Zdeněk Kos

Antigravitace

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 7 (1962), No. 6, 345--350

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/138808

Literatura*)

[1] HUBER a j.: Pumping of electron tubes with the titanium pump. Le Vide *14* (1959), 214.
[2] HOLLAND L., LAURENSON L.: The performance and design of a titanium getter pump of high pumping speed. Le Vide *14* (1959), 141.
[3] JEPSEN R. L.: Important characteristics of a new type Getter ion pump. Le Vide *14* (1959), 80.
[4] GUREWITSCH A. M., WESTENDORP W. F.: Ionic pump. Rev. Sci. Instr. *25* (1954), 389.
[5] BRUBAKER W. M.: A methode for greatly enhacing the pumping action of a Penning discharge. *Proceedings of the sixth national Symposium* (1959). Pergamon Press 1960.
[6] PÁTÝ L.: Iontové vývěvy a fyzikální procesy v nich. Pokroky MFA *3* (1958), 46.

ANTIGRAVITACE

ZDENĚK KOS, Praha**)

Z EINSTEINOVY obecné teorie relativity vyplývá několik možností vedoucích k vytvoření gravitačních sil jiných než Newtonových. Při popisu gravitačního působení pohybujících se hmot na testovací částice Einsteinovou gravitační teorií a Newtonovou teorií docházíme v obou případech k odlišným výsledkům. Protože směr působení přídavných sil, jejichž existence vyplývá z obecné teorie relativity, může mířit proti gravitačnímu poli Země, mohou být nazývány antigravitačními. Předem podotkněme, že z praktického hlediska jsou tyto síly naprosto nepoužitelné; již samo dosažení měřitelných výsledků by vyžadovalo neobyčejně velkých hmotných systémů, technicky nerealizovatelných.

Účelem tohoto článku je poukázat na existenci těchto sil a provést řádový odhad jejich velikostí. Použijeme k tomu známých řešení Einsteinových rovnic v lineární aproximaci, jejichž řešením se nebudeme zabývat.[1])

Aplikováním principu obecné teorie relativity na soustavy pohybujících se hmot zjistíme, že při pohybu hmot vznikají síly, které působí na testovací částice podobně jako síly odstředivé a Coriolisovy. Jejich velikost je ovšem mnohem menší. Protože zrychlení udělovaná pohybujícími se hmotami testovacím částicím jsou nezávislé na hmotách těchto částic, není možno je lokálně odlišit od gravitačních.

1. Vyjdeme-li při vyšetřování působení rotujícího hmotného tělesa na testovací částici z Einsteinovy obecné teorie relativity, zjistíme, že gravitační skalární potenciál obsahuje vedle běžného Newtonova členu ještě členy další, které jsou podmíněny rotací

*) Autorův přehled literatury (celkem 24 prací) byl podle redakčních zvyklostí podstatně zkrácen. Redakce však zašle zájemcům na požádání původní seznam literatury.

**) Zpracováno podle zahraničních pramenů.

[1]) Přesné řešení provedl THIRRING v roce 1918; je obsaženo v řadě dosavadních publikací o obecné teorii relativity.

tělesa. Konkrétním systémem, který byl z tohoto hlediska zkoumán, je rotující těžký prstenec.

Přídavné zrychlení, které uděluje těžký prstenec rotující v rovině xy testovací částici umístěné blízko počátku souřadnicové soustavy, je dáno následujícími přibližnými vztahy:

$$\ddot{x} = \frac{M\kappa\omega^2}{2c^2R}x\,,$$

(1) $$\ddot{y} = \frac{M\kappa\omega^2}{2c^2R}y\,,$$

$$\ddot{z} = -\frac{M\kappa\omega^2}{c^2R}z\,,$$

kde M a R je hmota a poloměr prstence, ω je úhlová rychlost, κ je Newtonova gravitační konstanta ($\kappa = 6{,}67\,.\,10^{-8}\ \mathrm{cm^3 g^{-1} s^{-2}}$), c je rychlost světla ve vakuu a x, y a z jsou souřadnice testovací částice vztažené ke středu otáčení prstence.

Z uvedených rovnic plyne, že rotující prstenec působí na nepohybující se testovací částici silou, jejíž x-ová a y-ová složka míří, podobně jako odstředivá síla, od osy rotace, ale navíc má ještě z-ovou složku, která vždy míří k rovině rotace.

2. Jestliže testovací částice není v klidu, nýbrž se pohybuje konstantní rychlostí v, působí na ni ještě další přídavná síla, která je úměrná vektorovému součinu úhlové rychlosti rotujícího tělesa a lineární rychlosti testovací částice. Jako konkrétní případ byly vyšetřovány síly, kterými působí na testovací částici rotující dutá koule. Zrychlení, které je udělováno testovací částici, která se pohybuje uvnitř rotující duté koule rychlostí v, je dáno přibližnými vztahy:

$$\ddot{x} = \frac{\kappa M}{3c^2R}\left[\tfrac{4}{5}\omega^2 x - 8\omega v_y\right],$$

(2) $$\ddot{y} = \frac{\kappa M}{3c^2R}\left[\tfrac{4}{5}\omega^2 y + 8\omega v_x\right],$$

$$\ddot{z} = -\frac{8\kappa M\omega^2 z}{15c^3R},$$

kde v_x a v_y je x-ová a y-ová složka rychlosti testovací částice, M a R je hmota a poloměr duté koule. Ostatní veličiny mají týž význam jako v předešlém případě.

První člen vystupující v rovnicích (2) je síla odpovídající odstředivé síle, která již byla popsána v předcházejícím případě. Druhý člen ve výrazu pro x-ovou a y-ovou složku zrychlení závisí na rychlosti testovací částice, ale opět nezávisí na její hmotě. Tomuto druhému členu odpovídá síla, kterou můžeme interpretovat dvěma způsoby. Z mechanického hlediska se jeví jako velmi slabá Coriolisova síla, z elektromagnetického hlediska se jeví jako gravitační ekvivalent Lorentzovy síly, jíž je vystavena nabitá částice pohybující se v magnetickém poli.

3. Další případ vzniku nenewtonovských sil nalezneme při vyšetřování působení velké urychlované hmoty na testovací částici. Aplikováním obecné teorie relativity zjistíme, že testovací částice je urychlovaným tělesem unášena podél jeho dráhy, přičemž síly, které na testovací částici působí, jsou úměrné zrychlení velké hmoty. Konkrétním případem, který byl v této souvislosti zkoumán, je působení rovnoměrně urychlované duté koule na testovací částici, která je a) uvnitř urychlované duté koule, b) vně urychlované duté koule.

V případě a) platí přibližný vztah

$$\ddot{x} = \frac{4\kappa M}{c^2 R} a , \tag{3a}$$

v případě b) platí opět přibližný vztah

$$\ddot{x} = \frac{4\kappa M}{c^2 r} a , \tag{3b}$$

kde M, R a a jsou postupně hmota, poloměr a zrychlení duté koule, r je vzdálenost testovací částice od koule a κ a c mají týž význam jako dříve. Stejně jako v předcházejících případech je zrychlení udělované testovací částici nezávislé na její hmotě.

Na základě uvedených příkladů nenewtonovského gravitačního působení můžeme si principiálně představit těžké těleso v pohybu rušící např. zemskou gravitaci. Ve všech vztazích (1), (2), (3a) a (3b) však vystupuje jako faktor κ/c^2, který naznačuje, že získané hodnoty přídavných zrychlení testovací částice budou velmi malé.

Abychom si učinili představu o požadavcích, kladených v tomto ohledu na konkrétní fyzikální soustavu, dosadíme do rovnic (2), (3a) a (3b) číselné hodnoty.

Pro úhlovou rychlost bodu na rovníku koule platí $\omega = V/R$. Protože hmota duté koule je vždy menší než hmota plné koule z téže látky, platí $M < \frac{4}{3}\pi R^3 \varrho$, kde ϱ je hustota látky koule. Dále musí pro vztah (2) platit $z < R$. Aproximujeme-li takto, nalezneme pro horní hranici zrychlení a, které může být uděleno původně nehybné testovací částici uvnitř rotující duté koule, podmínku

$$a < -2\kappa\varrho R \left(\frac{v}{c}\right)^2 . \tag{4}$$

Praktickou horní hranici rychlosti povrchu libovolného rotujícího systému vypočítal Beams. Dospěl k hodnotě $v_0 = 10^5$ cm/s neboli $(v_0/c)^2 = 10^{-11}$. Předpokládejme však, že můžeme dosáhnout $v/c = 10^{-2}$. Avšak i za tohoto výhodného předpokladu by dosažení zrychlení blízkého zemskému gravitačnímu zrychlení vyžadovalo, aby hustota a poloměr koule splňovaly nerovnost

$$\varrho R > 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} .$$

Kdyby bylo možno získat a uvést do rotace tak degenerovanou hmotu, jaká se nachází v bílých trpaslících ($\varrho \approx 10^8$ g/cm^3), koule by musela mít poloměr větší než

10 km. Při hustotě běžných látek ($\varrho \approx 10\ \mathrm{g/cm^3}$) bychom potřebovali kouli o poloměru $R > 10^8$ km.

Při dosazování do rovnic (3a) a (3b) použijeme opět odhadu $M \leqq \frac{4}{3}\pi R^3 \varrho$ (znaménko rovnosti může platit pouze pro případ 3b) a $r \approx R$. V obou případech je zrychlení omezeno horní hranicí

$$\ddot{x} \leqq \frac{16\kappa R^2 \varrho}{c^2} a \approx \varrho R^2 a \,.\, 10^{-27}\ \mathrm{cm/g}\,.$$

Při použití materiálu koule s běžnou hustotou ($\varrho \approx 10\ \mathrm{g/cm^3}$) a poloměru koule $R = 10$ km (což by bylo již těžko realizovatelné) by dosažení zrychlení testovací částice, které by se rovnalo zrychlení zemskému, vyžadovalo zrychlení koule

$$a \geqq \frac{\ddot{x}}{\varrho R^2} \,.\, 10^{27}\ \mathrm{g/cm} = 10^{17}\ \mathrm{cm\,s^{-2}}\,.$$

Při takovém zrychelní by koule dosáhla asi během jedné mikrosekundy rychlosti světla a urychlování testovací částice by nemohlo pokračovat (nepřihlížíme-li ke zvětšování hmoty koule při relativistických rychlostech, neboť jejich dosažení je z praktického hlediska energeticky neúnosné). Kdybychom měli k dispozici zmíněný materiál bílých trpaslíků, stačilo by udělit kouli o poloměru 10 km zrychlení $a = 10^{10}\ \mathrm{cm\,s^{-2}}$, aby byla získána antigravitace rušící zemské zrychlení po dobu asi jedné sekundy.

Tím nejsou vyčerpány všechny možnosti získání gravitačních sil jiných než Newtonových. Jednu z dalších možností si můžeme představit, použijeme-li analogie mezi gravitačními poli pohybujících se hmot a elektrickými a magnetickými poli pohybujících se nábojů. Z obecné teorie relativity plyne, že např. dva rotující setrvačníky se mohou při vhodné orientaci navzájem odpuzovat nebo že dvě trubice, kterými protéká kapalina, mohou být vystaveny pinchefektu atd. Tyto případy nejsou dosud podrobně prozkoumány, avšak předběžně se ukazuje, že příslušné vztahy budou opět obsahovat faktor κ/c^2. Proto ani zde není naděje na praktické využití nenewtonovské zvláštnosti gravitačního působení.

Již bylo řečeno, že zmíněné způsoby nevedou k získání antigravitace v pravém slova smyslu, neboť jde pouze o jisté zvláštnosti gravitačního působení, které plyne z obecné teorie relativity. Naopak skutečná antigravitace by byla s obecnou teorií relativity v rozporu, neboť odporuje jejímu základnímu zákonu — principu ekvivalence.

Možnost existence skutečné antigravitace naznačil objev těžkých antičástic — antinukleonů atd. Tato antigravitace by záležela v záporných gravitačních hmotách antičástic. Je zajímavé posoudit, do jaké míry odpovídá předpoklad záporných gravitačních hmot dnešnímu stavu fyzikální teorie a experimentu.

Vymizemí elektrických nábojů při anihilaci můžeme pokládat za důkaz, že elektrický náboj antiprotonu je záporný a náboj pozitronu je kladný. Pokusy s odchylováním těchto částic v magnetickém poli svědčí o tom, že setrvačná hmota antičástic je kladná.

Podle současných představ též platí zachování pohybových zákonů při kombinované inverzi (fyzikální jevy v souboru antičástic probíhají stejně jako v souboru částic). Setrvačné hmoty částic a antičástic musí mít stejné znaménko — kladné —, neboť jinak by se dvě gravitačně na sebe působící antičástice odpuzovaly na rozdíl od obyčejných částic. Stejné úvahy o symetrii svědčí o tom, že gravitační hmoty antičástic jsou úměrné jejich setrvačným hmotám.

Obě tyto úvahy vedou k závěru, že setrvačná hmota antičástic musí být kladná. Z obecné teorie relativity (z principu ekvivalence) ještě plyne, že částice a antičástice s touž setrvačnou hmotou jsou podrobeny týmž přitažlivým silám. Předpoklad záporné gravitační hmoty by potom byl v přímém protikladu s obecnou teorií relativity.

Připouštění možnosti existence antigravitace je v rozporu také s kvantovou teorií. Podle současného stavu kvantové teorie neexistuje u částic s celočíselným spinem (bozonů) rozdíl mezi částicí a antičásticí (takové částice můžeme nazývat samosdruženými). Proto by všechny bozony měly mít gravitační hmotu stejného znaménka. Je-li jejich gravitační hmota od nuly různá, vedou vzájemné přeměny bozonů a fermionů k porušení zákona zachování energie. V opačném případě, tj. při nulové gravitační hmotě, vzniká obtíž, jak vysvětlit chování fotonu, který gravitačnímu působení podléhá. O tom svědčí odchylování světla v gravitačním poli Slunce a gravitační posunutí spektrálních čar světla vysílaného bílými trpaslíky. Rovněž pozorované úhlové rozdělení fotonů při anihilaci páru pozitron—elektron (za vzniku tří fotonů) odporuje předpokladu o rozpadu bozonů na částice s různými znaménky gravitační hmoty.

Uvedené důvody svědčí o tom, že přijetí předpokladu existence záporné gravitační hmoty by vyžadovalo základní změny dosavadních fyzikálních představ. Zdali je revize současné fyziky nutná, může rozhodnout pouze přímý experiment, který antigravitaci definitivně buď zamítne, nebo dokáže. Ačkoliv by byly ohromné potíže s jeho provedením, jeví se takový experiment pro současnou teoretickou fyziku velmi žádoucím.

Jedním z experimentů, které byly navrženy k ověření antigravitace, je zkoumání chování vertikálního nebo horizontálního svazku mezonů K^0 a $\tilde{K}^0$. O hmotách mezonů K^0 a $\tilde{K}^0$ můžeme předpokládat, že souhlasí, nepřihlížíme-li ovšem ke slabým interekcím.

Máme-li např. horizontální svazek mezonů K_2^0, [2]) rozdělí se v případě záporné

---

[2]) Mezon K^0 se při volném pohybu chová jako směs dvou jiných neutrálních částic K_1^0 a K_2^0. Částice K_1^0 a K_2^0 se od sebe liší typem rozpadu a životní dobou. Mezon K_1^0 se rozpadá rychleji, za 10^{-10} s podle schématu

$$K_1^0 \to \pi^+ + \pi^- .$$

Schéma rozpadu K_2^0 je následující:

$$K_2^0 \to \begin{cases} \pi^\pm + e^\pm + \nu \\ \pi^\pm + \mu^\pm + \nu \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 , \end{cases}$$

přičemž rozpad mezonů K_2^0 musí probíhat podstatně pomaleji než rozpad mezonu K_1^0.

gravitační hmoty $\tilde{K}^0$ počáteční svazek na dva svazky, při čemž svazek K^0 bude směřovat dolů, kdežto svazek $\tilde{K}^0$ nahoru. Tento experiment však nemůžeme uskutečnit tak, aby byly pozorovány makroskopické odchylky. Je však možné jej uspořádat tak, že budeme schopni zaznamenat odchylky velikosti řádově de Broglieovy vlnové délky. Svazku částic K_2^0 lze totiž použít jako extrémně citlivého indikátoru nepatrných rozdílů mezi energiemi částic K^0 a $\tilde{K}^0$. Tyto rozdíly by vznikaly při pohybu gravitačních hmot s kladným a záporným znaménkem v gravitačním poli.

Uvažujeme-li vertikální svazek mezonů K_2^0, vznikne za předpokladu, že mezony $\tilde{K}^0$ mají zápornou gravitační hmotu, po prolétnutí výškového rozdílu h rozdíl v energiích mezi K^0 a $\tilde{K}^0$ o $2mgh$. To bude mít za následek fázové posunutí vlnových funkcí ψ a $\tilde{\psi}$ mezonů K^0 a $\tilde{K}^0$, které nakonec povede k přeměně K_2^0 na K_1^0 následované rozpadem.

Studium chování svazku mezonů K tedy může vnést jasno do jednoho z nejzajímavějších a nejdůležitějších problémů dnešní fyziky. Některé dílčí teoretické výsledky o jednotlivých rozpadech mezonů K již byly publikovány.

ČO JE TO AGROFYZIKA?

Ladislav Dunajský, Nitra

ÚVOD

„Biofyzika“ — podľa J. M. Reinera v [1] — „zaoberá sa skúmaním biológických javov fyzikálnymi a matematickými metódami“. „Biológická fyzika“ — ako píše A. M. Kuzin v [2] – „musí v prvom rade venovať pozornosť možnostiam najracionálnejšieho využitia svojich faktorov v poľnohospodárstve“. Táto dôležitá časť biofyziky sa nazýva agrofyzikou. Tento nový hraničný obor vedy vytýčil si úlohu spojiť fyziku s agronómiou a touto cestou zvyšovať úrodu kultúrnych rastlín a úžitkovosť domácich zvierat.

NÁČRT DEJÍN VZŤAHU FYZIKY A POĽNOHOSPODÁRSTVA

Vzťah medzi fyzikou a poľnohospodárstvom je úzky a starý. Už M. V. Lomonosov v r. 1757 kladie otázku: „Ako môžeme prinútiť zem, na ktorej sa rodí len neužitočná tráva a tŕnie, aby sa skrášlila kvetmi a ovocím, aby rástli užitočné trávy, aby živila a rozmnožovala bezčíselné množstvo semien do nej zasiatych, ak nemáme poznatky o vlastnostiach a o silách … a o druhých veciach, ktoré všetky závisia od fyziky“. Aj ostatní ruskí agronómi v XVIII. storočí — ako J. J. Komov, A. T. Bolotov atď. —