému: připomeňme snad jen, že (7) formálně potvrzuje výše uvedený přirozený předpoklad, že rovnoměrný přímočarý pohyb vzhledem k S je rovnoměrný přímočarý i vzhledem k S'.

Vidíme, že **klasický princip relativity** lze tedy vyslovit ještě v jedné formě:

> Zákony klasické mechaniky jsou invariantní vůči Galileiho transformaci.

Až dosud jsme se zabývali pouze transformací z S do S'. Veličiny z S lze ovšem naopak vyjádřit pomocí veličin z S'. Transformací inverzí k (5) je

$$\begin{aligned} x &= x' - v \cdot t \\ y &= y' \\ z &= z' \end{aligned} \tag{II.13}$$

nazýváme ji **inverzní Galileiho transformace**.

Ze (13) plyne

$$\begin{aligned} u_x &= u'_x + v \\ u_y &= u'_y \\ u_z &= u'_z \end{aligned} \tag{II.14}$$

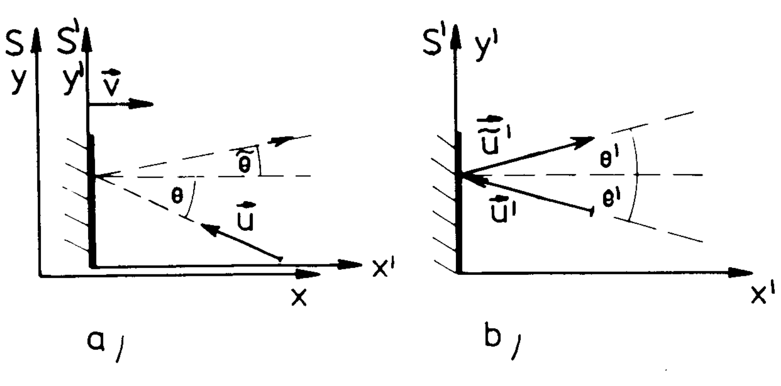
O vztazích pro transformaci rychlosti v tomto tvaru se říká, že popisují **skládání rychlosti**. (Je vidět, že v klasické mechanice se rychlosti algebraicky sčítají.) Vztahy pro zrychlení a sílu jsou totožné s (8) a (12).

Vidíme, že inverzní Galileiho transformace (13) (z S' do S) se od transformace (5) z S do S' liší jen znaménkem u rychlosti v. To je ale přirozené, neboť jestliže se S' pohybuje vzhledem k S rychlostí $(+v, 0, 0)$, pohybuje se S vzhledem k S' rychlostí $(-v, 0, 0)$. Inerciální systémy S a S' jsou plně rovnoprávné; Galileiho transformaci jsme klidně mohli začít odvozovat z S' – jediným rozdílem by byl výskyt $-v$ na místě v.

Na závěr snad už jen příklad ukazující, že jakkoli je Galileiho transformace jednoduchá, je to užitečný nástroj pro řešení problémů.

Uvažujme míček, odrážející se od stěny, která se pohybuje rychlostí v ve směru své normály. Známe-li směr míčku a jeho rychlost u před odrazem, a víme-li, že odraz je ideálně pružný, máme určit tytéž veličiny po odrazu. (Čtenář se nyní může pokusit vyřešit problém sám, třeba i bez použití Galileiho transformace.)

Řešení: Soustava S nechť je laboratorní, S' je spojena se stěnou, jejíž pohyb považujeme za rovnoměrný přímočarý ve směru normály. Soustavy souřadnic orientujme tak, že osy x a x' mají směr normály ke stěně. Úhel, který svírá rychlost míčku před odrazem s normálou ke stěně, označíme Θ; úhel po odrazu $\widetilde{\Theta}$. Složky rychlosti míčku v S jsou (viz obr. II.6a)



Obr. II.6. Odraz na pohybující se stěně.
a) Pohled z laboratorní soustavy.
b) Situace z hlediska soustavy spojené se stěnou.

$$\begin{aligned} u_x &= -u\cos\Theta \\ u_y &= u\sin\Theta \quad . \\ u_z &= 0 \end{aligned} \tag{II.15}$$

Transformace rychlostí (7) poskytne složky rychlosti míčku $\vec{u}'$:

$$\begin{aligned} u'_x &= -\left(u\cdot\cos\Theta + v\right) \\ u'_y &= u\cdot\sin\Theta \\ u'_z &= 0 \end{aligned} \tag{II.16}$$

V soustavě *S'* je ovšem problém velmi jednoduchý, jde o prostý odraz míčku od stěny. Platí tedy (viz obr. II.6b)

$$\begin{aligned} \tilde{u}'_x &= -u'_x \\ \tilde{u}'_y &= u'_y \quad , \\ \tilde{u}'_z &= u'_z \end{aligned} \tag{II.17}$$

kde vlnovkou značíme, že jde o veličiny po odrazu. Složky rychlosti po odrazu v laboratorním systému získáme pomocí inverzní transformace rychlostí (14):

$$\begin{aligned} \tilde{u}_x &= \tilde{u}'_x + v \\ \tilde{u}_y &= \tilde{u}'_y \\ \tilde{u}_z &= \tilde{u}'_z \end{aligned} \tag{II.18}$$

Spojením (15) – (18) získáme výsledné složky:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_x &= u\cdot\cos\Theta + 2v \\ \tilde{u}_y &= u\cdot\sin\Theta \quad , \\ \tilde{u}_z &= 0 \end{aligned} \tag{II.19}$$

z nichž můžeme již lehce určit směr i velikost rychlosti míčku po odrazu.

Na uvedeném příkladu jsme viděli jedno z typických využití transformací: problém stačí vyřešit v té inerciální soustavě, v níž je situace nejjednodušší. Zadání lze do této soustavy přetransformovat; výsledek naopak přetransformovat do té soustavy, v níž je požadován.

II.4. Éterová teorie a pokusy ověřující její důsledky

Jak jsme již ukázali, z hlediska klasické mechaniky je pojem absolutního prostoru zcela zbytečný.
Nemohly by ho však potřebovat jiné partie fyziky? Například teorie elektromagnetického pole nebo optika? Třeba by optické pokusy nemusely dopadat ve všech inerciálních soustavách stejně a mohly by některou z nich preferovat?

Podobné otázky jsou zcela oprávněné a odpovědět na ně samozřejmě musí experiment. Nebo lépe – patřičně rozvinutá teorie podložená dostatečným experimentálním materiálem.

Právě v oblasti optiky se v minulém století zdálo, že teorie (spolu s některými experimenty) velmi silně podporuje představu o existenci jisté základní inerciální vztažné soustavy. Všeobecně přijímanou teorií světla totiž byla teorie vlnová. Světlo tedy mělo být vlněním –

ovšem vlněním čeho? Fyzika již dříve dobře znala šíření vln v elastických prostředích. Nepočítáme-li vlny na povrchu kapalin, žádné jiné druhy vlnění známy a prostudovány nebyly. Bylo tedy vcelku přirozené předpokládat, že vlnění musí být vždy vlnění mechanického prostředí, že vždy musí v prostoru existovat nějaká látka, jejíž částice kmitají a tak umožňují šíření vln.

Protože světlo se šíří i ve vakuu, bylo nutno v duchu uvedených představ předpokládat, že nositelem světelných vln je všepronikající látka, přítomná i ve vakuu a jinak nezjistitelná. Tato látka byla nazývána **éter**. Pojem éteru pochází už ze starověkých představ; postupně se vyvíjel, byly mu přisuzovány nové vlastnosti. Některé z nich měly být dosti zvláštní právě proto, aby bylo možno vysvětlit známé vlastnosti světla. Například éter musel být v podstatě pevnou látkou: v kapalinách a plynech se šíří jen podélné vlny, zatímco světlo, jak dokazovaly experimenty s polarizací, je vlněním příčným. Aby se vysvětlila vysoká rychlost světla, bylo třeba éteru přisoudit značnou tuhost. Přitom ale nesměl klást pozorovatelný odpor pohybu makroskopických těles. (Planety při svém pohybu nejsou brzděny třením o éter.)

Uvedené požadavky se mohou zdát neslučitelné; ale není tomu tak. Frekvence optických kmitů jsou řádu 10^{15} Hz, tedy periody řádu 10^{-15} s. Naproti tomu charakteristické doby při pohybu makroskopických těles jsou, dejme tomu, řádu sekund či delší. Lze si dobře představit látku, která při pomalých pohybech teče, třeba i s velmi malou viskozitou, zatímco při rychlých se chová jako pevná látka. (Modelem, i když ne příliš dobrým, může být i obyčejná žvýkačka.) Samotný pojem éteru tedy nijak nesmyslný nebyl, a i když neexistovala jeho jednotná teorie – spíše několik teorií, které si vzájemně konkurovaly – fyzikové byli o jeho existenci pevně přesvědčeni. Patrně stejně, jako my dnes třeba o existenci kvarků.

O éteru se nepředpokládalo, že by se jeho části, alespoň ve vakuu, navzájem makroskopicky pohybovaly. Pak tedy éter přirozeně definuje vztažnou soustavu – z hlediska optiky zřejmě privilegovanou. Za absolutní klidovou inerciální soustavu lze pak vzít právě tuto **soustavu éteru**. (Pozn.: Neuvažujeme zde možnost, že by soustava spojená s éterem byla neinerciální – ovšem kdyby byl pohyb éteru zrychlený, museli bychom navíc hledat sílu, která by byla příčinou tohoto zrychlení; rotace soustavy éteru vůči inerciálním by zase vydělovala v prostoru význačný směr, osu rotace; při optických pokusech se však žádný význačný směr v samotném prostoru neobjevuje. Je tedy nejvhodnější pokládat soustavu spojenou s éterem za inerciální.)

Má-li být soustava éteru v optice privilegována, musí ji být možno některými optickými pokusy najít. Jinak řečeno: optickými pokusy musí být možno určit pohyb laboratoře vůči éteru. Hledejme nyní takové pokusy; navíc se přitom seznámíme s ověřováním důsledků éterové teorie.

Na první pohled je vše jednoduché. Světlo je podle éterové teorie analogií vlnění v pružných prostředích. V homogenním izotropním pružném prostředí se elastické vlny šíří všemi směry stejnou rychlostí, která je dána vlastnostmi daného prostředí. Rychlost, o níž mluvíme, je ovšem rychlost vlnění vůči danému prostředí. Pohybujeme-li se vzhledem k prostředí, skládá se rychlost vln s naší rychlostí (podle vztahů (7) pro transformaci rychlostí) a rychlost vln vůči nám je v různých směrech různá.

Stejně by tomu mělo být se světlem. Vůči éteru se ve vakuu šíří všemi směry stejnou rychlostí c. V soustavách, které se vůči éteru pohybují, lze pak rychlost, kterou se světlo šíří v různých směrech, určit pomocí transformace rychlostí (7) při Galileiho transformaci. Při populárním výkladu můžeme použít i analogii s vlnami na povrchu vody vyvolanými třeba kamenem vhozeným doprostřed rybníka. Rychlost vln vůči vodě (éteru) je ve všech směrech stejná: vůči veslaři, jedoucímu na loďce, ovšem stejná není.

Označme *S* soustavu souřadnic spojenou s éterem a *S'* inerciální soustavu souřadnic, která se vůči ní pohybuje rychlostí υ ; orientace os nechť odpovídá speciální Galileiho transformaci. Velikost rychlosti, jakou se v *S* šíří světelný signál, pohybující se v kladném směru osy *x* označme c_+ ; velikost odpovídající rychlosti v *S'* označme c'_+ . Velikosti rychlostí signálu pohybujícího se v záporném směru osy *x* označíme c_- resp. c'_- . V soustavě éteru je samozřejmě $c_+ = c_- = c$. Z transformace rychlostí při Galileiho transformaci (7) pak plyne

$$\begin{aligned} c'_+ &= c - \upsilon \\ c'_- &= c + \upsilon \end{aligned} \qquad \text{(II.20)}$$

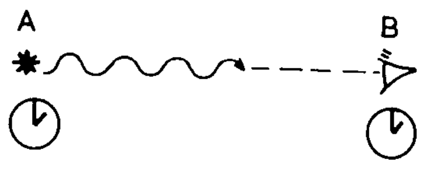
Jak lze jednoduše odvodit, rychlosti světelného signálu v ostatních směrech v *S'* jsou v rozmezí (c'_+ , c'_-).

Zdálo by se tedy, že určení rychlosti υ soustavy *S'* vůči éteru není problém. Stačí měřit rychlost světelného signálu v různých směrech, určit ve kterém směru je rychlost signálu největší (hodnota této rychlosti bude c'_-), pak rychlost v protilehlém směru (ta je rovna c'_+) a z hodnot c'_+ a c'_- pak jednoduše vypočíst υ (a *c*). To ovšem předpokládá **určit rychlost světla v jednom směru** (tj. nikoli tam a zpátky). A to poměrně přesně.

Jak velké efekty se dají očekávat? Rychlost pohybu Země na oběžné dráze kolem Slunce je asi 30 km/s. Minimálně zhruba tuto rychlost lze očekávat jako rychlost pohybu pozemské laboratoře vůči éteru. Pokud by bylo Slunce přibližně v klidu vůči éteru, bude stále $\upsilon = 3 \cdot 10^4\ m/s$; jinak by mohla třeba na jaře Země vůči éteru i stát, ovšem na podzim by pak jejich vzájemná rychlost byla až $6 \cdot 10^4\ m/s$. V každém případě je typicky

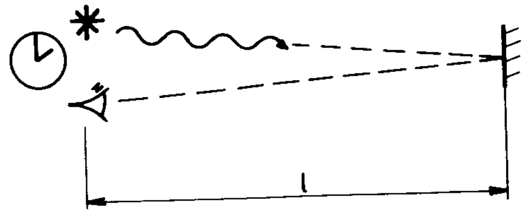
$$\frac{\upsilon}{c} \approx 10^{-4} \quad . \qquad \text{(II.21)}$$

Přímé měření rychlosti světla v jednom směru (viz obr. II.7) na vzdálenosti např. *l* = 300 m tedy předpokládá měřit dobu šíření $\frac{l}{c} \doteq 10^{-6}\text{s}$ s přesností $\frac{l}{c} \cdot \frac{\upsilon}{c} \approx 10^{-10}\,\text{s}$, aby byl pohyb vůči éteru zjistitelný. Obvyklé metody měření rychlosti světla však měří jeho rychlost po uzavřené dráze. Při měření v jednom směru je totiž ještě navíc potíž v tom, že musíme přesně synchronizovat hodiny v místě zdroje a příjem signálů. Otázkou jak synchronizaci provést se budeme zabývat v příští kapitole. Zde jen poznamenejme, že vžitý způsob synchronizace – pomocí časového znamení šířeného elektromagnetickým signálem – zde naráží na problém: vždyť právě rychlost tohoto signálu chceme měřit!



Obr. II.7. K určení rychlosti světla v jednom směru.

S moderními „atomovými“ hodinami by takovýto experiment byl již v principu realizovatelný, koncem minulého či začátkem tohoto století však rozhodně nikoli. I dnes jsou ostatně mnohem přesnější metody měřící průměrnou rychlost světelného signálu probíhajícího danou dráhu tam a zpátky (tedy metody měřící rychlost světla po uzavřené dráze). Na konci dráhy je v tomto případě zrcadlo a vystačíme s jedněmi hodinami (resp. časovým standardem) v místě zdroje – viz obr. II.8. K tomuto druhu náleží i klasická měření Fizeauova (1849) a Foucaultova (1862). Dnes lze rychlost světla takto změřit s přesností řádu 10^{-7}. Stačilo by to k určení pohybu Země vůči éteru?



Obr. II.8. Měření rychlosti světla po uzavřené dráze.

Předpokládejme dráhu signálu rovnoběžnou se směrem rychlosti Země vůči éteru. Pak doba, za níž signál překoná tam a zpět dráhu l je rovna

$$t = \frac{l}{c'_+} + \frac{l}{c'_-} = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c\left(1 - \dfrac{v^2}{c^2}\right)}$$

Naměřená rychlost světla tedy bude mít hodnotu

$$c_{\text{naměř.}} = c\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \tag{II.22}$$

Změna rychlosti je dána faktorem $\left(\dfrac{v}{c}\right)^2$ – říkáme, že jde o **efekt 2. řádu**. Při jiných orientacích přístroje se bude naměřená rychlost lišit od (22), odchylky budou ovšem opět řádu $\left(\dfrac{v}{c}\right)^2$.

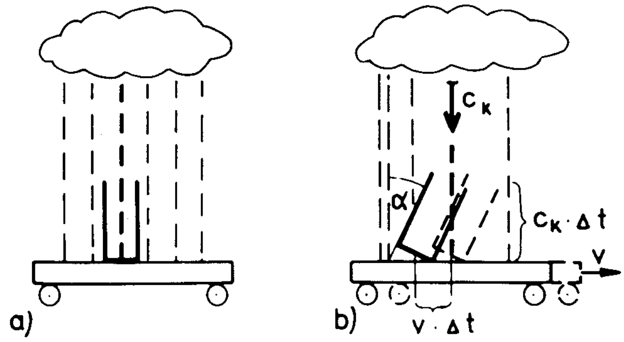
Pro pozemskou laboratoř je ovšem (viz (21))

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx 10^{-8} \tag{II.23}$$

takže určení pohybu Země vůči éteru touto metodou bylo mimo experimentální možnosti.

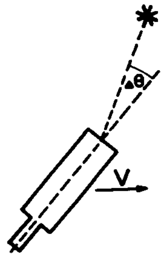
Nadějnější pro detekci jsou **efekty 1. řádu**, v nichž se pohyb Země vůči éteru projevuje odchylkami řádu $\dfrac{v}{c}$. Takovýmto jevem je **aberace světla**. Připomeňme opět mechanickou analogii, s jejíž pomocí se tento efekt vykládá (viz obr. II.9). Na vozíku stojí otevřená válcová nádoba. Kapky deště padají svisle dolů rychlostí c_k. Jede-li vozík dopředu rychlostí v, musíme nádobu naklonit horním koncem ve směru pohybu, chceme-li, aby kapky nedopadaly na stěny, ale na dno. (Dno právě stačí dojet tam, kam kapka dopadne.) Z obrázku je zřejmé, že pro sklon nádoby α platí

$$tg\ \alpha = \frac{v}{c_k}$$



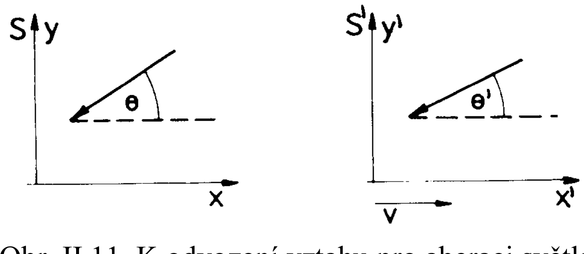
Obr. II.9. Mechanická analogie aberace světla.

Podobně je tomu i se světlem. Objektiv dalekohledu je nutno sklonit ve směru pohybu Země vůči éteru vzhledem ke směru, v němž se pozorovaná hvězda skutečně nachází (viz obr.II.10). Vzhledem k pohybu Země kolem Slunce se rychlost pohybu Země vůči éteru v průběhu roku mění (minimálně co do směru), mění se tedy i sklon dalekohledu. To se projevuje tak, že se pozorované polohy hvězd na nebeské sféře posouvají – opisují elipsy, které v rovině ekliptiky degenerují v úsečky a u obou pólů přecházejí v kružnice. (Rozmyslete si proč.) Na tento jev, **aberaci stálic**, upozorňuje poprvé astronom Bradley v r. 1727. Hlavní poloosy elips, po nichž se hvězdy zdánlivě pohybují, jsou stejné a činí asi 20,5’’ (aberační konstanta).



Obr. II.10. Aberace světla stálic.

Obecné odvození vztahu pro aberaci světla v éterové teorii lze jednoduše provést pomocí transformace rychlostí (7) při Galileiho transformaci. Uvažujme opět, že *S* je systém éteru, *S’* nechť je inerciální systém spjatý s dalekohledem. (Viz obr. II.11.) Úhel, který světelný paprsek svírá s osami *x* a *x’* v systémech *S* a *S’* označme ϑ a ϑ'.



Obr. II.11. K odvození vztahu pro aberaci světla.

V systému *S* jsou složky rychlosti světelného signálu

$$\begin{aligned} u_x &= -c\cdot\cos\vartheta \\ u_y &= -c\cdot\sin\vartheta \end{aligned} \tag{II.24}$$

V systému *S’* tomu odpovídají složky rychlosti

$$u'_x = -c \cdot \cos\vartheta - \upsilon$$
$$u'_y = -c \cdot \sin\vartheta$$

Pro úhel ϑ' je

$$\operatorname{cotg}\vartheta' = \frac{u'_x}{u'_y} = \frac{c\cdot\cos\vartheta + \upsilon}{c\cdot\sin\vartheta} = \operatorname{cotg}\vartheta + \frac{\upsilon}{c\cdot\sin\vartheta} \tag{II.25}$$

Protože poměr rychlosti $\frac{\upsilon}{c}$ je malý (viz (21)), nebude se ϑ' příliš lišit od ϑ, a tedy ani $\operatorname{cotg}\vartheta'$ od $\operatorname{cotg}\vartheta$. S přesností do 1. řádu v β pak lze psát

$$\operatorname{cotg}\vartheta' \doteq \operatorname{cotg}\vartheta + \frac{d\operatorname{cotg}\vartheta}{d\vartheta}\cdot\left(\vartheta' - \vartheta\right) = \operatorname{cotg}\vartheta - \frac{1}{\sin^2\vartheta}\cdot\left(\vartheta' - \vartheta\right) \tag{II.26}$$

Z (25) a (26) pak s přesností do prvního řádu ve $\frac{\upsilon}{c}$ dostaneme

$$\Delta\vartheta = \vartheta' - \vartheta \doteq -\frac{\upsilon}{c}\sin\vartheta \tag{II.27}$$

Maximální odchylka (pro $\vartheta = \frac{\pi}{2}$) je na Zemi (viz (21)) $\left(\Delta\vartheta\right)_{\max} \doteq 10^{-4}$ radiánu, což je právě asi zmíněných 20,5 úhlové vteřiny.

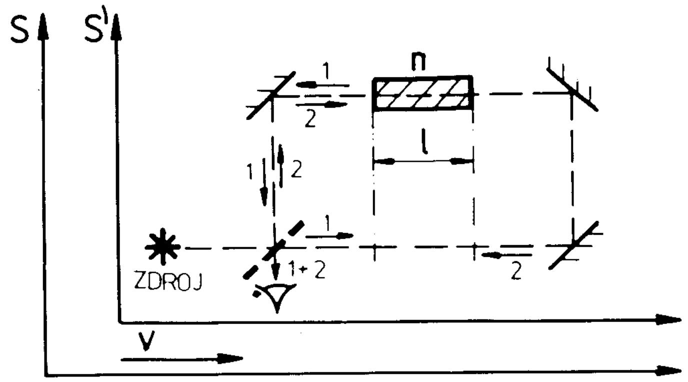
Pozorování tedy souhlasí s teorií. Neplyne z něj však nutně, že by Slunce vůči éteru stálo. Pohyb slunce vůči éteru by totiž vytvářel určitou konstantní odchylku, k níž by se odchylky dané pohybem Země pouze přičítaly – a pouze tyto odchylky by byly pozorováním zjistitelné. Uvažujeme-li pro jednoduchost rychlosti Slunce a Země pouze ve stejném nebo opačném směru a je-li V rychlost Slunce vůči éteru a υ rychlost Země vůči Slunci, je

$$\Delta\vartheta = -\frac{\left(V+\upsilon\right)}{c}\sin\vartheta = \underbrace{-\frac{V}{c}\cdot\sin\vartheta}_{\substack{\text{konstantní odchylka,}\\ \text{v průběhu roku se}\\ \text{nemění}}} - \underbrace{\frac{\upsilon}{c}\cdot\sin\vartheta}_{\substack{\text{odchylka měnící se}\\ \text{v průběhu roku}\\ \text{(stejná jako (29))}}}$$

Vliv by se projevil až ve členu vyššího řádu (řádu $\left(\frac{\upsilon}{c}\right)^2$ resp. ($\frac{V\upsilon}{c^2}$)). (Pozn.: Zjistili bychom to rozvojem (25) do 2. řádu ve υ/c .) Ze členu 1. řádu se pohyb Země vůči éteru určit nedá. Vliv členu 2. řádu je ovšem pod mezí pozorovacích chyb (které u aberace stálic činí asi 0,2’’).

Až dosud jsme uvažovali jen šíření světla ve vakuu. Jedním z pokusů, které ukazují, jak se šíří světlo v látce pohybující se vzhledem k éteru (a tedy jaký vliv má v dané koncepci pohyb látky na éter), je **Hoekův pokus** (provedený 1868).

V Hoekově pokusu se světelný paprsek rozdělí na polopropustném zrcátku na dva paprsky, které se však pohybují ve vzájemně opačném smyslu po pravoúhlé dráze vymezené třemi zrcadly (viz obr. II.12). Na polopropustném zrcátku se paprsky opět spojují a dopadají na stínítko či do detektoru, kde je možno zjistit jejich interferenci. V jednom rameni přístroje procházejí paprsky v úseku o délce l látkovým prostředím o indexu lomu n; ve zbytku přístroje předpokládáme vakuum. Celý přístroj nechť se pohybuje rychlostí υ vůči éteru. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že rameno přístroje s látkovým prostředím je rovnoběžné se směrem této rychlosti.



Obr. II.12. Hoekův pokus.

Veličiny příslušné signálu obíhajícím na obr. II.12 v kladném smyslu budeme označovat indexem 1, veličiny příslušné druhému signálu indexem 2. Budeme se zajímat o časy oběhu obou signálů. (Právě rozdíl těchto časů rozhodne o tom, jak budou paprsky interferovat.)

Stačí se ovšem zřejmě omezit na část délky l v horním a dolním rameni – jinde nemůže nastat v šíření signálů žádný rozdíl. (Uvědomte si proč.)

V látkovém prostředí o indexu lomu n se světlo pohybuje rychlostí $\frac{c}{n}$. V duchu éterové teorie je to ovšem rychlost vůči éteru uvnitř daného prostředí.

Pokud bychom předpokládali, že **prostředí éter vůbec nestrhává**, byly by časy uražení dvou úseků pro 1. a 2. paprsek

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{\frac{c}{n}+v}\,, \qquad t_2 = \frac{l}{c+v} + \frac{l}{\frac{c}{n}-v}$$

(Uvědomte si, jak to podrobně vyložit s pomocí transformace rychlostí z S do S'.)

Odečtením t_1 a t_2 získáme

$$t_2 - t_1 = -\frac{2lv}{c^2-v^2} + \frac{2lv}{\frac{c^2}{n^2}-v^2} = \frac{2lv}{c^2}\left[\frac{-1}{1-\frac{v^2}{c^2}} + \frac{n^2}{1-n^2\frac{v^2}{c^2}}\right] \doteq \frac{2lv}{c^2}\left(n^2-1\right) \neq 0 \qquad \text{(II.28)}$$

(Zanedbali jsme přitom člen vyššího řadu ve $\frac{v}{c}$.)

Samotný časový rozdíl se ovšem měřit prakticky nedá. Paprsky spolu vždy nějak interferují a nevíme, zda je to dáno pohybem přístroje vůči éteru či nepřesností při jeho výrobě. Odstraníme-li však látkové prostředí z dráhy paprsků, bude samozřejmě $t_2 - t_1 = 0$ (a pokud bychom ho přemístili do spodního ramena, změní časový rozdíl (28) znaménko). Interference obou paprsků by se tím tedy měla změnit, což v praxi znamená, že interferenční proužky na stínítku by se měly posunout. Experimentálně by měl být tento efekt snadno zjistitelný, neboť pro $\frac{v}{c} \approx 10^{-4}$ a $n^2 - 1 \approx 1$ stačí již $l \approx 10^{-2}\ m$, aby $t_2 - t_1 \approx 10^{-15}\ s$, tj. řádu periody kmitů viditelného světla.

Experiment ovšem ukázal, že proužky se vůbec neposunuly!

Předpokladem, který lze nejsnáze opustit, je ten, že éter není pohybem prostředí vůbec strháván. **Úplné strhávání éteru** by rovněž situaci nevyřešilo; časový rozdíl by pak byl

$$t_2 - t_1 \doteq -\frac{2lv}{c^2}$$

jak lze jednoduše odvodit, uvědomíme-li si, že v prostředí samotném by pak žádný časový rozdíl paprsků nevznikal. (Vznikal by v odpovídajícím úseku ve spodním rameni.)

Zbývá předpokládat, že **pohybující se prostředí strhává éter částečně**, tj. že rychlost éteru uvnitř prostředí, které se pohybuje rychlostí v, je

$$v_{\text{éteru}} = \alpha \cdot v\,,\ \text{kde } 0 < \alpha < 1\ . \tag{II.29}$$

Rychlosti zde zmiňované jsou rychlosti vzhledem k soustavě éteru (z éteru jsou pouze „vytrženy“ části uvnitř látkových prostředí, éter ve vakuu stále určuje absolutní klidný systém). Rychlost prostředí vůči éteru, který se uvnitř něj nachází, je zřejmě

$$v_{\substack{\text{vzhledem k}\\ \text{éteru uvnitř}}} = v - \alpha v = (1-\alpha)v$$

Rychlost 1. signálu vůči přístroji je tedy v dané látce $\frac{c}{n} + (1-\alpha)\,v$, rychlost 2. signálu $\frac{c}{n} - (1-\alpha)v$. (Pochopení zde může napomoci názorná představa, že světlo je unášeno éterem podobně jako plavec v řece proudem.)

Pro 1. a 2. paprsek je pak

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{\frac{c}{n} + (1-\alpha)v} \quad , \quad t_2 = \frac{l}{c+v} + \frac{l}{\frac{c}{n} - (1-\alpha)v}$$

a pro jejich rozdíl po úpravě stejné jako ve vztahu (28)

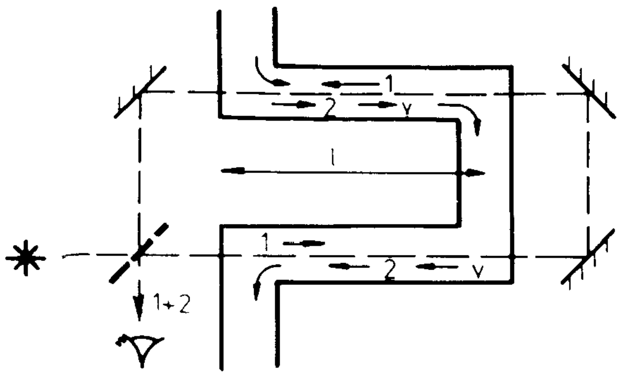
$$t_2 - t_1 \doteq -\frac{2lv}{c^2}\left[1 - (1-\alpha)n^2\right] \tag{II.30}$$

Má-li se $t_2 - t_1$ rovnat nule, aby se vysvětlil výsledek experimentu, musí být rovna nule hranatá závorka v (30) a odtud úpravou dostáváme hodnotu

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}\ , \tag{II.31}$$

nazývanou **Fresnelův strhovací koeficient**. Částečným strháváním éteru je tedy výsledek experimentu vysvětlen. (Členy vyššího řádu, které jsme v (30) zanedbali, dají efekty pod mezí pozorovacích chyb.)

Výše odvozenou hodnotu Fresnelova strhovacího koeficientu potvrzuje i již dříve známý **Fizeaův pokus** (poprvé 1851), v němž se porovnávají doby šíření paprsků po a proti směru toku proudící kapaliny. (Viz obr. II.13.)



Obr. II.13. Fizeaův pokus.

Předpokládáme-li pro jednoduchost, že přístroj vůči éteru stojí, dostaneme pro doby, které světlo potřebuje k překonání obou ramen přístroje,

$$t_1 = \frac{2l}{\frac{c}{n} - \alpha v} \quad , \quad t_2 = \frac{2l}{\frac{c}{n} + \alpha v}$$

Jejich rozdíl je (po úpravě)

$$t_1 - t_2 \doteq \frac{4lv}{c^2} n^2 \alpha = \frac{4lv}{c^2}\left(n^2 - 1\right) \neq 0 \qquad \text{(II.32)}$$

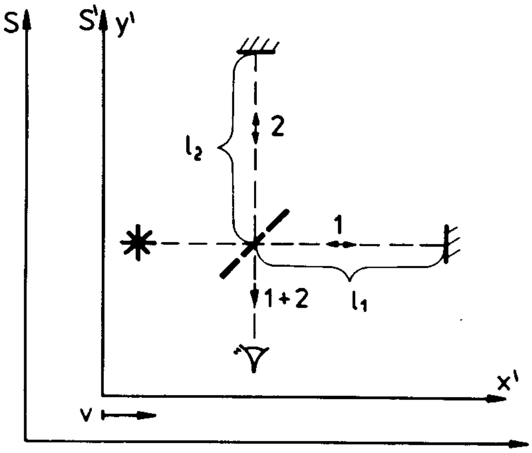
Experiment také skutečně dává nenulový výsledek: při změnách rychlosti pohybu kapaliny v trubici se interferenční proužky posunují v souladu s hodnotou (32).

(Ověřte, že citlivost experimentu je dosti vysoká, aby posun proužků nastal při realistických hodnotách v.)

Stejný výsledek vyjde i za předpokladu, že se přístroj vůči éteru pohybuje.

Efekty 1. řádu jsou tedy měřitelné, nelze z nich však určit rychlost pohybu Země vůči éteru. Lze dokonce dokázat, že toto platí obecně pro všechny efekty 1. řádu. Odpověď tedy mohou dát jen efekty 2. řádu (nebo samozřejmě vyššího); problém je „pouze“ navrhnout a uskutečnit dostatečně citlivý experiment.

Takovým dostatečně citlivým experimentem byl známý **Michelsonův pokus** (provedený poprvé r. 1881 a ve zdokonalené formě s Morleyem r. 1887). V Michelsonově pokusu se porovnávají doby, které světlo potřebuje k uražení dané dráhy ve dvou kolmých směrech. Rozdíl těchto dob se zjišťuje interferometricky, což zajišťuje dostatečnou citlivost měření. Nákres experimentálního uspořádání (tzv. Michelsonova interferometru) je na obr. II.14; stejně jako u předchozích pokusů je pouze schematický.



Obr. II.14. Michelsonův pokus.

Ve skutečnosti se využívalo vícenásobných odrazů, takže světlo probíhalo každým ramenem několikrát, čímž se dosáhl výsledek ekvivalentní prodloužení ramene, v dráze paprsku byla korekční destička pro vyrovnání tloušťky polopropustného zrcátka PZ atd. Pro teoretické úvahy se však lze omezit na teoretickou konstrukci zde načrtnutou.

Předpokládejme pro jednoduchost, že 1. rameno přístroje je rovnoběžné s rychlostí přístroje vůči éteru (tak jako je znázorněna na obr. II.14); vektor této rychlosti značíme $\vec{v}$. Čas, který světlo potřebuje, aby proběhlo vzdálenost od polopropustného zrcátka PZ k zrcadlu Z_1 a zpět, je zřejmě

$$t_1 = \frac{l_1}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2lc}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \qquad \text{(II.33)}$$

(V systému S' spojeném s interferometrem je rychlost světla od PZ k Z_1 rovna $c - v$ a v opačném směru $c + v$ jak přímo plyne z Galileiho transformace pro rychlosti.)

Rychlost světla v S' ve směru 2. ramena (tj. ve směru y') lze jednoduše určit z Galileiho transformace rychlostí:

$$u'_x = u_x - v \quad , \quad u'_y = u_y$$

Hledanou veličinou je u'_y; přitom víme, že $u'_x = 0$ (neboť jde o pohyb ve směru y') a

$$u_x^{\ 2} + u_y^{\ 2} = c^2$$

(v soustavě éteru se světlo pohybuje ve všech směrech rychlostí c). Kombinací uvedených vztahů získáme

$$v^2 + \left(u'_y\right)^2 = c^2$$

a odtud

$$u'_y = \pm\sqrt{c^2 - v^2} \ . \qquad \text{(II.34)}$$

Čas, který světlo potřebuje, aby proběhlo dráhu od PZ k Z2 a zpět, je tedy

$$t_2 = \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - \upsilon^2}} = \frac{2l_2}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad . \tag{II.35}$$

Rozdíl obou časů je

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{c\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left[\frac{l_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} - l_2 \right] \tag{II.36}$$

Připomeňme, že časy t_1 a t_2 (tedy vztahy (33) a (35)) se často v populárnějších či středoškolských výkladech odvozují na základě analogie s plavci plujícími na řece: první plavec plave z daného místa po proudu k určité bójce a zpět, druhý plavec z téhož místa kolmo na směr proudu (ovšem tak, aby ho proud neunášel) k druhé bójce a zpět. Voda zde zastupuje éter (plynoucí vůči Zemi), plavci světelné signály (resp. čela dané vlny). Čtenáři by si proto měli rozmyslet pohyb obou plavců jak vzhledem ke břehu, tak vzhledem k vodě. (Dráha druhého plavce vzhledem k vodě tvoří dvě strany trojúhelníka, z něhož lze odvodit rychlost (36); viz výše diskusi světelných hodin v kapitole I.)

Vraťme se k důsledkům vztahu (38). Časový rozdíl se projeví jistou interferencí obou paprsků. Pozorovatel bude na stínítku pozorovat určitý obrazec interference proužků. Postavit přístroj tak přesně, aby bylo možné říci, že pozorovaný obrazec proužků odpovídá jisté hodnotě rychlosti υ, ovšem nelze. Ovšem, otočí-li se celý přístroj o 90° (kolem osy kolmé k oběma ramenům), vymění si obě ramena úlohy: 1. rameno bude nyní kolmé a 2. rovnoběžné se směrem rychlosti přístroje vůči éteru. Časový rozdíl bude tedy (srovnej (36))

$$t_1 - t_2 \Big|_{\text{po otočení}} = \frac{2}{c\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left[l_1 - \frac{l_2}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \right] \tag{II.37}$$

tedy bude se lišit od (36). Prakticky to znamená, že při otáčení přístroje se interferenční proužky musí posunout.

V Michelsonově uspořádání bylo $l_1 = l_2$ (tuto délku označíme prostě jako l). Pak z (36) plyne

$$t_1 - t_2 = \frac{2l}{c\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} - 1 \right] \doteq \frac{2l}{c\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left[\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\upsilon^2}{c^2} \right) - 1 \right] \doteq \frac{l}{c}\left(\frac{\upsilon}{c} \right)^2 \tag{II.38}$$

kde jsme využili vztahů $\sqrt{1+\varepsilon} \doteq 1 + \frac{\varepsilon}{2}$ a $\frac{1}{1-\varepsilon} \doteq 1 + \varepsilon$ platných pro $|\varepsilon| << 1$. Po otočení interferometru o 90° změní časový rozdíl $t_1 - t_2$ znaménko.

Jaká je citlivost tohoto experimentu? Ze (38) plyne, že pro $\left(\frac{v}{c}\right)^2 \doteq 10^{-8}$ a $l = 30\,m$ (lze dosáhnout pomocí vícenásobných odrazů) je $t_1 - t_2 \doteq 10^{-15}\,s$, tedy řádu periody kmitu viditelného světla. Lze jej tedy interferometricky snadno zjistit. Jak jsme již zdůraznili výše, v praxi to znamená: při otáčení přístroje se interferenční proužky musí posunout.

Experiment však ukázal, že proužky se neposunuly!

Původní Michelsonův pokus by odhalil rychlost Země vůči éteru rovnou asi 10 km/s, v pokusech s Morleyem rychlost řádu 300 m/s, tj. setina rychlosti pohybu Země kolem Slunce. Dnešní varianty Michelsonova pokusu, využívající laserů, by odhalily rychlost řádu 30 m/s. Výsledek všech těchto pokusů byl ale negativní: žádný pohyb Země vůči éteru zjištěn nebyl.

II.5. Snahy o vysvětlení Michelsonova experimentu

Jak vysvětlit zjevný nesoulad předpovědi éterové teorie s experimentem?

Zdánlivě samozřejmá je možnost, že Země s sebou unáší část éteru ve své blízkosti. Pak by rychlost éteru vůči přístroji na Zemi byla nulová a výsledek Michelsonova pokusu by byl zcela přirozený. Ovšem zmíněné unášení éteru Zemí je v rozporu s hodnotou Fresnelova strhovacího koeficientu (33), neboť podle něj by vzduch v blízkosti Země měl strhávat éter jen zcela nepatrně. (*n* vzduchu je blízké 1). Rovněž vysvětlení aberace stálic je založeno na předpokladu, že dalekohled (na Zemi) se vůči éteru pohybuje. Tímto způsobem se tedy potíží nezbavíme.

Lorentz (a nezávisle na něm Fitzgerald) navrhli vysvětlení, jehož východisko vypadá na první pohled vyumělkovaně a nepřirozeně:

předpokládali, že všechny předměty pohybující se vůči éteru se ve směru rovnoběžném s rychlostí pohybu zkracují v poměru $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$ (kde υ je rychlost vůči éteru).

Jistý podklad pro právě takovéto zkrácení poskytovala ovšem elektrodynamika. Maxwellovy rovnice platily totiž podle představ éterové teorie právě jen v soustavě éteru; v jiných inerciálních soustavách měly jiný tvar. (**Maxwellovy rovnice nejsou invariantní vůči Galileiho transformaci**.) Jiné měly být v těchto soustavách tedy i důsledky Maxwellových rovnic – jiné by bylo třeba i pole stojícího bodového náboje. Jak odvodil Lorentz, ekvipotenciální plochy pole bodového náboje jsou v dané teorii obecně rotační elipsoidy, jejichž osa ve směru dané rychlosti dané soustavy vůči éteru je oproti zbylým osám kratší právě v poměru $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$ (jde tedy vlastně o kulovou plochu „zmáčknutou" ve směru rychlosti o daný faktor). A protože síly, které způsobují vnitřní soudržnost látek, jsou elektromagnetické povahy (tehdy to byl spíše předpoklad, dnes to víme s jistotou), je přirozené předpokládat, že se ve stejném poměru zkrátí i všechna tělesa.

Jak se daným předpokladem vysvětlí výsledek Michelsonova pokusu? První rameno, rovnoběžné s rychlostí přístroje vůči éteru, je zkráceno, takže místo délky $\tilde{l}_1$ (kterou by mělo v soustavě stojící vůči éteru anebo pokud by bylo natočeno kolmo k rychlosti pohybu vůči éteru) má délku

$$l_1 = \tilde{l}_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \tag{II.39}$$

(Zkrácení ovšem nenaměříme, neboť ve stejném poměru se zkrátí i naše měřítka: do zkráceného původně dvoumetrového ramena se vejde zkrácená metrová tyč opět přesně dvakrát.) Druhé rameno je kolmé k rychlosti a není proto zkráceno:

$$l_2 = \tilde{l}_2$$

Po dosazení do vztahu (37) pro časový rozdíl dostáváme

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left[\tilde{l}_1 - \tilde{l}_2 \right] \tag{II.40}$$

Po otočení přístroje o 90° se zkracuje druhé rameno (a první nikoli), takže časový rozdíl (viz (37)) je opět dán vztahem (40). Časový rozdíl se tedy nemění, interferenční proužky se proto nemohou posunovat. Výsledek Michelsonova pokusu je objasněn.

V originálním Michelsonově pokusu bylo $\tilde{l}_1 = \tilde{l}_2$, takže časový rozdíl byl nulový, $t_1 = t_2$. Při rozdílných délkách obou ramen je však časový rozdíl od nuly různý a navíc závisí na velikosti rychlosti v.

Lze nějak jednoduše měnit velikost v? (Pak by se totiž interferenční proužky měly posouvat.)

Jednoduchá úvaha ukáže, že tuto změnu v za nás obstarává sama Země. Slunce se totiž pohybuje kolem středu Galaxie rychlostí asi 300 km/s. Je tedy krajně nepravděpodobné, že by právě Slunce bylo vzhledem k soustavě éteru v klidu. (Heliocentrického pohledu na vesmír jsme se již dávno zbavili podobně jako kdysi geocentrického.) S rychlostí Slunce se skládá rychlost pohybu Země kolem Slunce. Pokud by soustava éteru stála vzhledem ke Galaxii, měnila by se tedy v průběhu roku rychlost Země vůči éteru v rozmezí asi 270 km/s až 330 km/s. Dlouhodobě probíhající pokus by tedy měl toto kolísání odhalit.

Zmíněný pokus provedli (ale až v r. 1932) **Kennedy a Thorndike**. Jejich přístroj byl celý z taveného křemene, teplota byla udržována konstantní s přesností na tisíciny Kelvina atd.; žádný posuv interferenčních proužků se však neprojevil. (Rychlost Slunce vůči éteru by musela být menší než asi 10 km/s, aby vysvětlila daný výsledek.)

Uvedený výsledek lze vysvětlit, přidáme-li k dané teorii **předpoklad**, že pohyb vůči éteru ovlivňuje chod hodin a veškerých fyzikálních procesů:

hodiny, pohybující se vůči éteru rychlostí v, se zpomalují v poměru $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ vůči hodinám stojícím vzhledem k soustavě éteru. Stejně se v inerciální soustavě spojené s hodinami zpomalují veškeré fyzikální procesy.

Vysvětlení výsledku Kennedyho-Thorndikeova pokusu je následující: Časový rozdíl (40) měříme v soustavě spojené s přístrojem (a tedy se Zemí) pomaleji jdoucími hodinami. (Za 1 s v soustavě éteru ukáží přírůstek $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ s). Naměřený časový rozdíl tedy bude

$$\left(t_1 - t_2\right)_{\text{naměř.}} = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\left(t_1 - t_2\right) = \frac{2\left(\tilde{l}_1 - \tilde{l}_2\right)}{c} \tag{II.41}$$

V praxi je interferometrické měření vlastně srovnáním daného časového rozdílu s periodou kmitů (záření daného zdroje). Tato perioda se ovšem také prodlužuje pohybem Země rychlostí v vůči éteru. (41) tedy charakterizuje i výsledek interferometrického měření.

Kennedyho-Thorndikeův pokus byl ovšem proveden až v době, kdy speciální teorie relativity byla již uznávanou teorií, a nepřispěl tak proto k formulaci hypotézy o zpomalování chodu hodin. Ta byla ve skutečnosti vyslovena na základě výsledků jiných pokusů. (Zde zdaleka neprobíráme všechny pokusy související s éterovou teorií. Nezmínili jsme se např. o čistě elektrodynamických pokusech.)

Oběma hypotézami se sice dá éterová teorie a pojem éteru zachránit. Lze však ukázat, že jejich přijetí vede k tomu, že soustavu éteru nelze žádnými optickými nebo elektrodynamickými pokusy určit. Zmíněná teorie (nazývaná **Lorentzova teorie)** je poněkud nekonzistentní:

> předpokládá éter, ale nedovede určit soustavu, vůči níž je éter v klidu.

II.6. Balistická teorie světla a její vyvrácení

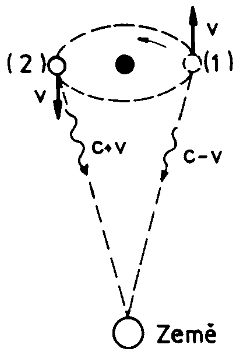
Všimněme si ještě jedné možnosti, jak vysvětlit výsledky Michelsonova (i dalších) pokusů. Je to ovšem možnost, vycházející mimo rámec éterové teorie a má blíže spíše ke korpuskulární teorii světla. Uvažuje totiž, že světlo by nemělo konstantní rychlost vůči éteru, ale že

> světlo má konstantní rychlost c vůči svému zdroji.

Světlo by se podle této představy šířilo podobně jako střely z pušky – proto se této hypotéze říká **balistická teorie**. Elektrodynamiku, v níž šíření světla odpovídá uvedené představě, zkonstruoval počátkem 20. století **Ritz**.

Balistická teorie světla by vysvětlovala všechny výše uvedené optické pokusy a pozorování. Ovšem velikost odchylky při aberaci světla vzdálených zdrojů by závisela na tom, jakou rychlostí se od nás tyto zdroje vzdalují (či naopak jakou rychlostí se přibližují). Do vztahu (27) pro aberaci by totiž místo c bylo nutno dosadit rychlost světla daného zdroje vůči Zemi, tj. $c - v$ vzdalování zdroje. Měření aberace světla vzdálených galaxií (vzdalujících se rychlostmi řádu 10^4 km/s) ovšem dává hodnotu stejnou jako pro blízké zdroje (jejichž rychlost je podstatně nižší). Je tedy s balistickou teorií ve sporu.

Velmi pěkným argumentem, vyvracejícím balistickou teorii světla, je závěr založený na rozboru světla dvojhvězd. (Učinil ho astronom **de Sitter**.) Zjednodušeně můžeme problém popsat takto (viz obr. II.15):



Obr. II.15. K de Sitterovu vyvrácení balistické hypotézy.

Kolem temné složky dvojhvězdy obíhá průvodce, jehož světlo pozorujeme ze Země. Světlo, vyslané k Zemi ve fázích, kdy se průvodce vzdaluje, se šíří nižší rychlostí než světlo, vyslané ve fázích, kdy se přibližuje – to ho tedy dohání. Může proto nastat případ, kdy na Zemi uvidíme obrazy průvodce na polohách (1) a (2) současně. V praxi to znamená, že kolísání jasnosti dvojhvězdy (dané zákryty za temnou složku) by bylo jiné, než se ve skutečnosti pozoruje.

Dnes ovšem nejsme odkázáni jen na toto astronomické pozorování. Zdroje záření (vzbuzená atomová jádra, která vysílají záření gama) lze urychlit do velmi vysokých rychlostí (bylo ověřováno až do $v = 0{,}9997c$) a měřit rychlost jimi vysílaného záření gama. V provedených pokusech (s přesností do 10^{-4}) bylo ověřeno, že

rychlost zdroje nemá na rychlost šíření světla ve vakuu vliv.