

8. Budiž A_j libovolný vektor a $B_{kl...} = A_j Q_{jkl...}$ tenzor. Pak také veličiny $Q_{jkl...}$ tvoří tenzor. Dokažte toto pravidlo!

9. Zapište také známý integrální vztah Stokesův ve tvaru zřejmě invariantním vůči transformacím souřadnic (49).

10. Ukažte, že si při transformaci (64) zachová první série Maxwellových-Lorentzových rovnic původní tvar, použijeme-li v systému S' „intenzit pole“

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}, \quad \mathbf{H}' = \mathbf{H} - c^{-1} \mathbf{v} \times \mathbf{E},$$

a položíme-li $\varrho' = \varrho$, $\mathbf{J}' = \varrho' \mathbf{u}'$.

11. Ukažte, že si při transformaci (64) zachová druhá série Maxwellových-Lorentzových rovnic původní tvar, použijeme-li v systému S' „intenzit pole“

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + c^{-1} \mathbf{v} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{H}' = \mathbf{H}.$$

Udejte též potenciály A' , φ' , z nichž lze v systému S' odvodit veličiny $\mathbf{E}'$, $\mathbf{H}'$ podle vzorců shodných s (5) a (6). Ukažte také, že si při $u \ll c$ zachová v systému S' tvar i pohybová rovnice elektronu (až na veličiny řádu u^2/c^2 , tj. v aproximaci (46a)).

12. Užitím vzorců (79), vztahů (84a, b) a podmínek (85a, b) ukažte, že ve světelné vlně strhované pohybem prostředí platí vztah $\mathcal{E} = h^* \mathbf{V}$, v němž $\mathbf{V}$ je dáno formulí (87). (Veličiny úměrné v^2 se zanedbávají.)

KAPITOLA III

POKUSY O URČENÍ POHYBU ZEMĚ VŮČI ÉTERU

Lorentzova teorie postavila experimentální fyziku před důležitý úkol: *Určit pohyb Země zvláště pak rychlost jejího translačního pohybu, přímo vůči éteru.* Experimentální fyzikové se tohoto zajímavého úkolu ujali s velikou horlivostí a do dnešní doby navrhli a vykonali dlouhou řadu důmyslných pokusů. Stručně se seznámíme alespoň s nejdůležitějšími z nich, k nimž patří i některé zcela nové. Při tom rozebereme jejich pozoruhodné výsledky z hlediska Lorentzovy teorie a ukážeme si, jaké významné závěry z nich vyplývají pro tuto teorii i Newtonovu mechaniku, pro teorii éteru i fyzikální pojmy prostoru a času.

1. VZTAHY MEZI KINEMATICKÝMI PARAMETRY SVĚTELNÉ VLNY V KLIDNÉM A POHYBUJÍCÍM SE SYSTÉMU

Nejprve si musíme odvodit několik důležitých vztahů, z nichž budeme vycházet při rozboru „optických“ pokusů.

Mějme kartézský systém S klidný vůči éteru a systém S' určený Galileiho transformací

$$x'_j = x_j - v_j t, \quad v_j = \text{konst}, \quad t' = t. \quad (1)$$

Mějme dále rovinnou, lineárně polarizovanou elektromagnetickou vlnu šířící se ve vakuu a popsanou v systému S výrazy

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{E}_0 \sin F, & \mathbf{H}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{H}_0 \sin F, \\ F(\mathbf{x}, t) &= 2\pi\nu(t - c^{-1} \mathbf{N} \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (2)$$

pro intenzity pole $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ a fázi F . Kinematickými parametry v těchto vzorcích rozumíme vektor $\mathbf{N}$, frekvenci ν a fázovou rychlost c .

Zajímá nás nyní kinematický popis této světelné vlny z hlediska systému S' . Konkrétní tvar vztahu veličin $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ k veličinám $\mathbf{E}'$, $\mathbf{H}'$ k tomu nepotřebujeme. Vystačíme s předpokladem (viz odst. II 4,4), že z rovnic $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = 0$, $\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = 0$ plynou rovnice $\mathbf{E}'(\mathbf{x}', t) = 0$, $\mathbf{H}'(\mathbf{x}', t) = 0$, je-li $x'_j = x_j - v_j t$, podle (1). Z toho lze přede-

vším soudit, že také v systému S' budou obě „intenzity“ E' i H' ve stejné fázi, aby mohly obě zároveň vymizet. Rovinná, lineárně polarizovaná, harmonická světelná vlna zůstane takovou vlnou i z hlediska pohybujícího se systému S' .

Pišme tedy v systému S'

$$E'(x', t) = E'_0 \sin F', \quad H'(x', t) = H'_0 \sin F', \quad (2')$$

$$F'(x', t) = 2\pi\nu'(t - c'^{-1}N' \cdot x') + F'_0.$$

V čase $t = 0$ v místě $x_j = x'_j = 0$ máme $F = 0$, $E = H = 0$ a $F' = F'_0$. Poněvadž musí být také $E' = H' = 0$, může být fázová konstanta F'_0 pouze celistvým násobkem π a můžeme ji volit rovnu nule. Dále musí zřejmě platit $F(x', t) = F(x, t)$, má-li F hodnotu $n\pi$ ($n = \text{celé číslo}$). Obě fáze jsou však lineárními funkcemi souřadnic a času a proto platí obecně

$$F'(x', t) = F(x, t), \quad (3)$$

tj. fáze je invariantní vůči transformaci (1).

Dosadíme-li nyní do (3) $x = x' + vt$ podle (1), dostáváme podmínku

$$\nu't - (\nu'/c')N' \cdot x' = \nu(1 - c^{-1}N \cdot v)t - (\nu/c)N \cdot x', \quad (4)$$

která musí být splněna pro každé t a x' . Z ní plyne jednak

$$\nu' = \nu(1 - c^{-1}N \cdot v), \quad (4a)$$

jednak

$$(\nu'/c')N' = (\nu/c)N. \quad (4b)$$

Tyto vztahy zůstávají v platnosti i při obecnější Galileiho transformaci

$$x'_j = x_j - (v_j t + x_j^0(O')),$$

kdy

$$F'_0 = -2\pi(\nu'/c')N' \cdot x^0(O') = 2\pi(\nu'/c')N' \cdot x'^0(O).$$

Veličina ν' je frekvence vlny v bodě pevném vůči systému S' tj. v bodě pohybujícím se vůči éteru rychlostí v , kdežto ν je frekvence vlny v bodě klidném vůči éteru (pevném bodě systému S). Vzorec (4a) vyjadřuje tedy Dopplerův jev vyvolaný absolutním pohybem bodu, v němž měříme frekvenci vlny.

Z rovnice (4b) plyne jednak

$$N' = N, \quad (5a)$$

jednak

$$\nu'/c' = \nu/c, \quad (5b)$$

neboť $N'^2 = N^2 = 1$. Ze (4a) a (5b) dostáváme nakonec fázovou rychlost c' vyjádřeno vztahem

$$c' = c - N \cdot v. \quad (6)$$

Důležitější než směr normály k vlnoploše a fázová rychlost bude však pro nás směr paprsku a paprsková rychlost, jíž ve směru paprsku postupuje světelná energie. Víme již, že v systému S je směr (absolutního) paprsku $e \equiv N$ a (absolutní) paprsková rychlost $u = c$ ($u = ue = cN$). Směr tzv. relativního paprsku e' , v němž proudí světelná energie vůči systému S' , a příslušnou relativní paprskovou rychlost odvodíme z Galileiho adičního teorému rychlostí:

$$u' = u'e' = u - v = ue - v = cN - v. \quad (7)$$

Vzorce (6) a (7) připomínají vzorce (II 86, 87). Tam bylo světlo v klidném systému S „částečně strhováno“ (rychlostí ηv , $0 < \eta < 1$) pohybujícím se látkovým prostředím. Nyní je světlo ve zvoleném systému S' „úplně unášeno“ (rychlostí $-v$) „éterovým větrem“, jak ukazuje obr. 5.

Ve střední části obrázku je konstrukce odpovídající vzorcům (6) a (7). V pravé části je vyznačena poloha zaměřovacího přístroje, v níž by viděl na zdroj světla pozorovatel klidný vůči éteru (systému S). V levé části je zakreslena poloha přístroje pozorovatele klidného vůči systému S' , který se vůči S pohybuje rychlostí v . Úhel α mezi e' a $N = e = N'$ je při $v \ll c$ malá veličina 1. řádu ($\approx v/c$) a jeho kosinus $N \cdot e'$ se tedy liší od jedničky jen o veličinu 2. řádu ($\approx v^2/c^2$). Platí proto, podle (7) a (6), s přesností do veličin 1. řádu

$$u' = u' \cdot e' = cN \cdot e' - v \cdot e' \approx c - v \cdot N = c'. \quad (7a)$$

Tentýž výsledek plyne i z vyjádření

$$u' = |cN - v| = c(1 - 2c^{-1}N \cdot v + v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (7b)$$

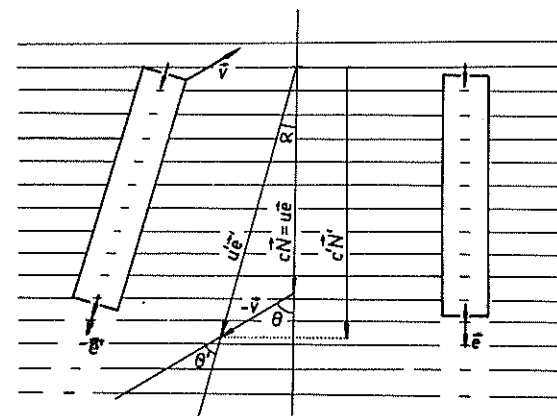
omezíme-li se při rozvoji odmocniny na veličiny nejvýše 1. řádu. Při $N \parallel v$ je i $e' \parallel v$ a $u' = c' = c \pm v$.

Podle obr. 5 platí dále

$$\operatorname{tg} \alpha = v \sin \theta / (c + v \cos \theta), \quad (8)$$

nebo

$$\sin \alpha = (v/c) \sin \theta', \quad (8a)$$



Obr. 5.

a se zanedbáním veličin vyššího než prvního řádu pak

$$\alpha \doteq (v/c) \sin \theta = (v/c) \sin \theta' . \quad (8b)$$

Úhel α se nazývá *aberrace světelného paprsku* vyvolaná pohybem zaměřovacího přístroje (pozorovatele).

2. ABERACE STÁLIC

Vliv pohybu pozorovatele na směr, v němž vidí zdroj světla, našel astronom Bradley již počátkem 18. stol. v jevu nazvaném *aberrace stálic* (astronomická aberrace). Polohu hvězd na obloze lze určit např. ekliptikálními souřadnicemi, astronomickou délkou a šířkou. Opakovaným určováním souřadnic hvězd zjistil Bradley (r. 1727), že všechny „stálice“ mění během roku své polohy tak, že opisují kolem jistých středních poloh maličké elipsy, jejichž hlavní osy jsou vesměs rovnoběžné s ekliptikou. Stálice v blízkosti pólů ekliptiky opisují elipsy blízké kružnicím. Stálice v blízkosti ekliptiky mají elipsy silně zploštělé, které v ekliptice samotné degenerují v „úsečky“. Výchylka hvězdy od středu elipsy je vždy ve směru, v němž se Země v době pozorování na své dráze kolem Slunce právě pohybuje. Zdánlivá velikost hlavní poloosy aberační elipsy je u všech stálic stejná a činí $\alpha_{\max} \doteq 20,5''$ (aberační konstanta).

Z povahy jevu Bradley usoudil, že *nejde o paralaxu, ale o vliv rychlosti pohybu Země*. Skutečnost, že se světlo od nebeských těles k Zemi šíří konečnou (a nikoliv nekonečně velikou) rychlostí, i přibližná velikost této rychlosti ($c \doteq 3 \cdot 10^5 \text{ km s}^{-1}$), byla v době Bradleyova objevu aberrace již známa ze starších pozorování Römerových (viz odst. 4.1). Pozorovaná hodnota $\alpha_{\max}$ ve spojení se vztahem (8b) při $\theta = 90^\circ$ vede k rovnici $\arcsin 20,5'' \doteq 10^{-4} \doteq v/c$, tj. odpovídá rychlosti $v \doteq 30 \text{ km s}^{-1}$.

Na první pohled by se tedy mohlo zdát, že jev *aberrace stálic* názorně dokazuje pohyb Země vůči éteru a zároveň svědčí o tom, že Slunce je vůči éteru v klidu. Takový závěr by však byl poněkud ukvapený, jak vyplývá z této úvahy: Píšme rychlost $\mathbf{v}$ Země vůči éteru ve tvaru vektorového součtu $\mathbf{v}_0 + \mathbf{v}'$, kde $\mathbf{v}_0$ je rychlost Slunce vůči éteru a $\mathbf{v}'$ rychlost Země vůči inerciálnímu systému S'_0 s počátkem ve středu Slunce ($v' \doteq 30 \text{ km s}^{-1} \ll c$). Rychlost $\mathbf{v}_0$ je bez pochyby během celých staletí konstantní (a také malá proti c). Vzhledem k obrovským vzdálenostem hvězd je prakticky konstantní i směr $\mathbf{N}$ absolutního paprsku světla přicházejícího k nám od stálice a tedy i úhel θ_0 mezi $\mathbf{N}$ a $(-\mathbf{v}_0)$. Proto je pro danou hvězdu konstantní i aberrace α_0 vyvolaná pohybem Slunce vůči éteru a tedy i směr $\mathbf{e}'_0$ relativního paprsku vůči heliocentrickému inerciálnímu systému S'_0 . Z toho důvodu se aberrace α_0 (určená rovnicí (8) s v_0, θ_0 místo v, θ) vymyká pozorování. Je už zřejmé „započtena“ ve střední poloze stálice, která je definována právě směrem $\mathbf{e}'_0$. (Viz [11].)

Aberrace přístupná pozorování je zřejmě pouze úhel $\alpha_{(P)}$ mezi relativním paprskem $\mathbf{e}'_0$ a relativním paprskem $\mathbf{e}'_{(P)}$ určeným pozemským pozorovatelem. Tento úhel je však v analogii s (8) dán rovnicí

$$\tan \alpha_{(P)} = v' \sin \theta'_0 / (u'_0 + v' \cos \theta'_0), \quad (9)$$

v níž θ'_0 je úhel mezi vektory $\mathbf{e}'_0$ a $(-\mathbf{v}')$, a veličina

$$u'_0 \doteq c - \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{e}'_0 \doteq c - \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{N} = c + v_0 \cos \theta_0$$

je *paprsková rychlost světla v systému S'_0* (po paprsku $\mathbf{e}'_0$). Omezíme-li se na veličiny 1. řádu, dostáváme z rovnice (9) $\alpha_{(P)}$ vyjádřeno přibližným vztahem

$$\alpha_{(P)} \doteq (v'/c) \sin \theta'_0, \quad (9a)$$

který rychlost $\mathbf{v}_0$ neobsahuje. Ta se objevuje teprve ve členech vyššího řádu.

Do veličin 2. řádu pak rovnice (9) dává

$$\alpha_{(P)} \doteq (v'/c) (1 + c^{-1} \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}'_0) \sin \theta'_0. \quad (9b)$$

Kdyby tedy např. bylo v_0 podstatně větší než v' , mělo by se to projevit tak, že by „aberační konstanta“ $(v'/c) (1 + c^{-1} \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{e}'_0)$ byla menší u hvězd ležících ve směru pohybu Slunce a větší u hvězd na odvrácené části oblohy. Přesnost měření, která u astronomické aberrace činí asi $0,2''$, však nestačí na to, aby se daly spolehlivě zjistit nějaké rozdíly mezi výsledky měření a přibližným vztahem (9a) pro aberraci 1. řádu. Předpokládáme-li, že je vzorec (9b) správný, vyplývalo by z toho, že absolutní rychlost Slunce v_0 je menší než asi 10^3 km s^{-1} . Jestliže někteří astronomové tvrdili [12], že při zkoumání aberrace stálic našli jevy, z nichž lze určit směr i velikost rychlosti $\mathbf{v}_0$ absolutního pohybu Slunce, pocházelo to spíše z jejich přání, než ze spolehlivě naměřených dat. V dalším výkladu uvidíme, že si vysvětlení jiných, mnohem přesněji měřitelných jevů, než je aberrace, vyžádá doplnění Lorentzovy teorie jistými „zákony“, které ovlivní předpovědi z ní plynoucí a způsobí, že i vzorce (8) a (9) budou ve členech druhého řádu již nesprávnými. Z toho důvodu jsou pokusy o určení absolutní rychlosti Slunce z formule (9b) iluzorní. Přesný a správný aberační vzorec si odvodíme až v teorii relativity (viz odst. IV 1,3, Ú IV 1 a odst. VI 4). V této kapitole vystačíme s přibližným vztahem (9a), který zůstává správným (do veličin 1. řádu) i v doplněné teorii Lorentzově i v teorii relativity.

Zbývá ještě otázka, zda nelze určit rychlost $\mathbf{v}$ Země přímo vůči éteru pozorováním aberrace 1. řádu pevných pozemských zdrojů světla. Jednoduché úvahy však ukazují (viz Ú 1, 2, 3), že ani to není možné, neboť aberrace je v tomto případě právě taková, že pozorovatel vidí zdroj světla v každém okamžiku prakticky v tom místě (popř. směru), v němž se ten zdroj skutečně ocitá. Teorie tedy předpovídá v souladu se zkušeností, že žádnou aberraci pozemských zdrojů světla nelze zjistit.

Další důležité příklady na aberraci světelného paprsku poznáme v Ú 4–7 a 9.

3. DOPPLERŮV JEV A ZPOMALOVÁNÍ CHODU HODIN VLIVEM JEJICH POHYBU VŮČI ÉTERU

3.1. OBECNÝ VZOREC PRO DOPPLERŮV JEV. VLIV PRVNÍHO ŘÁDU

„Základní zákony“ vyplývající z Lorentzovy teorie pro Dopplerův jev na elektromagnetických (světelných) vlnách, jsme si již odvodili (viz (II 32b) a (4a)). Nyní však bude účelné poněkud pozměnit označení veličin.

Absolutní rychlost zdroje, kterou jsme v (II 32b) označovali u_0 , budeme zde označovat písmenem $u_{(Z)}$ a zmíněný vzorec si zapíšeme ve tvaru

$$v = v^* (1 - u_{(Z)} \cdot N/c)^{-1}. \quad (10)$$

Připomeňme, že v je frekvence světelné vlny v místě x pevném vůči éteru a že $u_{(Z)}$ je absolutní rychlost zdroje v době, kdy vysílal pozorované světlo. Jednotkový vektor $N = R_{(Z)}/R_{(Z)}$ udává směr absolutního paprsku v místě a v době určování frekvence v . Konečně v^* je frekvence kmitů elektronů ve zdroji světla (stručně „frekvence zdroje“) v době emise. Rozlišení dob, k nimž se veličiny vztahují, má význam hlavně v astronomii, kde vzdálenosti $R_{(Z)}$ mohou být obrovské a časové rozdíly mezi emisí a pozorováním jsou veliké. (Viz též Ú 10.)

Frekvenci v nemůžeme přímo měřit, nemáme-li (neznáme-li) systém klidný vůči éteru. Prakticky měříme frekvenci vlny $v' = v_{(P)}$ v bodě P , který se vůči éteru pohybuje. Absolutní rychlost tohoto bodu, kterou jsme ve vzorci (4a) označovali v , budeme nyní označovat písmenem $u_{(P)}$ a nazývat též absolutní rychlostí „měřiče frekvence“ nebo „pozorovatele“. Vzorec (4a) tedy zapíšeme ve tvaru

$$v_{(P)} = v(1 - u_{(P)} \cdot N/c). \quad (11)$$

Dosazením za v z (10) do (11) získáme obecné vyjádření

$$v_{(P)} = v^* (1 - u_{(Z)} \cdot N/c)^{-1} \cdot (1 - u_{(P)} \cdot N/c) \quad (12)$$

pro společný vliv absolutního pohybu zdroje Z i měřiče frekvence P . Jiné odvození vzorce (12) viz v Ú 8.

K praktickému použití bude vhodné upravit výraz (12) ještě tímto způsobem: Zvolíme si určitý, prakticky inerciální systém S' pohybující se vůči éteru (neznámou) rychlostí v . (V konkrétních případech to bude „laboratorní systém“, pevně spojený se Zemí.) Absolutní rychlosti $u_{(Z)}$ a $u_{(P)}$, zdroje a měřiče frekvence světelné vlny, vyjádříme jako vektorové součty $v + u'_{(Z)}$ a $v + u'_{(P)}$. Relativní rychlosti $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ bude ovšem možno (a při pokusech o určení rychlosti Země v i nutno) změřit nezávisle na zkoumání Dopplerova jevu. Nakonec můžeme i absolutní paprsek N vyjádřit pomocí známého relativního paprsku e' v systému S' , a to z rovnic (7) a (7b). Vzhledem k tomu, že rychlosti v , $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ budou vesměs malé proti c , vystačíme při rozboru experimentů a výkladu jejich výsledků s výrazem pro $v_{(P)}$, v němž se zanedbávají

veličiny vyššího než druhého řádu. K jeho odvození nám tedy stačí vyjádřit N pomocí e' s přesností do veličin 1. řádu vztahem

$$N = e' + c^{-1}[v - (e' \cdot v) e'], \quad (13)$$

který plyne ze (7) a (7a).

Tím jsme tři neznámé vektory $u_{(Z)}$, $u_{(P)}$ a N převedli na jediný neznámý vektor v . Po dosazení do (12) a zanedbání veličin vyššího než druhého řádu dostaneme vzorec

$$v_{(P)} = v^* [1 + c^{-1}(u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot e' + c^{-2}((u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot e')(u'_{(Z)} \cdot e') + c^{-2}(u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot v], \quad (14)$$

který je vhodný k praktickému použití, jak ještě uvidíme.

Z přibližného vzorce (14) i z vyjádření (12) plyne, že při $\Delta u \equiv u'_{(Z)} - u'_{(P)} = u_{(Z)} - u_{(P)} = 0$ je $v_{(P)} = v^*$. Má-li tedy měřič frekvence v době měření tutéž rychlost jako zdroj v době vysílání světla, měřená frekvence vlny se rovná přímo frekvenci zdroje. O frekvenci v^* lze zatím říci pouze toto: Kdyby se oscilace elektronů ve zdroji řídily přesně zákony Newtonovy mechaniky, bylo by $v^* = v_0^*$ nezávislé na rychlosti zdroje $u_{(Z)}$. V předchozí kapitole jsme však viděli, že se kvazistacionární pohyb elektronů podle Lorentzovy teorie řídí rovnicemi (II 46), které se od Newtonových rovnic liší, i když jen ve veličinách 2. řádu ($\approx u^2/c^2$). Také síly elektromagnetického původu, jimiž na sebe elektrony vzájemně působí, závisí na jejich absolutních rychlostech, i když zase jen skrze členy druhého řádu (viz Ú II 5). Nelze tedy čekat úplnou nezávislost frekvence zdroje světla na jeho rychlosti $u_{(Z)}$, ale můžeme předpokládat, že se poměr v^*/v_0^* od jedné neliší více než o veličiny řádu $u_{(Z)}^2/c^2$. Uvidíme, že zkušenost tento odhad potvrzuje.

Omezíme-li se ve výrazu (14) nejprve jen na členy prvního řádu, dostáváme jednoduchý vzorec

$$v_{(P)} = v^* (1 + e' \cdot \Delta u/c), \quad (14a)$$

v němž ovšem za frekvenci v^* můžeme dosadit frekvenci zdroje, který je v klidu vůči pozorovateli nebo vůči éteru, neboť při zanedbávání veličin vyššího než 1. řádu je $v^* = v_0^*$. Vidíme, že v této aproximaci „Dopplerův posuv“ $\Delta v_{(P)} = v_{(P)} - v^* = v_{(P)} - v_0^*$ nezávisí na absolutní rychlosti v systému S' , nýbrž jen na složce rozdílu rychlostí zdroje a pozorovatele do směru paprsku e' . Vzorec (14a) s $u'_{(P)} = 0$, $S' \equiv S_{(P)}$, $e' \equiv e_{(P)}$ se používá např. v astronomii k spektroskopickému určování radiálních rychlostí nebeských těles vůči Zemi (Ú 9). U objektů nesvítících vlastním, nýbrž jen odraženým světlem, je nutno přihlížet i ke změně frekvence světla při odraze na pohybujícím se zrcadle (Ú 11). Ve všech případech, kdy relativní rychlosti nebeských těles už známe odjinud (z nebeské mechaniky), jsou s nimi „dopplerovské“ rychlosti v souladu. Také četné laboratorní pokusy, měření a pozorování potvrzují vzorec (14a) s $v^* = \text{konst}$ a tím ukazují, že frekvence zdroje záření v^* vskutku nezávisí na jeho rychlosti členy prvního řádu ($\approx u_{(Z)}/c$).

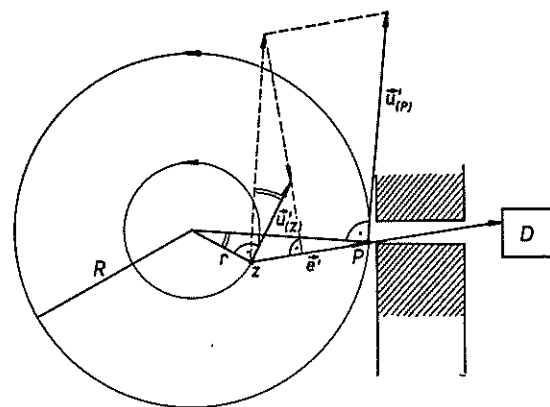
3.2. VLIVY DRUHÉHO ŘÁDU

Je tedy zřejmé, že pro určení absolutní rychlosti Země z Dopplerova jevu zbývají jen velmi malé členy 2. řádu. Jejich experimentální zkoumání je obtížné, neboť pokusy musí být uspořádány tak, aby nerušil „obyčejný“ Dopplerův jev, tj. aby byl vyloučen vliv členu 1. řádu. My si blíže všimneme pouze jednoho takového experimentu z poslední doby; při něm se problém s vyloučením vlivu členu 1. řádu a s přesným měřením posuvu frekvence $\nu_{(P)}$ („posunuté“ pouze vlivem členů 2. řádu) řeší zvláště elegantním a poučným způsobem.

Je to pokus se zářením γ atomových jader izotopu Fe^{57} , který vykonali r. 1960 Hay, Schiffer, Cranshaw a Egelstaff (viz [13] a [14]). Jeho uspořádání je schematicky znázorněno na obrázku 6. Na kruhové desce, otáčivé kolem osy, je postaven souosý železný váleček poloměru $r = 0,4 \text{ cm}$, na jehož povrchu (plášti) je elektrolyticky „usazen“ β -radioaktivní Co^{57} . Rozpadem jader kobaltu vznikají jádra Fe^{57} ve vzbuze-
zeném stavu a ta pak vysílají záření γ , které nás zajímá. Na desce je dále postaven souosý válcový prstenec z umělé látky (lucitu), na němž je „obruč“ (poloměru $R = 6,64 \text{ cm}$) z tenké železné folie, značně obohacené izotopem Fe^{57} , který funguje jako *absorbátor záření*.

Je-li deska v klidu, je záření γ , které má v místě absorbátoru P velmi přesně definovanou frekvenci $\nu_{(P)} = \nu_{(Z)}^* = \nu_{(P)}^*$, silně absorbováno jádry Fe^{57} v obruči (Mössbauerův jev, rezonanční absorpce). Roztočíme-li desku se zářičem i obručí, pak se intenzita záření γ vně obruče, měřená vhodným detektorem D , zvětší, protože se

zmenší absorpce v obruči. Ze vzrůstu intenzity lze určit vzniklý rozdíl $\Delta\nu_{(P)} \equiv \nu_{(P)} - \nu_{(P)}^*$ mezi frekvencí $\nu_{(P)}$ záření γ v místě pohybujícího se jádra-absorbátoru v obruči a jeho vlastní frekvencí $\nu_{(P)}^*$, neboť změna absorpční schopnosti jádra Fe^{57} při $\Delta\nu_{(P)}$ je známa. Souvisí totiž s tvarem rezonanční křivky a lze ji experimentálně určit nezávisle na uvažovaném pokuse, např. použitím Dopplerova jevu 1. řádu, který vzniká pohybujeme-li zdrojem záření (na desce, která je v klidu) radiálně směrem k detektoru záření.



Obr. 6.

Odvoďme si nejprve výraz pro $\nu_{(P)}$ z obecného vztahu (14). Směr paprsku e' splývá prakticky přesně se směrem okamžité spojnice ZP jádra-zdroje Z a s jádrem-absorbátorem P . K časovému rozdílu mezi okamžikem emise a absorpce záření není třeba přihlížet, neboť vzdálenost ZP je nepatrná a posunutí jádra P za tu dobu lze

proto zcela zanedbat i při nejvyšší úhlové rychlosti otáčení desky ($\omega_{\max} = 10^3 \pi \text{ s}^{-1}$). Z jednoduchého náčrtku (viz obr. 6) se pak snadno zjistí, že směr e' je vždy kolmý k vektorovému rozdílu rychlostí $u'_{(Z)} - u'_{(P)}$ zdroje a absorbátoru, takže ze vztahu (14) zbývají pouze členy

$$\nu_{(P)} = \nu_{(Z)}^* [1 + c^{-2} (u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot \mathbf{v}]. \quad (15)$$

Tento vzorec vyjadřuje tzv. transversální Dopplerův efekt, neboť máme $(u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \perp \mathbf{e}'$. Transversální efekt je vždy druhého řádu, poněvadž efekt 1. řádu je čistě longitudinální (viz (14a)).

Kdyby frekvence ν^* vlastních, vnitřních kmitů jader byla nezávislá na jejich rychlosti vůči éteru, tj. kdyby platilo přesně $\nu_{(Z)}^* = \nu_{(P)}^* = \nu_0^*$, byl by rozdíl $\Delta\nu_{(P)}$ dán výrazem

$$\Delta\nu_{(P)} \equiv \nu_{(P)} - \nu_{(P)}^* = \nu_0^{*2} c^{-2} (u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot \mathbf{v}. \quad (16)$$

To znamená, že by musel vzrůstat s první mocninou úhlové rychlosti ω (neboť $u'_{(Z)} = \omega r$, $u'_{(P)} = \omega R$) a kromě toho záviset na orientaci paprsku e' (který je zhruba určen spojnici středu desky s detektorem záření) vůči rychlosti Země $\mathbf{v}$. Žádnou závislost $\Delta\nu_{(P)}$ na směru e' však nebylo možné zjistit. Kromě toho měření intenzity záření v závislosti na úhlové rychlosti ω ukázalo, že $\Delta\nu_{(P)}$ je úměrné ω^2 a nikoliv ω .

Vztah (16) je zřejmě v rozporu s těmito empirickými fakty. Zkusme tedy předpoklad, že frekvence ν^* závisí na rychlosti $\mathbf{u}$ jádra vůči éteru členy druhého (a popř. i vyššího) řádu, tj. obecně vztahem tvaru

$$\nu^* = \nu_0^* (1 + K_2 u^2/c^2 + \dots).$$

Výsledek uvažovaného pokusu lze pak „objasnit“, má-li koeficient K_2 hodnotu $(-\frac{1}{2})$, takže

$$\nu^* = \nu_0^* (1 - \frac{1}{2} u^2/c^2 + \dots). \quad (17)$$

V tom případě dostaneme totiž, že

$$\Delta\nu_{(P)} = \nu_0^* [1 - \frac{1}{2} (\mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(Z)})^2/c^2] [1 + (u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot \mathbf{v}/c^2] - \nu_0^* [1 - \frac{1}{2} (\mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(P)})^2/c^2];$$

v tomto výrazu musíme ovšem zanedbat veličiny vyššího než 2. řádu, takže zbudou členy

$$\Delta\nu_{(P)} = \frac{1}{2} \nu_0^{*2} c^{-2} (u_{(P)}'^2 - u_{(Z)}'^2). \quad (16a)$$

Zde již rychlost Země $\mathbf{v}$ vůbec nevystupuje. Dosazení za $u'_{(P)}$ a $u'_{(Z)}$ dává vzorci konečný tvar

$$\Delta\nu_{(P)} = \frac{1}{2} \nu_0^* (\omega/c)^2 (R^2 - r^2). \quad (16b)$$

Veličina $\Delta\nu_{(P)}$ je nyní také úměrná ω^2 , jak výsledek pokusu vyžaduje. Kromě toho byla pokusem potvrzena i závislost na poloměrech r a R . Při volbě $r = R$ (zdroj přímo na vnitřní straně obruče) je $\Delta\nu_{(P)} = 0$ při každé úhlové rychlosti ω . Viz [14].

Vidíme tedy, že ani tento *pokus neumožňuje určit rychlost Země vůči éteru*. Z hlediska Lorentzovy teorie je vysvětlení „nezdaru“ v tom, že frekvence vnitřních kmitů atomového jádra závisí na jeho rychlosti vůči éteru podle vzorce (17). Pozorovatelný efekt 2. řádu pak závisí jen na rychlostech $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ vůči laboratornímu systému. K podobným výsledkům vedly i jiné pokusy, jimiž byl zkoumán Dopplerův jev do veličin 2. řádu. Je to zvláště pokus Ivesův-Stilwellův [15] se svazkem zářících atomů vodíku (při němž se zkoumá *podélný* efekt 2. řádu) a Møllerův-Townesův pokus [14, 16] se dvěma stejnými, antiparalelními, molekulárními (čpavkovými) masery, při němž se zkoumá závislost rozdílu jejich frekvencí na orientaci celé aparatury vůči rychlosti Země. Jejich rozbor s použitím formule (14) ukazuje, že *také frekvence vnitřních kmitů atomů a molekul závisí na jejich absolutní rychlosti, a to opět podle vzorce (17)*. Je tedy nasnadě dospět zobecněním těchto zkušeností k heuristické hypotéze, že vzorec (17) platí i pro kmitočty větších „uzavřených hmotných soustav“, pro všechny frekvenční standardy, čili pro „chod“ všech hodin. V případě „atomových“ a „molekulárních“ hodin, jejichž „chod“ je přímo řízen vnitřními oscilacemi atomů nebo molekul [16], je to jasné bez dalších hypotéz.

Později uvidíme, že přesné vyjádření zákona (17) je dáno vzorcem

$$\nu^* = \nu_0^* (1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}},$$

který budeme stručněji zapisovat ve tvaru

$$\nu^* = \gamma^{-1} \nu_0^*. \quad (17a)$$

Faktor γ (Lorentzův faktor) bude v našich vzorcích a rovnicích vystupovat velmi často. Vyskytne-li se v používaných vzorcích nebo rovnicích několik různých rychlostí a byly by pochybnosti, ke které z nich se faktor γ vztahuje, nebo bude-li v rovnici několik různých faktorů γ , budeme je rozlišovat vhodnými indexy, např. $\gamma_{(u)} = (1 - \beta_{(u)}^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\beta_{(u)} = u/c$; $\gamma_{(Z)} = (1 - \beta_{(Z)}^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\beta_{(Z)} = u_{(Z)}/c$, atp.

3.3. VLASTNÍ ČAS HODIN V POHYBU

Ze vzorce (17a) vidíme, že hodiny, které jsou v rovnoměrném translačním pohybu vůči éteru, jdou pomaleji než hodiny, které jsou vůči éteru v klidu. Frekvence ν^* jejich oscilací nebo „tíků“ je *menší* a jejich perioda nebo kmitová doba

$$T^* = 1/\nu^* = \gamma/\nu_0^* = \gamma T_0^* \quad (17b)$$

je delší než u hodin, které stojí na „pevném místě“ v éteru. Můžeme také říci, že hodiny pohybující se absolutní rychlostí u měří čas na delší „sekundy“ (rovné γ s) a proto jejich údaje (např. časové rozdíly mezi konkrétními událostmi, měřené na takových hodinách) budou menší než odpovídající údaje hodin klidných.

Správný, absolutní čas t , vyjádřený ve správných, absolutních sekundách měří přímo jenom hodiny klidné vůči éteru. Čas přímo měřený (odečítaný) na daných hodinách *budeme nazývat jejich vlastním časem* a označovat τ . Pohybují-li se ty hodiny absolutní rychlostí u , je čas τ (nebo jeho přírůstek $\Delta\tau$) vyjádřen v jednotkách rovných γ s (vlastních sekundách). Pro jeho přepočítávání (převádění) na absolutní čas t platí tedy vzorec $t = \gamma\tau$, popř. $\Delta t = \gamma \Delta\tau$. Budeme-li mít několikrát hodiny pohybující se různými rychlostmi, budeme jejich vlastní časy (časové údaje) rozlišovat vhodnými indexy. Např. $\Delta\tau_{(Z)}$ bude značit časový rozdíl (mezi dvěma událostmi) odečtený přímo na hodinách pohybujících se absolutní rychlostí $u_{(Z)}$ se zdrojem světla Z . Pak platí vzorec $\Delta\tau_{(Z)} = \gamma_{(Z)}^{-1} \Delta t$. Nebude-li rychlost uvažovaných hodin konstantní, budeme předpokládat, že ty hodiny jsou sestrojeny tak, že jejich „chod“ nezávisí (jejich mechanismus je necitlivý) na jejich zrychlení vůči éteru.

Aby byl úplně jasný smysl a význam různých veličin vystupujících v našich formulích (např. Δt , u , γ) popíšeme si podrobněji, jak by se mohly měřit. Představme si, že máme systém S klidný vůči éteru. Souřadnice x_j pevných bodů tohoto systému (pevných míst v éteru) si myslíme změřeny pevnými délkovými měřítky (pro jistotu klidnými vůči éteru). V každém potřebném místě si myslíme postaveny hodiny (klidné vůči éteru) měřící absolutní čas. Hodiny stojící v různých pevných místech v éteru (systému S) předpokládáme synchronizované např. světelnými signály, které se ve smyslu Lorentzovy teorie vůči éteru šíří všemi směry stejnou rychlostí. Na velikosti té rychlosti nezáleží a nepotřebujeme ji předem znát. Dvoje naše hodiny můžeme synchronizovat např. tak, že je pozoruje a jejich „nastavení“ upravuje pozorovatel, který je od obojích stejně vzdálen. Pohybuje-li se nyní např. zdroj světla Z tak, že projde místem o souřadnicích x_j v okamžiku, kdy místní hodiny ukazují (absolutní) čas t a místem $x_j + dx_j$, když tamní hodiny (synchronizované popsáním způsobem s hodinami na prvním místě) ukazují čas $t + dt$, pak složky jeho rychlosti jsou $u_{(Z)j} = dx_j/dt$, atd. Průchody zdroje světla Z zmíněnými místy jsou „bodové události“ a hodiny provázející zdroj světla naměří pro jejich časovou diferenci hodnotu $d\tau_{(Z)} = \gamma_{(Z)}^{-1} dt$.

Vraťme se nyní ke vzorcům (14) a (15). Frekvence $\nu_{(Z)}^*$ a $\nu_{(P)}$ v něm vystupující se ovšem vztahují k *absolutní sekundě* (jsou vyjádřeny v jednotkách s^{-1}). Také význam absolutních rychlostí v , $u_{(Z)}$, $u_{(P)}$ je dán už popsáním myšleným způsobem měření rychlostí. I tyto rychlosti jsou tedy vyjádřeny v absolutních jednotkách $cm s^{-1}$ a relativní rychlosti $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ jsou definovány vztahy $u'_{(Z)} = u_{(Z)} - v$ a $u'_{(P)} = u_{(P)} - v$. Ve skutečnosti jsou ovšem za velikosti rychlostí $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ nakonec do vzorce (16a) dosazeny hodnoty vypočtené z poloměrů změřených na desce v klidu vůči laboratornímu systému S' a z kruhové frekvence rotující desky, která je změřena pomocí hodin klidných v *laboratorním* systému. Dosazujeme tedy místo ω veličinu $\bar{\omega} = \gamma_{(v)}\omega$. To však nevádí, poněvadž tím měníme hodnoty výrazů (16b) a (16a) jen o veličiny vyššího řádu, které stejně zanedbáváme. Totéž platí o přibližných vzorcích (14) a (15), do nichž můžeme za $u'_{(Z)}$ a $u'_{(P)}$ dosazovat rychlosti měřené přímo v systému S' . (O praktických způsobech měření vzdáleností, časových rozdílů a rychlostí

v pohybujícím se systému S' , a o vztazích naměřených hodnot k hodnotám vyjádřeným v absolutních jednotkách, pojednáme v následujících odstavcích.)

Zkusme však do vzorce (15) zavést místo veličin $v_{(Z)}^*$ a $v_{(P)}^*$ veličiny

$$\bar{v}_{(Z)}^* = \gamma_{(Z)} v_{(Z)}^*, \quad \bar{v}_{(P)}^* = \gamma_{(P)} v_{(P)}^*, \quad (18)$$

tj. frekvenci zdroje vztaženou k vlastní sekundě hodin, které se pohybují se zdrojem Z , a frekvenci vlny měřenou přímo pomocí hodin pozorovatele P . Dostaneme tím nový vzorec

$$\bar{v}_{(P)} = \bar{v}_{(Z)}^* \gamma_{(Z)}^{-1} \gamma_{(P)} [1 + c^{-2} (u'_{(Z)} - u'_{(P)}) \cdot \mathbf{v}], \quad (15)$$

a s použitím přibližných výrazů

$$\gamma_{(Z)}^{-1} \doteq 1 - \frac{1}{2} c^{-2} (\mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(Z)})^2,$$

$$\gamma_{(P)} \doteq 1 + \frac{1}{2} c^{-2} (\mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(P)})^2$$

pak do veličin 2. řádu

$$\bar{v}_{(P)} \doteq \bar{v}_{(Z)}^* [1 + \frac{1}{2} c^{-2} (u_{(P)}'^2 - u_{(Z)}'^2)]. \quad (15a)$$

Vidíme, že použití vlastních časů zdroje a pozorovatele, vylučuje už i ze vzorce (15) absolutní rychlost $\mathbf{v}$ systému S' . Totéž lze snadno ukázat i o obecnějším výrazu (14) (viz též Ú 12, 13).

Veličinu $\Delta \bar{v}_{(P)}$ musíme nyní definovat jako rozdíl $\bar{v}_{(P)} - \bar{v}_{(P)}^*$, v němž $\bar{v}_{(P)}^* = \gamma_{(P)} v_{(P)}^*$ je „vlastní frekvence“ jádra-absorbátoru vztažená k vlastní sekundě hodin s ním se pohybujících (tj. týchž hodin, kterých jsme použili při měření frekvence $\bar{v}_{(P)}$ světelné vlny). Ze vzorců (18) a (17a) však plyne

$$\bar{v}_{(Z)}^* = \gamma_{(Z)} \gamma_{(Z)}^{-1} v_0^* = v_0^*, \quad (18a)$$

a podobně $\bar{v}_{(P)}^* = v_0^*$, takže $\Delta \bar{v}_{(P)}$ vyjde z (15a) shodně se vzorcem (16a) pro $\Delta v_{(P)}$.

S používáním vlastních časů a veličin vztažených k vlastním sekundám pohybujících se hodin se budeme v dalších odstavcích stále setkávat. Tam také poznáme jejich vhodnost a užitečnost pro formulaci fyzikálních zákonů.

4. MĚŘENÍ RYCHLOSTI SVĚTLA V POHYBUJÍCÍM SE SYSTÉMU

4.1. ABSOLUTNÍ RYCHLOST SLUNCE. MAXWELLŮV EFEKT

Maxwell první upozornil (r. 1879) na zásadní možnost určit rychlost Slunce vůči éteru zpřesněním Römerovy astronomické metody měření rychlosti světla. Römer, jak známo, soustavně sledoval zatmění družic planety Jupitera. Tato zatmění se „ve skutečnosti“ u každé družice opakují ve velmi přesně stejných intervalech (několika hodin nebo dní). Römer však zjistil, že během doby, kdy se Země z polohy k Jupiteru nejbližší vzdaluje do polohy nejvzdálenější (asi půl roku), pozorované za-

čátky zatmění družice se soustavně zpožďují a naopak. Celkové zpoždění (předběhnutí) zatmění činí vždy $\Delta t \doteq 10^3$ s. Römer (r. 1676) správně usoudil, že Δt je doba, kterou světlo potřebuje k tomu, aby proběhlo průměr dráhy Země $D \doteq 3 \cdot 10^8$ km, a tak první určil rychlost světla $c = D/\Delta t \doteq 3 \cdot 10^5$ km s⁻¹.

Při této úvaze se zatím nepřihlíželo k pohybu Slunce (a celé sluneční soustavy) vůči éteru. Představme si pro jednoduchost, že rychlost $\mathbf{v}_0$ toho pohybu leží zhruba v rovině, v níž obíhají všechny planety a že největší zblížení Jupitera a Země nastalo, když obě tyto planety byly právě ve směru $\mathbf{v}_0$ od Slunce. V následující půli roku se pak světlo od Jupitera k Zemi šíří éterem rychlostí c prakticky ve směru $-\mathbf{v}_0$, neboť Jupiter postoupí za půl roku na své dráze jen asi o 15°. To však znamená, že vzhledem k inerciálnímu systému S_0 (s počátkem ve středu Slunce) se to světlo šíří rychlostí $c + v_0$, a tedy Römerovo zpoždění zatmění má být menší než nahoře udané, totiž

$$\Delta t_- = D/(c + v_0) \doteq \Delta t(1 - \beta_0) = \Delta t - \delta \Delta t,$$

$$\beta_0 = v_0/c, \quad \Delta t = D/c, \quad \delta \Delta t = \beta_0 \Delta t.$$

Obdobně v půli roku následující po konjunkci Země a Jupitera v protější poloze (ve směru $-\mathbf{v}_0$ od Slunce) by zpoždění zatmění mělo být větší:

$$\Delta t_+ = D/(c - v_0) \doteq \Delta t(1 + \beta_0) = \Delta t + \delta \Delta t.$$

Rozdíl

$$\Delta t_+ - \Delta t_- = 2\delta \Delta t = 2\beta_0 \Delta t$$

je právě „Maxwellův efekt“, z něhož by se měla dát určit absolutní rychlost Slunce v_0 . Měření, jejichž přesnost je řádově 1 s, však neukázala žádné pozorovatelné odchylky od Römerovy hodnoty $\Delta t = D/c$.

Příčina „nepozorovatelnosti“ Maxwellova efektu by ovšem mohla být prostě v tom, že rychlost v_0 nepřesahuje několik set km s⁻¹. Existuje však ještě jiný závažný důvod, a tím je závislost „chodu“ pozemských hodin na rychlosti $\mathbf{v}$ pohybu Země vůči éteru.

Shora vypočtené doby $\Delta t_{\pm}$ jsou totiž udány v absolutním čase. Hodiny pozorovatele zatmění však ukazují „vlastní“ čas τ . Přírůstky jejich „údajů“ jsou $d\tau = \gamma_{(v)}^{-1} dt$ a lze snadno ukázat, že během půl roku, kdy Země přechází z konjunkce s Jupiterem do opozice, je zpoždění nebo předběhnutí hodin vždy právě takové že vyrovná vliv, který předpovídal Maxwell (viz Ú 14).

4.2. KLASICKÉ TERESTRICKÉ METODY MĚŘENÍ RYCHLOSTI SVĚTLA

Všimněme si nyní blíže terestrických metod měření rychlosti světla. Při klasických metodách (Fizeau 1849, Foucault 1862, Michelson 1925) se měří pouze doba, kterou světelný signál potřebuje, aby došel z místa A do B a zpět. Vystačí se při tom s jedněmi hodinami v místě A . V místě B je pouze zrcadlo.

Nejprve zase předpokládejme, že trať AB délky l má směr $\mathbf{v}$ absolutní rychlosti Země a že hodiny měří absolutní čas. Doba potřebná na cestu ABA je zřejmě

$$\Delta t_{\parallel} = \Delta t_+ + \Delta t_- = l/(c - v) + l/(c + v).$$

Zavedeme-li ještě označení $\Delta t = l/c$, $\beta = v/c$ a $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, máme

$$\Delta t_{\parallel} = 2 \Delta t \cdot \gamma^2 \doteq 2 \Delta t \cdot (1 + \beta^2) \quad (19)$$

Z délky l a doby $\Delta t_{\parallel}$ lze určit střední podélnou rychlost

$$c_{\parallel} = 2l/\Delta t_{\parallel} = c\gamma^{-2} = c(1 - \beta^2). \quad (19a)$$

Vezměme ještě případ, kdy je trať AB kolmá ke směru $\mathbf{v}$. V tomto případě je

$$\Delta t_{\perp} = 2l/u',$$

kde u' je paprsková rychlost světla ve směru relativního paprsku $\mathbf{e}'$, který má směr AB , tj. $\mathbf{e}' \perp \mathbf{v}$. Poněvadž vektory $c\mathbf{N}$, $\mathbf{v}$, $u'\mathbf{e}'$ tvoří pravoúhlý trojúhelník ($c\mathbf{N}$ je přepona), plyne $u' = (c^2 - v^2)^{\frac{1}{2}} = c\gamma^{-1}$. Totéž dostaneme i ze vzorce (7b) dosadíme-li tam $\mathbf{N} \cdot \mathbf{v} = (v/c)v$. Pro $\Delta t_{\perp}$ a $c_{\perp}$ tedy vycházejí vzorce

$$\Delta t_{\perp} = 2 \Delta t \cdot \gamma \doteq 2 \Delta t \cdot (1 + \frac{1}{2}\beta^2) \quad (20)$$

a

$$c_{\perp} = 2l/\Delta t_{\perp} = u' = c\gamma^{-1} \doteq c(1 - \frac{1}{2}\beta^2). \quad (20a)$$

Jiný způsob výpočtu dob $\Delta t_{\parallel}$ a $\Delta t_{\perp}$ viz v Ú 15. Při obecné orientaci paprsku $\mathbf{e}'$ (trati AB) vůči rychlosti $\mathbf{v}$ vychází hodnota $c_{\text{stř}}$ mezi $c_{\parallel}$ a $c_{\perp}$ (viz Ú 16).

Ze vzorců (19a) a (20a) vidíme, že veličiny $c_{\parallel}$ a $c_{\perp}$ se liší od rychlosti c světla vůči éteru a navzájem jen o veličiny řádu $c\beta^2$. Při $v = 30 \text{ km s}^{-1}$ je rozdíl $c_{\perp} - c_{\parallel} \doteq \frac{1}{2}c\beta^2 = 150 \text{ cm s}^{-1}$. Nejpresnější dnešní měření rychlosti světla [17] dávají hodnotu $c_{\text{měř.}} = (299.792,9 \pm 0,2) \text{ km s}^{-1}$. Chyba měření tedy ještě daleko přesahuje rozdíl $c_{\perp} - c_{\parallel}$ očekávaný při $v = 30 \text{ km s}^{-1}$.

Výrazy (19) a (20) jsou přesto velmi důležité, neboť z nich členy 2. řádu (na rozdíl od „jednosměrného“ Maxwellova členu 1. řádu $\delta\Delta t$) nezmizí vlivem pohybu na chod hodin. Přihlédneme-li k tomu, že použité hodiny měří „vlastní čas“ $\bar{t} = \gamma^{-1}t$, dostaneme sice podle (20)

$$\Delta \bar{t}_{\perp} = \gamma^{-1} \Delta t_{\perp} = 2 \Delta t = 2l/c$$

(jako při $v = 0$), ale podélný efekt nezmizí, neboť podle (19)

$$\Delta \bar{t}_{\parallel} = 2 \Delta t \cdot \gamma \doteq 2 \Delta t(1 + \frac{1}{2}\beta^2).$$

Důležitý rozdíl

$$\Delta \bar{t}_{\parallel} - \Delta \bar{t}_{\perp} \doteq \Delta t_{\parallel} - \Delta t_{\perp} \doteq \Delta t \cdot \beta^2 = (l/c)(v/c)^2$$

zůstává, až na veličiny vyššího řádu zachován.

Tento efekt 2. řádu nabízel *nadějnou cestu k určení rychlosti Země vůči éteru*. Bylo pouze zapotřebí nalézt vhodnou metodu měření, která by umožnila zjistit rozdíl $\Delta t_{\parallel} - \Delta t_{\perp}$ s dostatečnou přesností. Takovou experimentální metodu navrhl opět Maxwell (1879) a první dostatečně přesné měření vykonal Michelson společně s Morleyem r. 1887. Jejich pokus se stal jedním z nejslavnějších v historii fyziky.

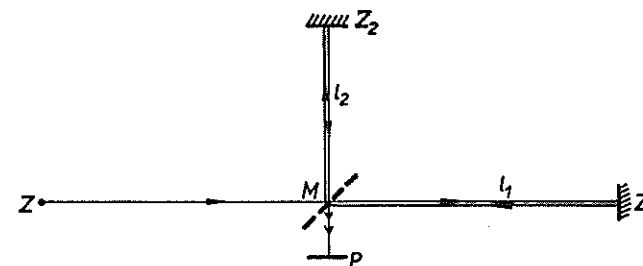
4.3. POKUS MICHELSONŮV. LORENTZOVA KONTRAKCE

Při vzdálenosti $l = 30 \text{ m}$ a rychlosti $v = 30 \text{ km s}^{-1}$ se rozdíl

$$\Delta t_{\parallel} - \Delta t_{\perp} = lv^2/c^3 = 10^{-15} \text{ s}.$$

To je právě asi poloviční kmitová doba žlutého světla. Je proto nasnadě pokusit se zjistit ji interferometricky v uspořádání podle obrázku 7.

Monochromatické světlo ze zdroje Z dopadá v místě M na polopropustné zrcátko skloněné k dopadajícímu relativnímu paprsku pod úhlem 45° . Část světla jím projde a proběhne vzdálenost l_1 k zrcadlu Z_1 a zpět k M , kde se část odrazí ve směru k stínítku P . Obdobně lze popsat postup světla na cestě ZMZ_2MP . Při odrazech relativních paprsků platí obyčejný zákon odrazu (viz Ú 6) a frekvence světla v bodech pevných vůči Zemi se při odraze na zrcadlech, rovněž pevných vůči Zemi, nemění (viz Ú 11 při $v' = 0$). Paprsky přicházející ke stínítku P mohou tedy interferovat a na-



Obr. 7.

stavením vhodné polohy zrcadel lze na stínítku vytvořit např. interferenční proužky kolmé k nákrese rovině obr. 7. Poloha kroužků na stínítku závisí na *fázovém* rozdílu, který je úměrný časovému rozdílu $\Delta t_1 - \Delta t_2$.

Je-li rameno l_1 ve směru $\mathbf{v}$, dostáváme použitím přesných výrazů (19) a (20)

$$\delta t_{(I)} = (\Delta t_1 - \Delta t_2)_I = 2c^{-1}(\gamma^2 l_1 - \gamma l_2). \quad (21)$$

Je-li rameno l_2 ve směru $\mathbf{v}$, dostáváme podobně

$$\delta t_{(II)} = (\Delta t_1 - \Delta t_2)_{II} = 2c^{-1}(\gamma l_1 - \gamma^2 l_2). \quad (22)$$

Při otočení aparatury z polohy (I) do polohy (II) se tedy časový rozdíl $\Delta t_1 - \Delta t_2$ změní o

$$\delta t_{(II)} - \delta t_{(I)} = 2(l_1 + l_2) c^{-1}(\gamma - \gamma^2) \doteq -\beta^2 c^{-1}(l_1 + l_2).$$

Fázový rozdíl obou paprsků v místě stínítka by se tedy měl změnit o

$$\delta F = 2\pi\nu_{(P)}(\delta t_{(II)} - \delta t_{(I)}) \neq 0, \quad (23)$$

a interferenční proužky na stínítku by se měly posunout.

Pokus se dělá tak, že se celý přístroj, namontovaný na pevné desce plovoucí v nádobě se rtutí (aby se zabránilo otřesům), opatrně otáčí. Michelsonova a Morleyova měření z r. 1887 byla tak přesná, že by se dal zjistit i posuv 100-krátě menší než očekávaný, tj. odpovídající rychlosti $v = 30 \text{ km s}^{-1}$. Výsledek pokusu však byl „záporný“; žádný posuv proužků nebylo možno zjistit.

Michelsonův pokus byl mnohokrátě opakován v přesnějším provedení s interferometry zhotovenými z různých materiálů, s různými zdroji světla (i mimozemskými), v různých denních i nočních dobách. Výsledky byly rovněž „záporné“. Pouze Miller, který konal v Pasadeně systematická pozorování v třicátých letech, nacházel různé malé posuvy odpovídající rychlosti Země několik km s^{-1} . Chyba v Millerových měřeních byla zjištěna teprve po 25 letech důkladným statistickým rozbořem protokolů o jeho měřeních [18].

K vysvětlení výsledku Michelsonova experimentu navrhli Fitzgerald, Larmor a nezávisle na nich Lorentz tzv. kontrakční hypotézu, podle níž se rozměry všech těles ve směru jejich rychlosti vůči éteru zkracují $(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ -krátě, a to nezávisle na materiálu tělesa. Lorentzovu kontrakční hypotézu lze tedy vyjádřit vzorcí

$$l_{\parallel} = l_{\parallel 0} \gamma^{-1}, \quad l_{\perp} = l_{\perp 0}, \quad (24)$$

kde $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\beta = v/c$ a $l_{\parallel 0}$, $l_{\perp 0}$ jsou příslušné rozměry tělesa při $v = 0$, tj. v klidu vůči éteru.

Pozorovatel, který se pohybuje s tělesem, nemůže kontrakci zjistit, protože stejně jako rozměry tělesa se zkracuje i jeho délkové měřítko.

(Naměří $l_{\parallel} = \gamma l_{\parallel 0}$, $l_{\perp} = l_{\perp 0}$).

Nulový výsledek Michelsonova pokusu lze na základě kontrakční hypotézy vyložit takto: Ve vzorcích (21) a (22) se předpokládá, že délky l_1 a l_2 jsou skutečné délky ramen. Pozorovatel ovšem měřil ramena přístroje měřítkem, jehož skutečná délka závisí na jeho orientaci vůči směru $\mathbf{v}$ podle (24). Nalezl měrná čísla $l_1 = l_{10}$, $l_2 = l_{20}$ nezávislá na orientaci přístroje; a protože se domníval, že má „dobré měřítko“, položil $l_1 = l_1$, $l_2 = l_2$ v případě (I) i (II) a čekal nenulový výsledek podle (23). Správně měl v případě (I) měrná čísla převést na skutečné délky podle (24) vztahy

$$l_1 = l_1 \gamma^{-1}, \quad l_2 = l_2$$

(neboť číslo l_1 naměřil zkráceným měřítkem), a na základě vzorce (21) očekávat časový rozdíl

$$\delta t_{(I)}^{(a)} = 2\gamma c^{-1}(l_1 - l_2). \quad (21a)$$

V případě (II) měl položit

$$l_1 = l_1, \quad l_2 = l_2 \gamma^{-1},$$

a podle (22) očekávat časový rozdíl

$$\delta t_{(II)}^{(a)} = 2\gamma c^{-1}(l_1 - l_2), \quad (22a)$$

tj. stejný jako (21a), v soulase s výsledkem pokusu.

O kontrakční hypotéze samotné lze obecně říci, že kvalitativně „zapadá“ do rámce Lorentzovy teorie stejně dobře jako obecná hypotéza o zpomalování chodu hodin formulovaná v předcházejícím odstavci. Podle Lorentzovy teorie (na rozdíl od Newtonovy mechaniky) vlastně nelze očekávat, že rozměry těles budou zcela nezávislé na rychlosti jejich (rovnoměrného translačního) pohybu vůči éteru, neboť síly elektromagnetické povahy působící mezi elektricky nabitými částicemi v tělese na té rychlosti závisí. Podrobnější dynamický výklad kontrakce viz v odst. 5.1. V odst. IV 5 uvidíme, že kontrakční zákon (24) platí i v teorii relativity, kde se ovšem může jednoznačně odvodit z jejich základních principů. Platí tam také v podstatně širším smyslu než v jakém byl původně zaveden do Lorentzovy teorie.

4.4. POKUS KENNEDYŮV-THORNDIKEŮV

Ze vzorců (21a) a (22a) je vidět, že po zavedení kontrakční hypotézy časový rozdíl $\delta t^{(a)} = 2\gamma c^{-1}(l_1 - l_2)$ sice už nezávisí na orientaci přístroje, ale při nestejných ramenech l_1 a l_2 stále ještě závisí na velikosti jeho rychlosti $\mathbf{v}$ vůči éteru. Rychlost pohybu přístroje se mění během dne (je-li translační rychlost Země toho dne od nuly různá) a také během roku (je-li rychlost $\mathbf{v}_0$ Slunce vůči éteru od nuly různá). Změna časového rozdílu $\delta t^{(a)}$ závisí nejen na změně veličiny $\beta = v/c$, ale i na β samotném, neboť

$$d\delta t^{(a)} = 2c^{-1}(l_1 - l_2) \gamma^3 \beta d\beta. \quad (25)$$

Jak je patrné, při větším β je výraz (25) „citlivější“ na danou změnu $d\beta$.

Je tedy zřejmé, že kontrakce (24) sama ještě nevyklučuje, že by se rychlost $\mathbf{v}$ mohla určit Michelsonovým interferometrem s nestejnými rameny. Kennedy a Thorndike [19] proto roku 1932 opakovali Michelsonův pokus a volili ramena l_1 a l_2 jak jen mohli rozdílná. Celý interferometer byl zhotoven z taveného křemene, uložen ve vakuu, teplota udržována konstantní s přesností $0,001^\circ\text{C}$ a zdroj světla (speciální

rtuťová lampa) měl velmi ostrý a stálý kmitočet. Malé denní změny veličiny β , způsobené rotací Země kolem vlastní osy, mohly by se při pokuse projevit teprve při $v \geq 300 \text{ km s}^{-1}$, roční změny však již při $v_0 \geq 3 \text{ km s}^{-1}$.

Výsledek pokusu byl opět „negativní“. Nepodařilo se spolehlivě zjistit žádné změny veličiny β . Přesněji řečeno, rozbor asi tří set pečlivých pozorování ukázal, že Slunce má vůči éteru rychlost $v_0 = (10 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$. Autoři ve zprávě shora citované soudí, že při větším počtu měření by byl výsledek $v_0 = 0$. Vzhledem k tomu, že hvězdy se většinou navzájem pohybují rychlostmi asi 100 km s^{-1} , je velmi nepravděpodobné, že právě naše Slunce je vůči éteru prakticky v klidu; proto bylo nutné jiné, věrohodnější vysvětlení výsledku tohoto pokusu. To lze skutečně snadno udat.

Zmíněný rozbor pozorování se totiž dělal za předpokladu, že kmitová doba $T_{(z)}^*$ zdroje světla (atomu rtuti) nezávisí na jeho rychlosti v . Jestliže však perioda $T_{(z)}^*$ závisí na v podle vzorce

$$T_{(z)}^* = \gamma T_{(z)0}^*, \quad (26)$$

pak poměr $\delta t^{(a)}/T_{(z)}^*$, který určuje interferenční obraz, je na rychlosti v nezávislý. (Viz též Ú 17.) Kennedy a Thorndike tak první experimentálně zjistili zpomalování chodu atomových „hodin“ podle zákona (26) $\equiv$ (17b).

Vidíme tedy, že ani z vlivů 2. řádu (19) a (20) nelze určit rychlost Země vůči éteru. Podle Lorentzovy teorie je nezdar způsoben jednak zkracováním rozměrů těles (i délkových měřitek) podle zákona (24), jednak zpomalováním chodu hodin podle zákona (26), popř. (17a).

4.5. POKUSY O URČENÍ RYCHLOSTI SVĚTLA V JEDNOM SMĚRU

Vraťme se nyní k „přímým“ měřením rychlosti světla. Při Fizeauově metodě se délka trati $AB \parallel v$ měří zkráceným měřítkem a naměřená „délka“ tedy je $l_{\parallel} = \gamma l_0$. Doba od vyslání do návratu signálu se měří zpomaleně jdoucími hodinami a naměří se tedy „doba“ $\Delta t_{\parallel} = \gamma^{-1} \Delta t_0$. Experimentálně určená střední podélná rychlost světla je tedy vlastně veličina

$$\bar{c}_{\parallel} = 2l_{\parallel}/\Delta t_{\parallel} = (2l_0/\Delta t_0) \gamma^2 = c. \quad (19a)$$

(Poslední rovnost podle (19a).) Podobně se při $AB \perp v$ naměří délka $l_{\perp} = l_0$ a doba $\Delta t_{\perp} = \gamma^{-1} \Delta t_0$, takže určená rychlost je

$$\bar{c}_{\perp} = 2l_{\perp}/\Delta t_{\perp} = (2l_0/\Delta t_0) \gamma = c. \quad (20a)$$

V obou případech se tedy rychlost $c_{\text{měř.}} = c$, tj. rovná se rychlosti světla vůči éteru. Uvažovanými, klasickými terestrickými metodami měření střední rychlosti světla (tam a zpět) by se tedy nemohla zjistit rychlost Země vůči éteru, ani kdyby měření byla dostatečně přesná.

Až donedávna nebylo ani pomyšlení na terestrická měření paprskové rychlosti světla u' jen v jednom směru $A \rightarrow B$. K takovým pokusům je totiž nutno mít alespoň dvoje velmi přesné (stabilně, pravidelně) jdoucí hodiny. Abychom si mohli učinit představu o přesnosti, která se u hodin teoreticky vyžaduje, a srovnat to s dnešními praktickými možnostmi, rozebereme v zásadě nejjednodušší uspořádání pokusu, které nedávno navrhl Rapier [20].

Na Zemi opět volíme dvě místa A a B , jejichž vzdálenost je l (např. 30 km). Z místa A do B i obráceně se mají posílat kratinké světelné signály a má se měřit jak doba Δt_{AB} , tak i doba Δt_{BA} . Okamžiky vyslání a příchodu signálu se mají automaticky zaznamenávat na místních hodinách v místech A i B . K pokusu bychom tedy potřebovali dvoje přesně synchronizované hodiny (jedny v místě A druhé v B), ukazující absolutní čas. Hodiny nelze ovšem při tomto pokuse synchronizovat elektromagnetickými (světelnými) signály, neboť jeho účelem právě je změřit rychlost takových signálů na cestě AB i na cestě BA . Hodiny se tedy musí synchronizovat pokud jsou na totéž místě, např. v místě A , a potom jedny z nich přenést do místa B .

Předpokládejme nejprve, že bychom měli „absolutní hodiny“ (tj. hodiny, jejichž „chod“ nezávisí na rychlosti jejich pohybu vůči éteru) a zajímejme se jen o to, jak přesně stabilní (pravidelný) by musel být jejich chod. Zřejmě stačí uvažovat jen ten případ, kdy trať AB má směr rychlosti Země v . Pak je

$$\Delta t_{AB} = \Delta t_+ = l/(c - v), \quad \Delta t_{BA} = \Delta t_- = l/(c + v)$$

a při $l = 30 \text{ km}$ jsou obě doby řádově 10^{-4} s . Tyto doby je však nutno změřit tak přesně, aby se mohl spolehlivě zjistit jejich rozdíl, který je dán výrazem $2lv/c^2$ a při $v = 30 \text{ až } 300 \text{ km s}^{-1}$ je tedy řádově rovný 10^{-8} až 10^{-7} s . S takovou přesností by naše hodiny v místech A a B musely jít synchronně.

Dnes již máme „molekulární“ (čpavkové) i atomové (vodíkové) hodiny (viz např. [16]), jejichž chod je tak pravidelný, že poměrné výchylky jejich kmitočtu popř. kmitové doby $\delta\nu^*/\nu^* = -\delta T^*/T^*$, způsobené nevyhnutelnými rušivými vlivy, se i po několik hodin udržují pod hodnotou 10^{-12} až 10^{-11} . Předpokládejme, že takové hodiny by se mohly opatrně přenést z místa A do B asi za čtvrt hodiny ($\approx 10^3 \text{ s}$). Za tu dobu by se tedy dvoje takové, stejné hodiny „nerozešly“ účinkem rušivých vlivů více než o 10^{-9} až 10^{-8} s . To by v příznivém případě ($v > 30 \text{ km s}^{-1}$) byla dostatečná přesnost k tomu, aby pokus mohl mít úspěch.

I v takovém případě by však byl výsledek skutečného pokusu „záporný“, tj. nepodařilo by se zjistit žádný rozdíl mezi změřenými rychlostmi světla na cestách AB a BA , nezávisle na tom, jaká je rychlost $v < c$: naše molekulární nebo atomové hodiny nejsou totiž „absolutní“, nýbrž jejich chod se řídí zpomalovacím zákonem (17a), popř. (17b). Ukažme si nejprve, jaký vliv to má, když se takové hodiny synchronizují přenášením v systému spojeném se Zemí.

V absolutním čase $t = 0$ nechť jsou oboje naše hodiny v místě A a ukazují svůj „čas“ $\bar{t}(0) = 0$. V čase t ty hodiny, které zůstávají v místě A , ukazují „vlastní čas“ $\bar{t}_{(A)}(t) = \gamma_{(v)}^{-1}t$. Druhé hodiny začneme v čase $t = 0$ přenášet do místa B ve

směru $\mathbf{v}$. Pohybují se přitom vůči éteru rychlostí $v + \Delta v$, a do místa B dospějí v čase $t = l/\Delta v$. Při příchodu do B tedy ukazují „vlastní čas“

$$\begin{aligned} \bar{t}_{(B)}(t) &= t[1 - (v + \Delta v)^2/c^2]^{\frac{1}{2}} = \\ &= t\gamma_{(v)}^{-1}[1 - \gamma_{(v)}^2 c^{-2}(2v\Delta v + (\Delta v)^2)]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Poněvadž se hodiny přenášejí po trati AB prakticky velmi malou rychlostí Δv (teoreticky „nekonečně pomalu“), můžeme ve výrazu $\bar{t}_{(B)}(t)$ zanedbat členy úměrné $(\Delta v)^2$ a psát

$$\bar{t}_{(B)}(t) \doteq t\gamma_{(v)}^{-1}[1 - \gamma_{(v)}^2 c^{-2}v\Delta v] = \bar{t}_{(A)}(t) - c^{-2}v l \gamma_{(v)}.$$

Při dostatečně malém Δv platí poslední výraz s libovolnou přesností. Po přenesení do B jdou hodiny H_B opět stejně rychle jako H_A , ale zůstávají proti nim *opožděny o konstantní „údaj“* $\delta \bar{t}_{(B)} = c^{-2}l v \gamma_{(v)}$, který při „nekonečně pomalém“ přenášení závisí jen na vzdálenosti l a (neznámé) rychlosti Země v .

Všimněme si, že při $v = 0$ je $\bar{t}_{(B)}(t) = \bar{t}_{(A)}(t) = t$. Myšlený pozorovatel, který by byl v klidu vůči éteru, mohl by tedy používat našich hodin k měření absolutního času a synchronizovat si je v různých pevných místech svého systému nekonečně pomalým přenášením. (Mohl by ovšem také používat k synchronizaci hodin světelných signálů, neboť vůči éteru se světlo šíří všemi směry stejnou rychlostí c .)

Veličiny t , l , v , $v + \Delta v$ v předchozích formulích „měřil“ takový myšlený, absolutně klidný pozorovatel. Protože trať AB je v pohybu rychlostí v ve směru $A \rightarrow B$, je délka $l = \gamma_{(v)}^{-1} l_0$ (podle kontrakční hypotézy (24)). Zavedeme-li tedy místo l „vlastní“ délku $l = \gamma l = l_0$, kterou naměří pozemský pozorovatel svým zkráceným měřítkem, můžeme výraz pro $\bar{t}_{(B)}(t)$ zapsat též ve tvaru

$$\bar{t}_{(B)}(t) \doteq \bar{t}_{(A)}(t) - c^{-2}v l = \gamma^{-1}t - c^{-2}v l. \quad (27)$$

Nyní můžeme přistoupit k rozboru toho, co se děje, když pozemský pozorovatel měří rychlost světla na trati AB . Pokus začne po přenesení hodin $H_{(B)}$ do místa B a světelný signál vyjde z A v absolutním čase t . Do místa B dojde v absolutním čase $t + \Delta t_+$, za dobu

$$\Delta t_+ = l/(c - v) = (l/c)(1 + \beta) \gamma^2 = (l/c)(1 + \beta) \gamma. \quad (28)$$

Odečtením záznamů na hodinách $H_{(A)}$ a $H_{(B)}$ pozorovatelé ovšem zjistí, že signál byl na cestě dobu

$$\Delta \bar{t}_+ \equiv \bar{t}_{(B)}(t + \Delta t_+) - \bar{t}_{(A)}(t), \quad (29)$$

a z toho určí „rychlost světla“

$$\bar{c}_{AB} = l/\Delta \bar{t}_+. \quad (30)$$

Dosažením z (27) a (28) do (29) však plyne

$$\Delta \bar{t}_+ = \gamma^{-1}(t + \Delta t_+) - l v/c^2 - \gamma^{-1}t = l/c, \quad (29a)$$

a vzorec (30) pak dává

$$\bar{c}_{AB} = c. \quad (30a)$$

Tytéž hodnoty vycházejí i pro $\Delta \bar{t}_-$ a $\bar{c}_{BA}$, a rovněž při libovolné orientaci trati AB vůči rychlosti Země $\mathbf{v}$ (viz též Ú 18). Je-li $AB \perp \mathbf{v}$, vyplývá to také již z „dvojsměrného“ vzorce (20a), neboť v tom případě musí být $\bar{c}_{AB} = \bar{c}_{BA} = \bar{c}_\perp = c$.

Při rozboru pokusu jsme předpokládali, že trať AB leží ve vakuu. Vzniká ovšem otázka, jak by pokus dopadl, kdyby trať probíhala hmotným prostředím strhujícím světlo. Teoretický rozbor takového pokusu i pokus sám však ukazují, že ani v tom případě se rychlost $\mathbf{v}$ pohybu Země neprojeví a to následkem speciální hodnoty strhovacího koeficientu η . (Viz Ú 19, 20.)

Uspořádání „jednosměrného“ pokusu, které navrhl Rapier, je nejjednodušší pouze v zásadě. Prakticky výhodnější uspořádání takových pokusů navrhli Strachovskij (viz např. [16]) a Carnahan [21]. Podle nich se nemají přímo měřit doby, které signál potřebuje na cestu AB nebo BA , a není proto nutné mít v místech A a B synchronizované hodiny (oscilátory). Požadavky na přesnost hodin (frekvenční stálost oscilátorů) jsou však stejně přísné, $\Delta \nu^*/\nu^* \approx 10^{-12}$. Pokusy jsou uspořádány tak, že se oscilace hodin $H_{(A)}$ přenášejí elektromagnetickou vlnou do místa B , kde se signál vhodným způsobem skládá s oscilacemi místních hodin $H_{(B)}$. Výsledek skládání (např. tvar Lissajousova obrazce na oscilografu) závisí na fázovém zpoždění signálu, a to je určeno dobou, kterou signál potřebuje na cestu AB . Změny této doby, způsobené změnou orientace směru AB vůči směru rychlosti Země $\mathbf{v}$, by se projevíly změnou tvaru Lissajousova obrazce. Žádný z uvedených „jednosměrných“ pokusů nebyl dosud prakticky proveden, ale výsledky všech by nepochybně byly „záporné“, poněvadž by se vyvážily účinky vyvolané jednak změnou rychlosti světla, jednak zpoždováním nebo předbíháním hodin při jejich přemísťování (podle vztahu (27)).

Zbývá ještě otázka, zda lze měřením rychlosti světla určit nerovnoměrný (např. rotační) pohyb zvoleného (neinerciálního) systému. Teoretický rozbor i pokus ukazují (viz Ú 21), že skutečně je to možné. Není to ovšem nic divného, neboť takový pohyb systému se dá určit i na základě jevů mechanických (tj. řídicích se zákony Newtonovy mechaniky).

Souhrnem je možno říci, že rychlost rovnoměrného, translačního pohybu systému vůči éteru nedovolují určit ani pokusy založené na měření rychlosti světla vůči zvolenému systému. Z hlediska Lorentzovy teorie je příčina toho v tom, že pohyb vůči éteru zkresluje výsledky našich délkových a časových měření (působením na délku měřítka a chod hodin) takovým způsobem, že z nich určená rychlost světla je stejná jako vůči éteru. To má též ten důsledek, že pozorovatel v libovolném inerciálním systému může synchronizovat své hodiny (z hlediska Lorentzovy teorie ovšem zkres-

leně) též světelnými signály místo nekonečně pomalým přenášením hodin. Obě metody jsou rovnocenné. Později uvidíme, že tyto způsoby synchronizace hodin v pohybujícím se inerciálním systému jsou skutečně *správnou* synchronizací. Ke stejné synchronizaci vedou i metody založené na principu mechanickém, např. způsob používající za signál stejné střely vystřelované v různých směrech stejným nábojem ze stejné pušky klidné vůči zvolenému inerciálnímu systému. K problému synchronizace hodin se vrátíme v kap. IV.

4.6. JEVI A POKUSY DOKAZUJÍCÍ NEZÁVISLOST RYCHLOSTI SVĚTLA NA POHYBU ZDROJE

K dokreslení obrazu empirické situace vytvořené výsledky popsaných *optických* pokusů a k podepření závažnosti důsledků z nich vyvozených bude vhodné dodat k předchozímu výkladu ještě několik poznámek. Především lze výsledky některých pokusů vyložit též na základě tzv. „balistické hypotézy“, podle níž se světlo šíří konstantní rychlostí c pouze *vůči svému zdroji*. Takový teoretický předpoklad (na rozdíl od Lorentzova předpokladu konstantní rychlosti světla *vůči éteru*) umožňuje např. snadno vyložit, proč se světlo z pevného pozemského zdroje šíří vůči Zemi všemi směry stejnou rychlostí, a tím i vysvětlit neúspěch pokusů, které měly ukázat rozdíly v rychlostech světelných signálů v různých směrech. Není k tomu třeba žádných dodatečných hypotéz o zkracování rozměrů těles a zpomalování chodu hodin vlivem jejich pohybu vůči éteru.

Teorii elektromagnetických jevů založenou na „balistické hypotéze“ obhajoval počátkem tohoto století – proti Maxwellově-Lorentzově teorii i proti Einsteinově teorii relativity – významný švýcarský teoretik Ritz [22]. Musela však být opuštěna již v samotných začátcích, neboť pozorování a pokusy brzy vyvrátily její základní předpoklad. Podle balistické hypotézy má světlo hvězdy, která se k nám blíží, postupovat k nám rychleji než světlo hvězdy, která se od nás vzdaluje. Jak ukázal holandský astronom de Sitter, je tento předpoklad v rozporu s výsledky pozorování dvojhvězd, hlavně tzv. zákrytových proměnných. Jejich svítící složky (trabanty), obíhající kolem tmavého tělesa a jím periodicky zakrývané, se k nám střídavě přibližují a zase od nás vzdalují. Kdyby světlo vyslané v různých fázích pohybu takového trabanta postupovalo k nám různými rychlostmi, byl by časový průběh změn jasnosti dvojhvězdy jiný, než jaký odpovídá pohybu podle zákonů Newtonovy mechaniky a gravitační teorie. Nic takového však nebylo zjištěno a de Sitter došel rozбором pozorování k závěru, že *pohybem zdroje se nemění rychlost světla více než o tisícinu rychlosti zdroje*.

Proti de Sitterovu závěru namítali stoupenci balistické hypotézy, že dvojhvězdy mohou být obklopeny klidným plynovým oblakem a že světlo nepřichází přímo od pohybujícího se trabanta, nýbrž ze svítícího oblaku, a proto k nám postupuje stejnou rychlostí ve všech fázích pohybu trabanta. Tato námitka je však vyvrácena pozorováním dvojhvězd, které určitě nemají takový plynový obal.

Jiný astronomický důkaz nezávislosti rychlosti světla na pohybu zdroje podala pozorování aberace extragalaktických mlhovin, které se od nás vzdalují velkou rychlostí ($\approx 10^4 \text{ km s}^{-1}$) [23]. Kdyby byla balistická hypotéza správná, muselo by světlo přicházející k nám z těchto spirálních mlhovin mít vůči inerciálnímu systému spojenému se Sluncem podstatně menší rychlost než světlo stálé. To by se muselo projevit tím, že by aberace spirálních mlhovin byla větší než aberace hvězd. Nic takového nebylo zjištěno. Aberace všech nebeských objektů v dané oblasti oblohy je naprosto stejná.

V poslední době byla nezávislost rychlosti světla na rychlosti zdroje zkoumána i laboratorními metodami jaderné fyziky. Při pokusu, který uspořádal Alväger a spol. [24], byla srovnávána rychlost paprsků γ , které do určitého směru vysílala jednak rychle se pohybující vzbuzená atomová jádra C^{12} , jednak klidná vzbuzená jádra O^{16} . Bylo zjištěno, že rychlost záření γ je v obou případech stejná. Nezávislost rychlosti světla na pohybu jeho zdroje byla potvrzena i řadou dalších přímých laboratorních pokusů [25, 26] s přesností $\pm 10^{-4} u'_{(z)}$.

Světlo se tedy může v daném směru vůči zvolenému systému šířit ve vakuu pouze jedinou rychlostí. To je také v plném souladu se známými spektroskopickými zkušenostmi, které svědčí o tom, že spektrální vlastnosti světla jsou úplně určeny jeho kmitočtem $\nu_{(P)}$.

5. ELEKTRODYNAMICKÉ POKUSY

5.1. POKUS TROUTONŮV-NOBLEŮV A ZÁVISLOST SIL PŮSOBÍCÍCH V HMOTNÉ SOUSTAVĚ NA JEJÍM POHYBU VŮČI ÉTERU

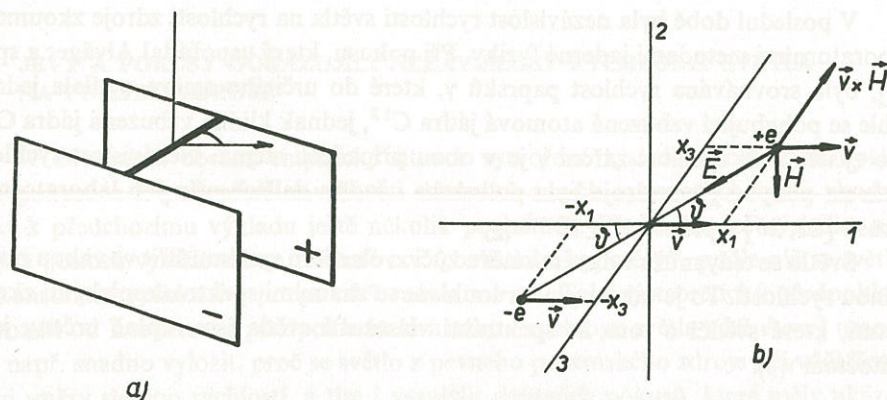
Pokusy o určení absolutního pohybu Země, jimiž jsme se zabývali v předchozích odstavcích této kapitoly, byly vesměs založeny na zkoumání vlivu hledaného pohybu na kinematické parametry elektromagnetické (světelné) vlny. Viděli jsme, že tyto pokusy sice neumožnily určit rychlost translačního pohybu Země vůči éteru, ale poskytly nám jiné důležité empirické informace a přivedly nás k formulaci jistých hypotéz nebo zákonů, které podstatně doplnily původní Lorentzovu teorii.

Takovými pokusy se však ještě nevyčerpávají všechny možnosti jak určit rychlost pohybu Země vůči éteru. Je možná a také byla navržena i provedena řada *laboratorních pokusů založených na zkoumání tzv. elektrodynamických jevů v užším smyslu*. Tím se obecně rozumí dynamické účinky a jevy vyvolané absolutním pohybem Země v makroskopických hmotných tělesech nebo vhodných soustavách takových těles nesusoucích statické, makroskopické, elektrické náboje nebo stacionární či kvazistacionární, vodivé nebo konvekční elektrické proudy apod.

Kromě toho jsou možné (a byly provedeny) pokusy, které lze nazvat „opticko-dynamickými“, neboť svým charakterem leží mezi skupinou pokusů „opticko-

-kinematických“ a „elektrodynamických“ v užším smyslu. Sem patří např. pokus Rayleighův-Braceův (z r. 1904), při němž se zkoumalo, zda nejsou látky, které obvykle pokládáme za opticky izotropní (např. kapaliny), ve skutečnosti opticky dvojlomné v důsledku Lorentzovy kontrakce ve směru pohybu Země vůči éteru.

Výsledky všech takových pokusů byly „záporné“, tj. nebyly zjištěny žádné vlivy pohybu Země. Pozorované jevy probíhají přesně tak, jako kdyby laboratoř byla vůči éteru v klidu.



Obr. 8.

Není třeba a nebylo by účelné, abychom takových elektrodynamických pokusů popisovali a rozebírali větší počet, neboť výklad jejich výsledků (nutně vesměs „záporných“) vyplyne z úplné, obecné teorie nezávisle na jejich speciálním uspořádání. Všimneme si blíže jen jednoho pokusu, který je v zásadě nejjednodušší a nejdůležitější, a má mezi „elektrodynamickými“ (v užším smyslu) podobně významné postavení jako pokus Michelsonův mezi „optickými“. Je to Troutonův-Nobleův pokus z r. 1903 se zavěšeným a kolem závěsu volně otáčivým deskovým kondenzátorem (viz obr. 8a).

Pro teoretický rozbor si skutečné uspořádání pokusu zjednodušíme podle schématu na obr. 8b. Plošné náboje na deskách kondenzátoru jsme si nahradili prakticky bodovými tělísky s náboji $-e$, $+e$ spojenými pevnou izolační tyčí, která má délku $r = |\mathbf{r}|$, $\mathbf{r} = 2\mathbf{x}$. Intenzity pole vzbuzené nábojem $-e$ v místě, kde je náboj $+e$, si označíme prostě $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$.

Budiž nejprve $\mathbf{v} = 0$, tj. celá soustava v klidu vůči éteru. V tom případě je

$$\mathbf{E}_0 = -e r_0^{-3} \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{H}_0 = 0, \quad (31)$$

a síla elektrického původu na náboj $+e$ je

$$\mathbf{f}_0^{(E)} = e \mathbf{E}_0 = -e^2 r_0^{-3} \mathbf{r}_0. \quad (32)$$

Síla na náboj $-e$ je ovšem $-\mathbf{f}_0^{(E)}$. Obě síly jsou centrální a otáčivý moment této dvojice sil

$$\mathbf{D}_0^{(E)} = \mathbf{r}_0 \times \mathbf{f}_0^{(E)} = 0,$$

Proti oběma přitažlivým silám elektrickým působí odpudivé síly „mechanické“ přenášené izolační tyčí mezi náboji. Na tělísko s nábojem $+e$ působí síla

$$\mathbf{f}_0^{(M)} = -\mathbf{f}_0^{(E)}$$

a na záporně nabitě síla $-\mathbf{f}_0^{(M)}$. I to jsou síly centrální a otáčivý moment $\mathbf{D}_0^{(M)}$ této „mechanické“ dvojice sil je rovněž nulový. Soustava je tedy v rovnováze v každé poloze, tj. ať je úhel ϑ mezi osou 1 a příčkou jakýkoli.

Je-li celá soustava v pohybu vůči éteru konstantní rychlostí $\mathbf{v} = (\beta c, 0, 0)$, je podle (II 26a,b)

$$\mathbf{E} = -e(1 - \beta^2) q^{-3}(\mathbf{r}) \mathbf{r}, \quad \mathbf{H} = c^{-1} \mathbf{v} \times \mathbf{E}, \quad (31a)$$

a Lorentzova síla na náboj $+e$ je dána výrazem

$$\begin{aligned} \mathbf{f}^{(E)} &= e(\mathbf{E} + c^{-1} \mathbf{v} \times \mathbf{H}) = \\ &= e[(1 - \beta^2) \mathbf{E} + c^{-2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{v}] = \\ &= -e^2 \gamma^{-2} q^{-3}(\mathbf{r}) [\gamma^{-2} \mathbf{r} + c^{-2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{v}]. \end{aligned} \quad (32a)$$

Veličina $q(\mathbf{r})$ je podle (II 24a) dána vzorcem

$$q(\mathbf{r}) = (r_{\parallel}^2 + \gamma^{-2} r_{\perp}^2)^{\frac{1}{2}} = r(1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta)^{\frac{1}{2}}. \quad (33)$$

Lorentzova síla na náboj $-e$ je ovšem $-\mathbf{f}^{(E)}$. Tyto síly však nyní nejsou obecně centrální a jejich otáčivý moment

$$\mathbf{D}^{(E)} = \mathbf{r} \times \mathbf{f}^{(E)} = -(e/c)^2 \gamma^{-2} q^{-3}(\mathbf{r}) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r} \times \mathbf{v},$$

jehož velikost je

$$D^{(E)} = e^2 \beta^2 \gamma^{-2} q^{-3}(\mathbf{r}) r^2 \cos \vartheta \sin \vartheta = \frac{1}{2} e^2 r^{-1} \beta^2 \sin 2\vartheta, \quad (34)$$

je obecně nenulový.

Předpokládáme-li, že mechanické síly $\pm \mathbf{f}^{(M)}$ zůstanou centrální a jejich otáčivý moment $\mathbf{D}^{(M)} = 0$, pak musíme očekávat, že naše soustava nábojů nebude v rovnováze v libovolné poloze, ale že se bude stáčet do stabilní polohy $\vartheta = \pi/2$, $\mathbf{r} \perp \mathbf{v}$, v níž je $\mathbf{D}^{(E)} = 0$. Tento jev, stáčení kondenzátoru, by ovšem musel zjistit jak pozorovatel v klidu vůči éteru (vůči němuž se aparatura pohybuje rychlostí $\mathbf{v}$), tak pozorovatel, který se pohybuje s přístrojem.

Na deskové kondenzátory se vzorec (34) přímo použít nedá. Všimneme-li si však, že $e^2 r^{-1}$ je velikost coulombovské potenciální energie soustavy obou bodových nábojů, můžeme v případě skutečného deskového kondenzátoru očekávat vzorec

$$D^{(E)} = k\mathcal{E}\beta^2 \sin 2\vartheta,$$

v němž $\mathcal{E}$ je elektrická energie nabitého kondenzátoru a „geometrický“ koeficient k se řádově rovná 1. (Přesné výpočty skutečně vedou k tomuto vzorci s koeficienty $k \approx 1$.)

Troutonův-Nobleův pokus byl mnohokrát opakován ve zlepšené úpravě. V novějších provedeních byla aparatura již tak citlivá a pozorování tak přesná, že by se „očekávaný“ vliv dal zjistit už při $\beta \approx 10^{-6}$, tj. při rychlosti $v \approx 100 \text{ ms}^{-1}$. Nicméně výsledek všech pokusů byl vždy zcela záporný. Hledaný jev prostě neexistuje.

Tento výsledek se může vysvětlit na základě dodatečné hypotézy, že se síly všech druhů vlivem rovnoměrného translačního pohybu hmotné soustavy vůči éteru mění stejně, tj. tak jako síly elektromagnetické povahy. Chceme-li kvantitativně formulovat tento „zákon změny sil“ vlivem rovnoměrného pohybu soustavy vůči éteru, musíme nejprve vyjádřit sílu $f^{(E)}$ pomocí síly $f_0^{(E)}$. Použijeme při tom též kontrakčního zákona (24), tj. položíme

$$\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_{\parallel} + \mathbf{r}_{\perp} = \gamma^{-1} \mathbf{r}_{0\parallel} + \mathbf{r}_{0\perp}. \quad (35)$$

Podle (33) je pak

$$q(\mathbf{r}) = \gamma^{-1}(r_{0\parallel}^2 + r_{0\perp}^2)^{\frac{1}{2}} = \gamma^{-1} r_0, \quad (35a)$$

a platí též

$$(\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{v} = v r_{\parallel} \mathbf{v} = v^2 \mathbf{r}_{\parallel} = v^2 \gamma^{-1} \mathbf{r}_{0\parallel} \quad (35b)$$

Dosazením do (32a) a jednoduchou úpravou dostáváme

$$\mathbf{f}^{(E)} = -e^2 r_0^{-3} (\mathbf{r}_{0\parallel} + \gamma^{-1} \mathbf{r}_{0\perp})$$

a porovnání s (32) dává

$$\mathbf{f}^{(E)} = \mathbf{f}_{0\parallel}^{(E)} + \gamma^{-1} \mathbf{f}_{0\perp}^{(E)}, \quad (36)$$

tj.

$$f_{\parallel}^{(E)} = f_{0\parallel}^{(E)}, \quad f_{\perp}^{(E)} = \gamma^{-1} f_{0\perp}^{(E)}. \quad (36a)$$

Zavedeme tedy hypotézu, že vztah (36) platí pro všechny druhy sil působící ve statické mechanické soustavě. Pak z rovnice

$$\mathbf{f}_0^{(E)} + \mathbf{f}_0^{(M)} = 0,$$

která vyjadřuje podmínku rovnováhy sil v soustavě klidné, plyne stejná rovnice i pro síly působící v soustavě konající rovnoměrný translační pohyb. Soustava je tedy opět v rovnováze. Přitom se její rovnovážná konfigurace v pohybu liší od rovnovážné kon-

figurace v klidu pouze kontrakcí ve směru rychlosti $\mathbf{v}$. Žádné otáčení soustavy v pohybu tedy nenastane a co se týká kontrakce, tu ovšem pozorovatel konající stejný pohyb nemůže zjistit.

K obecné hypotéze o platnosti vztahu (36) pro všechny druhy sil působící ve statické mechanické soustavě je třeba ještě poznamenat: Staré zákony sil zavedené a používané v Newtonově mechanice, např. Newtonův zákon gravitační, nedávají ovšem závislost (36). Bude proto nutné je k tomu přizpůsobit, samozřejmě tak, aby nebyl porušen, nýbrž spíše zlepšen jejich souhlas se zkušeností. Formulace takových nových zákonů „mechanických“ sil je však jiný, symostatný problém, kterým se nyní nemůžeme a ani nemusíme zabývat. V teorii relativity uvidíme, že tam vztah (36) platí pro všechny druhy sil automaticky již na základě definice pojmu síly. Platí ovšem v podstatně širším smyslu, než v jakém byl zaveden do Lorentzovy teorie.

Stojí také za povšimnutí, že výklad nulového výsledku Troutonova-Nobleova pokusu je vlastně založen opět na kompenzaci jednoho vlivu (elektrodynamického) jiným vlivem (mechanickým). Příklad „čistě elektrodynamické“ soustavy, v níž se automaticky (bez doplňujících hypotéz) magnetické působení vyvažuje působením elektrickým, viz v Ú 22.

5.2. ZÁVISLOST SETRVAČNÉ HMOTY NA RYCHLOSTI

Zatím jsme viděli, že vysvětlení výsledků několika nejdůležitějších pokusů o určení absolutního pohybu Země na základě Lorentzovy teorie a jeho představy o světovém éteru si již vyžádalo zavedení tří dodatečných hypotéz (17a), (24) a (36), které tuto teorii doplňují a umožňují zpřesnit její předpovědi. Vysvětlení všech ostatních elektrodynamických pokusů, a jak uvidíme také požadavek, aby se vzájemně snášely ty doplňující hypotézy, nutí zavést ještě další (čtvrtou a poslední), stejně obecnou hypotézu nebo zákon. Je to hypotéza o závislosti setrvačné hmoty každé hmotné částice na její absolutní rychlosti u podle vzorce

$$m = \gamma_{(u)} m_0. \quad (37)$$

O této závislosti jsme se již zmínili při výkladu o elektromagnetické hmotě Lorentzova elektronu v odst. II 3,3. Tam jsme též ukázali, že za předpokladu (37) a při $dm_0/dt = 0$ lze pohybovou rovnici

$$d(m\mathbf{u})/dt = \mathbf{f} \quad (38)$$

nahradit rovnicemi

$$m_0 \gamma_{(u)}^3 a_{\parallel} = f_{\parallel}, \quad m_0 \gamma_{(u)} a_{\perp} = f_{\perp}. \quad (38a)$$

Pouze když je $u \ll c$, platí přibližně pohybová rovnice jednoduššího tvaru Newtonova

$$d(m_0 \mathbf{u})/dt = m_0 \mathbf{a} = \mathbf{f}_0, \quad (39)$$

popř. rovnice

$$m_0 \mathbf{a}_{\parallel} = \mathbf{f}_{0\parallel}, \quad m_0 \mathbf{a}_{\perp} = \mathbf{f}_{0\perp}. \quad (39a)$$

Mějme nyní izolovanou mechanickou soustavu (např. molekulu $M_{(1)}$), jejíž těžiště je v klidu vůči éteru. Uvnitř molekuly nechť kmitá hmotná částice (např. atomové jádro). Pohyb této částice lze popsat přibližnými rovnicemi (39a), neboť rychlost $\mathbf{u}_{(1)}$ jejího pohybu vůči éteru je malá ($u_{(1)}/c \ll 1$). Nechť je v_0^* kmitočet jejích kmitů.

Mějme druhou, stejnou mechanickou soustavu (molekulu $M_{(2)}$, téhož druhu jako $M_{(1)}$), která se od první liší jedině tím, že její těžiště je v rychlém rovnoměrném pohybu vůči éteru rychlostí $\mathbf{v}$ ($v < c$). Pohyb stejné částice z této druhé molekuly se nyní řídí rovnicemi (38a), neboť její rychlost $\mathbf{u}_{(2)}$ vůči éteru obecně není malá proti c . Pouze rozdíl $\mathbf{u}_{(2)} - \mathbf{v}$ je nyní malý proti c . Je-li kromě toho malý i proti v , můžeme v rovnicích (38a) psát $\gamma_{(u)} \doteq \gamma_{(v)}$ a podle (36) také

$$\mathbf{f}_{\parallel} = \mathbf{f}_{0\parallel}, \quad \mathbf{f}_{\perp} \doteq \gamma_{(v)}^{-1} \mathbf{f}_{0\perp}.$$

Přitom jsme již uplatnili na rozměry molekuly kontrakční zákon (35).

Použijme dále téhož zákona i na délkové měřítko pozorovatele pohybujícího se s molekulou $M_{(2)}$. Chod jeho hodin nechť je určen zákonem (17b). Pak mezi „absolutním zrychlením“ $\mathbf{a}$ naší částice v rovnici (38a) a jejím „laboratorním zrychlením“ $\bar{\mathbf{a}}$, které zjišťuje náš pozorovatel, platí vztahy

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{\parallel} &\equiv \frac{d^2 \mathbf{x}_{\parallel}}{dt^2} \doteq \frac{\gamma_{(v)}^{-1} d^2 \bar{\mathbf{x}}_{\parallel}}{\gamma_{(v)}^2 d\bar{t}^2} = \gamma_{(v)}^{-3} \bar{\mathbf{a}}_{\parallel}, \\ \mathbf{a}_{\perp} &\equiv \frac{d^2 \mathbf{x}_{\perp}}{dt^2} \doteq \frac{d^2 \bar{\mathbf{x}}_{\perp}}{\gamma_{(v)}^2 d\bar{t}^2} = \gamma_{(v)}^{-2} \bar{\mathbf{a}}_{\perp}. \end{aligned} \quad (40)$$

Tyto vztahy lze podrobněji odvodit, použijeme-li vztahů (43) a (44) z následujícího odstavce. Platí přesně jen v okamžiku nulové rychlosti kmitavého pohybu částice, tj. při $\mathbf{u}_{(2)}(t) = \mathbf{v}$. (Viz též odst. IV 6,2).

Dosazením všech uvedených veličin do rovnic (38a) dostaneme rovnice

$$m_0 \bar{\mathbf{a}}_{\parallel} = \mathbf{f}_{0\parallel}, \quad m_0 \bar{\mathbf{a}}_{\perp} = \mathbf{f}_{0\perp}, \quad (41)$$

kteř jsou shodné s (39a) a popisují tedy oscilace s vlastní frekvencí $\bar{\nu}^*$ číselně rovnou ν_0^* . Frekvence $\bar{\nu}^*$ ovšem souvisí s frekvencí ν^* (vztáženou k absolutní sekundě) vztahem $\bar{\nu}^* = \gamma_{(v)} \nu^*$, takže $\nu^* = \gamma_{(v)}^{-1} \bar{\nu}^*$, v souladu se zpomalovacím zákonem (17a). Kdyby závislost setrvačné hmoty na rychlosti neurčoval právě zákon (37), nedostali bychom správnou hodnotu frekvence $\bar{\nu}^*$ a pohybový zákon (38) by byl ve sporu s obecnou platností zákonů (17a), (24) a (36).

Ze shody rovnic (41) a (39a) dále vidíme, že přibližnými a jednoduššími pohybovými rovnicemi (39a) lze popsat pohyb hmotných částic nebo těles v mechanické soustavě, i když částice nebo tělesa mají malé rychlosti nikoliv vůči éteru, ale v něja-

kém „laboratorním systému“, který je sám v rovnoměrném, translačním, třeba i velmi rychlém pohybu vůči éteru. Je ovšem nutno měřit souřadnice a čas v laboratorním systému měřítka a hodinami, které jsou v něm v klidu. Přesnou matematickou definici takového (Lorentzova) systému i času a souřadnic v něm používaných podáme v následujícím odstavci.

Rovnice (41) objasňují také, proč lze používat rovnic a zákonů Newtonovy mechaniky na makroskopická tělesa v inerciálním systému spojeném se Zemí (nebo Sluncem), jehož rychlost $\mathbf{v}$ vůči éteru vůbec neznáme: Stačí, že rychlosti těles vůči tomuto systému jsou malé proti c . (Rychlost systému vůči éteru může být i značně větší, než jsou rychlosti těles vůči systému.) Setrvačné hmoty mají pak z hlediska použitého systému „klidové hodnoty“ a působící síly jsou stejné, jako kdyby systém byl vůči éteru v klidu. Z podobnosti rovnic (41) a (39a) je zřejmé, že veličiny $\mathbf{f}_{0\parallel}$, $\mathbf{f}_{0\perp}$ můžeme označit $\mathbf{f}_{\parallel}$, $\mathbf{f}_{\perp}$ a pokládat je za složky síly $\mathbf{f}$ měřené v systému, vůči němuž je částice nebo těleso prakticky v klidu ($\mathbf{v} \doteq \mathbf{u}$). Tyto veličiny souvisí s příslušnými složkami téže síly měřenými v systému klidném vůči éteru, tj. s veličinami $\mathbf{f}_{\parallel}$, $\mathbf{f}_{\perp}$, vztahy

$$\mathbf{f}_{\parallel} = \mathbf{f}_{\parallel}, \quad \mathbf{f}_{\perp} = \gamma_{(v)}^{-1} \mathbf{f}_{\perp}. \quad (42)$$

Rovnice (41) popř. (38a), (40) a (42) umožňují výklad Troutonova-Nobleova pokusu i z hlediska „laboratorního systému“. Pro pozorovatele v laboratoři jsou poměry v přístroji i v ohledu dynamickém zřejmě stejné, jako kdyby byl v klidu vůči éteru. Obě síly, elektromagnetická i mechanická, jsou z jeho hlediska centrální, kdežto pozorovatel klidný vůči éteru vidí, že se náboje pohybují, a usuzuje proto na necentrální Lorentzovu sílu (32a). (Viz též Ú 23.)

Závislost (37) setrvačné hmoty na rychlosti a rovnice (41) umožňují též výklad pokusu Rayleighova-Braceova. Tito fyzikové očekávali, že se následkem Lorentzovy kontrakce budou na Zemi jevit opticky anizotropními i takové látky, které by v klidu vůči éteru byly izotropní (sirouhlík, sklo). Lorentz však ukázal, že závislost setrvačné hmoty na rychlosti podle (37), popř. její vliv na pohyby elektricky nabitých částic v molekulách kontrahovaného prostředí (a tím na elektrickou polarizovatelnost prostředí) zase právě vyvažuje očekávaný vliv anizotropie. Z rovnic (41) je hned jasné, že z hlediska laboratorního systému, v němž je prostředí v klidu, jsou pohyby v molekulách stejné, jako kdyby laboratoř byla v klidu vůči éteru.

Poznamenejme nakonec, že všechny ty zmíněné „experimentální důkazy“ ve prospěch doplňujících hypotéz jsou nepřímé. Vzhledem k tomu, že stále ještě nemáme žádný konkrétní, absolutně klidný systém, nemůžeme závislosti na absolutní rychlosti prověřovat přímo. V dalším výkladu uvidíme, že závislosti (17a), (24), (36) a (37) platí ve stejném tvaru nejen pro pohyb „vůči éteru“, ale i vůči každému „Lorentzovu systému“. Takový systém je možno spojit i se Zemí, referenčním to tělesem přibližně inerciálním. Závislosti (17a) a (37) na rychlosti vůči Zemi lze pak prověřovat i přímo. O některých pozorováních a experimentech toho druhu se později ještě zmíníme na vhodných místech. (Viz odst. IV 4,3 a Ú VI 8.)

6. LORENTZOVA TRANSFORMACE A JEJÍ VÝKLAD

6.1. LORENTZŮV INERCIÁLNÍ SYSTÉM. LORENTZOVA TRANSFORMACE

Výsledky úvah předcházejícího odstavce naznačují cestu k vypracování obecné metody výkladu všech optických a elektrodynamických pokusů v pohybující se laboratoři: Je třeba vyjádřit základní rovnice doplněné Lorentzovy teorie přímo v „laboratorním systému“. Prvním požadavkem ovšem bude matematicky přesná definice laboratorního systému samotného a jeho vztahu k systému klidnému vůči éteru, tj. transformace, která by dovolila přepočítávat údaje souřadnic a času z klidného systému do laboratorního a naopak. Takovou transformaci vedoucí od absolutně klidného systému S k „Lorentzovu systému“ S' (spojenému s pohybující se laboratoří) si nyní sestavíme.

Budiž tedy kartézský systém S (trojhran os 1, 2, 3) v klidu vůči éteru. Souřadnice x_j ($j = 1, 2, 3$) jsou délky měřené měřítkem klidným v systému S. Také čas t měříme hodinami, které jsou v klidu v S. V různých místech x_j v systému S můžeme čas měřit (odečítat) na místních hodinách, které jsou synchronizovány s ústředními hodinami $H_{(O)}$ v počátku souřadnic a mezi sebou buď nekonečně pomalým přenášením nebo světelnými signály.

Mějme dále systém S', jehož osa 1' splývá s osou 1 systému S a osy 2', 2 a 3', 3 jsou spolu rovnoběžné. Počátek O' nechť se pohybuje po ose 1 systému S podle rovnice

$$x_1(O') = vt.$$

Pozorovatel v systému S' má délkové měřítko zhotovené přesně stejným způsobem jako měřítko používané v systému S.

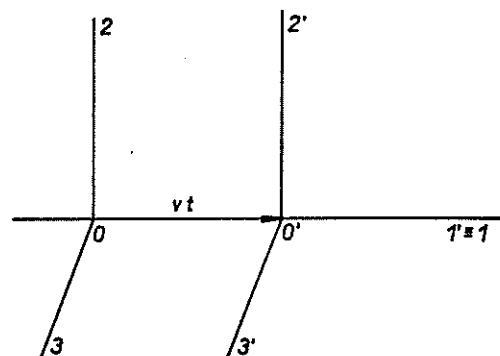
Budiž B jistý bod, který je „pevný“ v systému S'. Pozorovatel v S' naměřil svým měřítkem (klidným vůči S') „souřadnice“ $\bar{x}_j$. Pozorovatel v systému S, který by chtěl toto měření přezkoušet, si vyznačí ve svém systému v určitém čase t jak (okamžitou) polohu bodu B tak

i počátku O' a potom si změří vše potřebné svým měřítkem (v klidu vůči S). Podle smyslu kontrakční hypotézy (24) ovšem nalezne místo hodnot $\bar{x}_j$ hodnoty

$$l_1 = \gamma^{-1} \bar{x}_1, \quad l_2 = \bar{x}_2, \quad l_3 = \bar{x}_3,$$

neboť souřadnice $\bar{x}_1$ je měřena zkráceným měřítkem. Poněvadž počátek O' má v čase t souřadnice $x_j(O') \equiv (vt, 0, 0)$, musí být souřadnice x_j bodu B v čase t dány vztahy

$$x_1 = l_1 + vt, \quad x_2 = l_2, \quad x_3 = l_3,$$



Obr. 9.

tj. musí platit

$$\gamma^{-1} \bar{x}_1' = x_1 - vt, \quad \bar{x}_2' = x_2, \quad \bar{x}_3' = x_3,$$

čili

$$\bar{x}_1' = \gamma(x_1 - vt), \quad \bar{x}_2' = x_2, \quad \bar{x}_3' = x_3. \quad (43)$$

Pozorovatel v S' měří „čas“ na hodinách klidných vůči S'. Předpokládejme, že to jsou hodiny opět přesně stejné jako hodiny používané v systému S (např. hodiny řízené oscilacemi molekuly čpavku). Pozorovatel v S' si je rozmístil v různých pevných místech $\bar{x}_j$ a „synchronizoval“ se svými ústředními hodinami $H_{(O')}$ v počátku O' a mezi sebou navzájem nekonečně pomalým přenášením. Předpokládejme, že v čase $t = 0$, kdy se oba počátky O a O' setkaly, ukazovaly také hodiny $H_{(O')}$ na nulu. V čase t pak pomaleji jdoucí hodiny $H_{(O')}$ ukazují vlastní čas $t'_{(O')} = \gamma^{-1}t$ a hodiny $H_{(B)}$ v místě B o pevných souřadnicích $\bar{x}_j$ ukazují podle (27) čas

$$t'_{(B)} = \gamma^{-1}t - c^{-2}v\bar{x}_1'.$$

Údaj $t'_{(B)}$ nezávisí na souřadnicích $\bar{x}_2', \bar{x}_3'$ ve směru kolmém ke směru v (viz Ú 18). Dosadíme-li nyní do výrazu pro $t'_{(B)}$ za $\bar{x}_1'$ z první z rovnic (43), dostáváme

$$t'_{(B)} = t(\gamma^{-1} + \beta^2\gamma) - c^{-2}v\gamma x_1 = \gamma(t - vc^{-2}x_1), \quad (44)$$

neboť $\gamma^{-2} + \beta^2 = 1$.

V dalším výkladu budeme vynechávat index B u veličiny $t'_{(B)}$, neboť poloha hodin pevných vůči S', na nichž je tento údaj odečten, bude vždy určena souřadnicemi $\bar{x}_j$, které jsou podle (43) určeny souřadnicemi x_j a časem t . Kromě toho budeme nadále vynechávat pruhy nad $\bar{x}_j$ a t' , neboť jinak měřených souřadnic a času v systému S' používat nebudeme. Zapišeme tedy vztahy (43) a (44) souhrnně ve tvaru

$$\begin{aligned} x_1' &= \gamma(x_1 - vt), \\ x_2' &= x_2, \\ x_3' &= x_3, \\ t' &= \gamma(t - vc^{-2}x_1). \end{aligned} \quad (45)$$

To je tzv. Lorentzova transformace a je to zároveň hledaná přesná matematická definice Lorentzova systému S'.

Ve smyslu Lorentzovy teorie éteru vyjadřují vztahy (45) souhrnně a přehledně vliv pohybu systému S' vůči éteru na měřítka a hodiny instalované v tom systému, popř. na výsledky jimi prováděných délkových a časových měření. Všimněme si nyní blíže praktického i teoretického významu transformace (45).

6.2. INVARIANCE ZÁKLADNÍCH ROVNIC LORENTZOVY TEORIE VŮČI LORENTZOVÝM TRANSFORMACÍM. EINSTEINŮV PRINCIP RELATIVITY

Vztahy (45) především samy již usnadňují úvahy, které jsme v předcházejících odstavcích rozvíjeli při rozboru optických experimentů. Z nich lze např. prostým, přímým výpočtem ukázat, že každý signál postupující vůči systému S rychlostí c , postupuje stejnou rychlostí i vůči systému S' (viz odst. IV 2). Touto vlastností se Lorentzův systém S' právě podstatně liší od Galileiho systému S . Lorentz r. 1904 [27] a Poincaré r. 1905 [29] dosáhli zvláště významného úspěchu důkazem, že při Lorentzově transformaci (na rozdíl od Galileiho transformace) lze zavést „čárkované veličiny“ E'_j, H'_j , atd., které umožňují zapsat v systému S' všechny základní rovnice elektromagnetického pole a pohybovou rovnici (38) v přesně stejném tvaru jako v původním systému S . Lorentz a Poincaré našli explicitní vyjádření všech potřebných „čárkovaných veličin“ pomocí nečárkovaných. Tak např. jejich vzorce pro složky „intenzit“ E'_j a H'_j znějí při transformaci (45) takto:

$$\begin{aligned} E'_1 &= E_1, & E'_2 &= \gamma(E_2 - \beta H_3), & E'_3 &= \gamma(E_3 + \beta H_2), \\ H'_1 &= H_1, & H'_2 &= \gamma(H_2 + \beta E_3), & H'_3 &= \gamma(H_3 - \beta E_2). \end{aligned} \quad (46)$$

Je vidět, že tyto transformační vzorce splňují nutný požadavek $\mathbf{E}' = \mathbf{H}' = 0$ při $\mathbf{E} = \mathbf{H} = 0$ (viz odst. II 4,3 a srovnej s Ú II 10, 11).

Základní rovnice doplněné Lorentzovy teorie jsou tedy co do formy invariantní vůči Lorentzovým transformacím. Poincaré podal také novou formulaci zákona gravitační síly (úpravu Newtonova gravitačního zákona), která je invariantní vůči Lorentzovým transformacím. Důkazy těchto tvrzení (o invarianci rovnic) podávat zatím nebudeme a proto ani neuvádíme transformační vzorce u dalších veličin (ρ, J_j , atp.). Budeme se tím podrobně zabývat v kap. VI, kde odvodíme všechny vzorce a dokážeme invarianci mnohem uspokojivějším i pohodlnějším způsobem, než jakým bychom to mohli udělat nyní po vzoru Lorentzově a Poincaréově.

Velký praktický význam objevené invariance základních rovnic doplněné Lorentzovy teorie vůči transformaci (45) je zřejmý: Čárkované veličiny splňují v systému S' stejné rovnice a jsou v něm i experimentálně definovány stejně (stejným způsobem měření) jako původní veličiny v systému S . Volíme-li tedy podmínky laboratorního pokusu vždy stejné, bude i výsledek stejný, nezávisle na tom, zda je laboratoř vůči éteru v klidu nebo v rovnoměrném (translačním) pohybu. „Záporné“ výsledky všech laboratorních elektrodynamických i optických pokusů o určení pohybu Země jsou tím tedy obecně vysvětleny, nezávisle na jejich speciálním uspořádání.

Veliký význam Lorentzovy transformace a invariance základních rovnic doplněné Lorentzovy teorie vůči ní není však jen v praktickém usnadnění výkladu experimentů. Ukážeme si nyní, že umožňuje i nový přístup k důležité otázce fyzikální interpretace celé teorie a ukazuje ji ve zcela novém výhledu.

Jak již víme, Lorentzova teorie založená na představě světového éteru vykládá transformaci (45) takto: V systému S jsou souřadnice x_j a čas t měřeny správnými měřítky a správně jdoucími i synchronizovanými hodinami, kdežto v systému S' tomu tak není. V tomto systému je souřadnice x'_1 měřena zkráceným měřítkem a čas t' je měřen pomaleji jdoucími i nesprávně synchronizovanými hodinami.

Ptejme se však, zda je pro tento nesouměrný výklad (a nestejné hodnocení obou systémů S' a S) nějaký zásadní nebo empirický důvod. Na první pohled by se mohlo zdát, že takový *zásadní důvod* je už ve formální nesymetrii samotné transformace (45). Nesymetrie vztahů (45) mezi x_j, t a x'_j, t' je však pouze zdánlivá. Vypočteme-li z těchto rovnic veličiny x_j a t , dostáváme

$$\begin{aligned} x_1 &= \gamma(x'_1 + vt'), \\ x_2 &= x'_2, \\ x_3 &= x'_3, \\ t &= \gamma(t' + vc^{-2}x'_1). \end{aligned} \quad (45')$$

Ale to jsou, až na opačné znaménko rychlosti v , vzorce stejné jako (45).

Také obrácení transformačních vzorců (46) vede na vzorce téhož tvaru, pouze s opačným znaménkem koeficientu $\beta \equiv v/c$. Vztah obou systémů S a S' je tedy ve skutečnosti zcela symetrický.

Poincaré dále ukázal, že všechny transformace ve tvaru (45) tvoří grupu, kterou nazval Lorentzovou grupou (speciální). Je to grupa analogická speciální Galileiho grupě transformací

$$x'_1 = x_1 - vt, \quad x'_2 = x_2, \quad x'_3 = x_3, \quad t' = t. \quad (47)$$

Je zřejmé, že (45) přechází v (47) v limitě $c \rightarrow \infty$.

Základní rovnice doplněné Lorentzovy teorie, tj. rovnice elektromagnetického pole a pohybová rovnice (38), jsou invariantní vůči Lorentzově grupě zcela podobně jako základní rovnice Newtonovy mechaniky (tj. pohybové rovnice a zákony skutečných sil) vůči grupě Galileiho. V Newtonově mechanice jsme na základě toho prohlásili všechny Galileiho inerciální systémy za rovnoprávné (Galileiho princip relativity). Ani Lorentz ani Poincaré se k takovému kroku v případě Lorentzovy teorie a Lorentzových systémů neodhodlali, ačkoliv Poincaré již vyslovil i domněnku, že *všecky fyzikální zákony* jsou invariantní vůči Lorentzově grupě. Tento důležitý krok musel za ně udělat r. 1905 mladý, předsudky nezatížený teoretik Albert Einstein. Abychom si ujasnili dalekosáhlý význam Einsteinova činu, všimněme si blíže situace v obou případech, v Newtonově mechanice a Lorentzově teorii.

Galileiho princip relativity neměl příliš „katastrofální“ důsledky ani v té situaci, kdy mohl být pokládán za obecně platný, univerzální princip veškeré fyziky. To bylo v době, kdy ještě neomezeně vládla mechanistická teorie a ve spojení s Newtonovou

korpuskulární (emisní) teorii světla měla naději na to, že se stane univerzální teorií schopnou vysvětlit všechny fyzikální jevy. I za té situace Galileiho princip znamenal pouze to, že nemá smyslu mluvit o absolutním pohybu inerciálního systému. Je ovšem známo, že ani tenkrát se Newton a mnozí jeho následovníci nevzdali své představy absolutního prostoru a absolutního pohybu. Pouze někteří fyzikové (Lange, Mach aj.) byli důslední a z Galileiho principu vyvozovali, že pojmy absolutního prostoru a absolutního pohybu jsou neužitečné a nedají se držet. Galileiho princip relativity se však vůbec nedotkl pojmu absolutního času.

Jakmile se ukázalo, že mechanistická teorie není schopna vysvětlit všechny fyzikální jevy, nastoupil absolutní prostor (představovaný již světovým éterem) opět na své ohrožené místo v teoretické fyzice a Galileiho princip relativity poklesl na princip čistě „mechanický“. A když později byly v rámci Lorentzovy teorie pozměněny i zákony mechaniky (zavedením setrvačné hmoty i sil závislých na absolutní rychlosti), Galileiho princip vůbec přestal obecně a přesně platit. Nakonec pak místo invariance vůči Galileiho grupě byla u zákonů elektrodynamiky a nové, přesnější mechaniky objevena invariance vůči grupě Lorentzové.

Vraťme se tedy k Lorentzově teorii a k problému s výkladem objevené invariance jejích základních rovnic vůči Lorentzově grupě. Tato invariance znamená, jak jsme viděli, že zkoumáním *elektromagnetických a mechanických jevů* nelze zjistit absolutní pohyb Lorentzova systému.

K této situaci lze zaujmout dvě nebo snad tři různá stanoviska. Za prvé můžeme předpokládat, že existují „dosud nepozorované jevy“, které nejsou ani elektromagnetické ani mechanické povahy a jejichž zákony nejsou invariantní vůči Lorentzově grupě. Až budou zjištěny, budeme moci určit, který z Lorentzových systémů je skutečně v klidu vůči éteru. Různé příklady na takové možnosti si čtenář může vymyslet sám nebo je vyhledat v literatuře [30]. Musí se ovšem poznamenat, že za minulých šedesát let bylo již objeveno množství nových jevů neelektrodynamické povahy, ale zákony všech těch jevů vesměs byly shledány invariantními vůči Lorentzově grupě.

Druhé možné stanovisko je obdobné Newtonovu: Uznáváme sice, že *všecky* základní fyzikální zákony jsou invariantní vůči Lorentzově grupě, ale setravujeme u své představy éteru, absolutního času a absolutního pohybu. V praxi ovšem nezbyvá stoupencům těchto názorů nic jiného, než užívat určitého Lorentzova systému, o jehož pohybu vůči éteru nic nevědí, a řídit se podle „nesprávně“ jdoucích hodin v tom systému stejně jako kdyby ukazovaly absolutní čas.

Třetí zásadní stanovisko a také jediné, které potvrdilo svou oprávněnost, je stanovisko *Einsteinovo*. Je založeno na tomto předpokladu: *Všecky inerciální systémy (Lorentzovy) jsou rovnoprávné a pro formulaci všech fyzikálních zákonů rovnocenné* (tzv. Einsteinův speciální princip relativity). Toto stanovisko ovšem vyžaduje nejenom opustit představu éteru a absolutního pohybu, ale i *vzdát se pojmu „fyzikálně“ absolutního času*. Einstein se toho nezalekl, nýbrž podrobnou analýzou důsledků svého nového principu relativity ukázal, že se na něm dá vybudovat *nová*

fyzikální teorie prostoru a času a nová formálně dokonalá a v důsledcích bohatá teorie materiálního světa.

Sluší ještě poznamenat, že první a základní Einsteinova práce o teorii relativity [31] byla předložena k publikaci téměř současně s prací Poincarého a vznikla bez znalosti starší práce Lorentzovy z r. 1904. Einstein si proto musel sám a zcela novým způsobem odvodit i Lorentzovu transformaci. Jinak obsahuje jeho práce všechny podstatné výsledky, k nimž dospěli Lorentz a Poincaré.

ÚLOHY

1. Zdroj světla Z i pozorovatel P se pohybují vůči éteru toutéž konstantní rychlostí v . Ukažte jednoduchou geometrickou úvahou, že pozorovatel vidí zdroj světla ve směru, v němž ten zdroj skutečně je v době pozorování.

2. Zdroj světla i pozorovatel konají stejný translační pohyb vůči éteru, ale s proměnnou rychlostí $v(t)$. Budiž $v(t) \ll c$ a zrychlení a prakticky neměnné během krátké doby Δt , za niž světlo dospěje od zdroje k pozorovateli, takže $\Delta v = a \Delta t$, $|\Delta v| \ll c$. Udejte (řádově) velikost odchylky $\Delta \alpha$ směru $-e'$, v němž pozorovatel vidí zdroj světla, od směru k současné poloze zdroje. Konkrétní případ podobné situace: Pevný pozemský zdroj a pozorovatel jsou přibližně na též poledníku, nedaleko od rovníku a ve vzájemné vzdálenosti D , např. $D = 100$ km.

3. Pevný pozemský zdroj světla a pozorovatel jsou v oblasti zemského pólu ve vzájemné vzdálenosti D , např. $D = 100$ km. Udejte odchylku $\Delta \alpha$ směru $-e'$, v němž pozorovatel vidí zdroj světla, od směru k současné poloze zdroje.

4. Zdroj světla Z i pozorovatel P jsou oba v klidu vůči éteru. Zdroj světla je koule, jejíž průměr se pozorovateli jeví v malém zorném úhlu $2\theta_{(P)}$ ($\theta_{(P)}$ je zdánlivý poloměr zdroje). Pozorovatel P' je od Z stejně vzdálen jako P , ale pohybuje se přímo ke zdroji rychlostí v . Udejte $\theta_{(P')}$!

5. Pozorovatel P , který je v klidu vůči éteru, pozoruje současně dva stejné zdroje světla Z, Z' (koule skutečného průměru d). Oba zdroje jsou od něho v době pozorování v téže vzdálenosti $r \gg d$. Zdroj Z je v klidu, ale Z' se k pozorovateli blíží konstantní rychlostí u . Udejte zdánlivé poloměry θ a θ' obou zdrojů! Ukažte, že tento vliv absolutního pohybu zdroje a pozorovatele (z předchozí úlohy) lze přibližně nahradit vlivem vzájemného pohybu zdroje Z' a pozorovatele P' .

6. Užitím principu Huygensova a aberace světelného paprsku odvoďte zákony odrazu světla na rovinném zrcadle konajícím rovnoměrný translační pohyb vůči éteru. Uvažujte pro jednoduchost zvlášť případ, kdy absolutní rychlost zrcadla a) leží v rovině zrcadla, b) je kolmá k rovině zrcadla. Udejte zákony odrazu absolutních paprsků i paprsků relativních vzhledem k systému S' pevně spojenému se zrcadlem.

7. Anglický astronom Airy provedl r. 1872 podle návrhu chorvatského jezuita Boskoviče tento pokus: Naplnil tubus dalekohledu vodou a měřil aberaci stálíc. Zjistil, že se aberace vůbec nezměnila. Vysvětlete tento „jev“ jakožto důsledek superpozice tří (přibližně nezávislých) vlivů: lomu paprsku, strhování světla pohybem prostředí a aberace. Čočku (objektiv) dalekohledu si odmyslete a uvažujte pouze rovinné rozhraní voda–vakuum. Uvažujte pro jednoduchost případ, kdy absolutní paprsek dopadajícího světla je kolmý k rychlosti $\mathbf{v}$ absolutního pohybu dalekohledu. Aberaci pokládejte za malou ($v \ll c$, $\tan \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$).

8. Odvoďte vztah (12) tím, že zobecníte postup použitý v Ú II 3 k odvození vzorce (II 32b) $\equiv$ (10).

9. Je-li difrakční mřížka (spektroskop) v klidu vůči éteru a světlo na ni dopadá kolmo, pak (absolutní) paprsek mířící k prvnímu hlavnímu difrakčnímu maximum (tj. k spektrální čáře 1. řádu) svírá s dopadajícím paprskem úhel ϑ určený známým vzorcem $\sin \vartheta = \lambda/d = c/(vd)$, v němž d značí mřížkovou konstantu (vzdálenost vrypů na mřížce). Pohybuje-li se mřížka ve směru dopadajícího paprsku rychlostí $v \ll c$, pak měřený úhel ϑ' relativního paprsku je určen vzorcem $\sin \vartheta' \approx c/(v'd) = \lambda'/d$, kde $v' = v(1 - v/c)$. Odvoďte jej příslušným zobecněním obvyklé konstrukce založené na Huygensově principu a vyložte význam tohoto výsledku.

10. Dvě kosmické rakety se pohybují za sebou v téže přímce stejným rovnoměrně zrychleným pohybem, zachovávajíce mezi sebou konstantní vzdálenost. První raketa vyšle radiový signál vysílačem vlastní frekvence ν^* . Udejte frekvenci $\nu_{(P)}$, na níž jej přijme zadní raketa. Předpokládejte, že je rychlost raket malá proti c a že jejich vzdálenost d i zrychlení a jsou tak „malé“, že je $ad \ll c^2$. Jaký je význam posledního předpokladu?

11. Zdroj světla Z i pozorovatel P jsou oba v klidu vůči Zemi ($\mathbf{u}_{(Z)} = \mathbf{u}_{(P)} = \mathbf{v}$, $\mathbf{u}'_{(Z)} = \mathbf{u}'_{(P)} = 0$). Pozorovatel srovnává frekvenci světla přicházejícího k němu přímo ze zdroje Z s frekvencí světla odraženého od zrcadla, které je za zdrojem a blíží se ke zdroji (i pozorovateli) rychlostí $\mathbf{u}'_{(1)}$. Udejte posuv frekvence odraženého světla vůči frekvenci „přímého světla“. (První taková měření konali Bielopolski (1895) a Galicyn (1907) a po nich pak mnozí jiní.)

12. Zaveďte frekvence $\bar{\nu}^* = \gamma_{(Z)}\nu^* = \nu_0^*$ a $\bar{\nu}_{(P)} = \gamma_{(P)}\nu_{(P)}$ do vztahu (14). Ukažte, že z něho vypadne rychlost $\mathbf{v}$ systému S' . Ukažte, že v případě $\mathbf{e}' \parallel \mathbf{u}'_{(Z)} \parallel \mathbf{u}'_{(P)}$ lze pak i Dopplerův efekt 2. řádu vyjádřit pomocí vektoru $\mathbf{u}'_{(Z)} - \mathbf{u}'_{(P)}$.

13. Zaveďte frekvence ν_0^* a $\bar{\nu}_{(P)}$ i do vzorce (12). Ukažte, že pak má stejný tvar, zanedbají-li se členy 2. řádu, jako podobně upravený vzorec (14) (viz předcházející úlohu), ovšem s $\mathbf{u}_{(Z)}$, $\mathbf{u}_{(P)}$ a $\mathbf{N}$, místo $\mathbf{u}'_{(Z)}$, $\mathbf{u}'_{(P)}$ a $\mathbf{e}'$. Převedte jej na ten vzorec užitím vztahu (13) a $\mathbf{u}_{(Z)} = \mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(Z)}$, $\mathbf{u}_{(P)} = \mathbf{v} + \mathbf{u}'_{(P)}$.

14. Uvažujte ty konstelace Jupitera–Země–Slunce, kdy má během následujícího zhruba půl roku nastat zpoždění n -tého zatmění o Δt_- popř. Δt_+ a ukažte, že se při měření času na pozemských hodinách doba, během níž je pozorováno těch n zatmění, najde v obou situacích stejná (tj. $\bar{t}_- = \bar{t}_+$, s přesností do veličin 2. řádu).

15. Výrazy (19) a (20) pro doby $\Delta t_{\parallel}$ a $\Delta t_{\perp}$ byly vypočteny ze stanoviska systému pevně spojeného se Zemí. Vypočtete je ze stanoviska systému klidného vůči éteru.

16. Vypočtete $c_{\text{stř}}$ na trati ABA při libovolné orientaci směru $\mathbf{e}' \parallel AB$ vůči směru rychlosti $\mathbf{v}$.

17. Ukažte, že „interferometrická“ vlnová délka světla $\bar{\lambda}_{(P)}$ přímo změřená na Michelsonově interferometru souvisí s frekvencí $\bar{\nu}_{(P)}$ vztahem $\bar{\nu}_{(P)} = c/\bar{\lambda}_{(P)}$ nezávisle na tom, zda je interferometr v klidu nebo v pohybu vůči éteru.

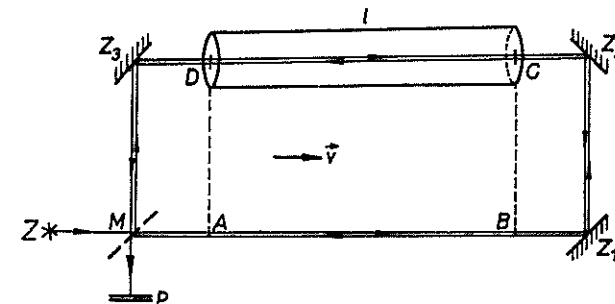
18. Rozeberte měření jednosměrné rychlosti světla $\bar{c}_{AB}$ v Rapierově uspořádání, když je trať AB kolmá k $\mathbf{v}$, i v obecném případě libovolného směru trati.

19. Rozeberte měření jednosměrné rychlosti světla v Rapierově uspořádání, probíhá-li trať $AB \parallel \mathbf{v}$ v průhledném hmotném prostředí (index lomu n), které je v klidu vůči Zemi. Užijte vzorce (II 87).

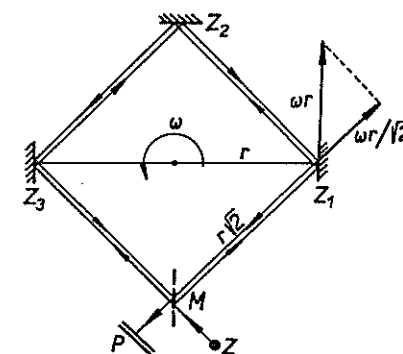
20. Hoek (1868) vykonal pokus o určení rychlosti pohybu Země v uspořádání podle obrázku 10. V místě M je polopropustné zrcátko. Válec o délce l je vyplněn průhledným prostředím (index lomu n). Na stínítku P vznikají interferenční proužky. Celý přístroj je možno otočit o 180° , nebo válec přendat mezi body AB . Hoek očekával, že fázový rozdíl obou paprsků v místě stínítka přitom změní znaménko a interferenční proužky se posunou. Očekávaný vliv (1. řádu) se však neprojevil. Užijte vzorce (II 86) a ukažte, že se ve skutečnosti fázový rozdíl rovná nule (do veličin 1. řádu).

21. Sagnac provedl pokus v uspořádání podle obrázku 11. Zdroj světla Z , stínítko P (film) i zrcadla M , Z_1 , Z_2 , Z_3 jsou připevněna na otáčivé desce. Roztočí-li se deska, interferenční proužky na stínítku se posunují úměrně s úhlovou rychlostí ω . Odvoďte vzorec pro fázový rozdíl obou paprsků v místě stínítka. Poněvadž jde o vliv 1. řádu, stačí pro jednoduchost předpokládat, že střed desky i osa její rotace je v klidu vůči éteru.

22. Mějme uzavřenou smyčku z drátu, jehož materiál je (pro jednoduchost úvahy) ideálně vodivý ($\sigma \rightarrow \infty$) a elektricky i magneticky nepolarizovatelný ($\mathfrak{P} = \mathfrak{M} = 0$, $\mathfrak{D} = \mathfrak{E}$, $\mathfrak{H} = \mathfrak{B}$). Okolní prostor nechť je prázdný (vakuum). Smyčkou

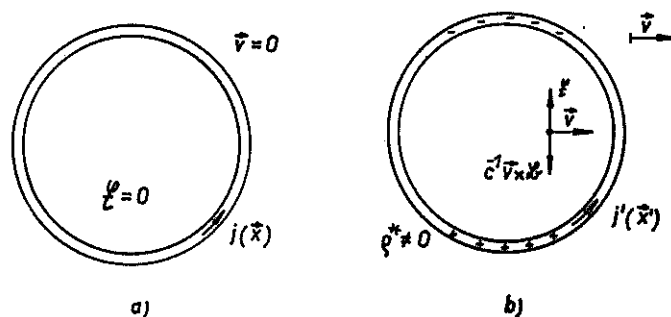


Obr. 10.



Obr. 11.

nechť protéká časově konstantní elektrický vodivý proud (viz obrázek 12). Uvažujte dva případy: a) proudovodič je v klidu vůči éteru, b) je v rovnoměrném translačním pohybu rychlostí $v \ll c$. Udejte v obou případech řešení rovnic makroskopického pole z odst. II 5 a ukažte, že síla působící na zkusmý náboj e , který je vůči proudovodiči v klidu (v libovolném místě), je nulová! V případě b) vyjádřete veličinu $\mathcal{E}$ pomocí $\mathcal{B}$ a v a hustotu náboje ρ^* pomocí j' a v .



Obr. 12.

23. Představte si, že by v soustavě dvou elektricky nabitých tělísek podle obr. 8b (schematické uspořádání Troutonova-Nobleova pokusu) byla náhle odstraněna pevná izolační příčka. Tělíska by se pak začala pohybovat pod účinkem necentrálních Lorentzových sil $\pm f^{(E)}$ daných vzorcem (32a). Ukažte z rovnic (38a), (36), (35) a (32), že zrychlení a by přesto mělo směr centrální, tj. $a \parallel r$. Omezte se na počáteční okamžik, kdy náboje mají ještě rychlost v . Uvažte, co z toho plyne pro výklad výsledku Troutonova-Nobleova pokusu.

KAPITOLA IV

PROSTOR A ČAS VE SPECIÁLNÍ TEORII RELATIVITY

V závěru předchozí kapitoly jsme konstatovali, že Einsteinův princip relativity si vyžádá radikální změnu starých představ o vlastnostech samotného prostoru a času. Naším úkolem nyní bude podrobně se seznámit s těmito významnými důsledky Einsteinova principu.

1. INERCIÁLNÍ SYSTÉMY A LORENTZOVY TRANSFORMACE

1.1. KONSTRUKCE INERCIÁLNÍHO SYSTÉMU A ZÁKLADNÍ POSTULÁTY TEORIE RELATIVITY

V předchozí kapitole jsme heuristickým, induktivním postupem, opírajícím se o rozbor výsledků konkrétních experimentů a pozorování, dospěli k řadě poznatků, které doplnily původní formulaci Lorentzovy teorie. V souhrnu vyvrcholily zjištěním invariance základních rovnic takto doplněné teorie vůči Lorentzovým transformacím prostorových souřadnic i času a vyslovením nového, Einsteinova (speciálního) principu relativity, který říká, že všechny inerciální systémy jsou pro formulaci všech fyzikálních zákonů zcela rovnocenné. Jakmile tento princip přijmeme, nutně se stává základním principem veškeré fyzikální teorie a je zřejmé, že ji musíme od prvních pojmů budovat nezávisle na starých představách Lorentzovy teorie a Newtonovy mechaniky. To neznamena, že se zřekáme všech jejich výsledků, fyzikálních zákonů, vztahů, rovnic atd. Ty zůstanou většinou zachovány, ale jejich výklad a popř. způsob odvození se zásadně změní.

Prvními potřebnými pojmy nové teorie jsou systémy souřadnic, zejména inerciální systémy, o jejichž rovnocennosti se mluví již v principu relativity. Při definici (Lorentzových) inerciálních systémů v odst. III 6 jsme vycházeli z jistého systému S , o němž jsme předpokládali, že je „v klidu vůči éteru“. Jsou-li však všechny inerciální systémy fyzikálně rovnocenné, musí být možno oprostít i samotnou jejich definici od starých výrazů a představ. *Inerciální systémy se musí od základu zbavit takových nepodstatných, experimentálně neověřitelných přívlastků, jako „klidný“ nebo „pohybující se“ vůči éteru. Nová definice jim však musí zachovat všechny podstatné*