Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Vojtěch Ullmann

Gravitační energie

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 25 (1980), No. 5, 250--259

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/139790

Gravitační energie

Vojtěch Ullmann, Ostrava

1. Úvod

V současné fyzice zaujímá centrální místo koncepce pole, která přispěla rozhodujícím způsobem k pokroku v poznání elektromagnetismu, gravitace i jaderných sil. Základy klasické teorie pole pro elektřinu a magnetismus byly vytvořeny již v minulém století M. Faradayem a J. C. Maxwellem.

Dosavadní poznání ukazuje, že neexistuje bezprostřední okamžité působení „na dálku", nýbrž těleso (zdroj) vytváří kolem sebe pole, které zprostředkovává jeho působení na ostatní tělesa. Důležité je, že toto působení (resp. jeho změny) se šíří konečnou rychlostí. Hned se však vynoří otázka: kde je např. energie a hybnost v časovém intervalu mezi jejím „vysláním" jedním tělesem (systémem) a jejím „přijetím" druhým systémem? Jedinou uspokojivou odpovědí je, že pole samotné musí mít ty zachovávající se charakteristiky hmoty (integrály pohybu), jejichž přenos zprostředkovává — energii, hybnost, moment hybnosti — stejně jako běžná látková prostředí.

Tyto skutečnosti si úvodem několika slovy ilustrujme nejdříve na elektromagnetickém poli, které je nejlépe teoreticky i experimentálně prověřené; na využití jeho vlastností je založena celá současná elektrotechnika. V elektromagnetickém poli je energie spojitě rozložena a její objemová hustota je úměrná $(\varepsilon E^2 + \mu H^2)/2$ (soustava jednotek SI), kde $\boldsymbol{E}$ a $\boldsymbol{H}$ jsou intenzity elektrického a magnetického pole. V časově proměnném elektromagnetickém poli proudí energie z jednoho místa na druhé; hustota proudu elektromagnetické energie je charakterizována Poyntingovým vektorem $\boldsymbol{S} = (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H})$. Podobně má elektromagnetické pole hybnost, jejíž objemová hustota je dána $\boldsymbol{S}/c$.

2. Tenzor energie a hybnosti

V relativistické fyzice se energie a hybnost vyjadřují pomocí tenzoru energie-hybnosti T^{ik} $(i, k = 0, 1, 2, 3)$ ve čtyřrozměrném prostoročase (viz např. [1]). Tento tenzor charakterizuje hustotu a proud energie a hybnosti v soustavě, přičemž hustota energie je popsána jeho časovou složkou T^{00} a hustota hybnosti složkami T^{10}, T^{20}, T^{30}. Ostatní složky popisují hustotu proudu hybnosti. V klasickém případě (kdy neuvažujeme vlastní spinový moment hybnosti) musí být z důvodu zachování momentu hybnosti tenzor energie-hybnosti symetrický. Celková energie E a hybnost P^α $(\alpha = 1, 2, 3)$ soustavy je pak dána objemovými integrály

$$(1) \qquad E = \int_{x^0=\mathrm{konst.}} T^{00}\, \mathrm{d}^3x\,, \quad P^\alpha = \int_{x^0=\mathrm{konst.}} T^{\alpha 0}\, \mathrm{d}^3x$$

a stejně tak čtyřhybnost $P^i \equiv (E, P^\alpha)$

$$P^i = \int_{x^0 = \text{konst.}} T^{i0}\, \mathrm{d}^3 x \,. \tag{2}$$

Zákon zachování energie a hybnosti má potom diferenciální tvar

$$T^{ik}{}_{,k} \equiv \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^k} = 0 \tag{3}$$

(sčítá se přes opakující se index k), který v trojrozměrném přepisu je analogický známé rovnici kontinuity $j^k{}_{,k} \equiv \partial \varrho / \partial t + \operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0$, kde $j^k \equiv (\varrho, \boldsymbol{j})$ je čtyřproud, $\varrho \equiv j^0$ je hustota náboje a $\boldsymbol{j}$ hustota proudu.

Jestliže obklopíme sledovanou soustavu nějakou myšlenou uzavřenou plochou S, přechodem od objemových integrálů (2) k plošným integrálům s použitím Gaussovy věty a diferenciálního zákona (3) dostaneme zákony zachování energie a hybnosti v integrálním tvaru

$$\frac{\mathrm{d}P^i}{\mathrm{d}t} = -\oint_S T^{i\alpha}\, \mathrm{d}^2 S_\alpha \,, \tag{4}$$

kde $\mathrm{d}^2 S_\alpha$ jsou složky (normálového) vektoru elementu plochy. Tento zákon říká, že rychlost změny energie a hybnosti v nějaké prostorové oblasti je rovna celkovému proudu energie a hybnosti přes uzavřenou plochu ohraničující tento objem. Analogický zákon platí i pro moment hybnosti. Pro izolovanou soustavu je na pravé straně (4) nula, takže $P^i = \text{konst.}$ – energie a hybnost se s časem nemění.

Při formulaci fyzikálních zákonů pomocí variačního principu nejmenší akce obecně platí podle věty Noetherové, že diferenciální zákony zachování plynou z invariance integrálu akce vůči transformacím potenciálů pole, přičemž konkrétním grupám transformací odpovídá zachování určitých veličin. Je známo, že např. zachování energie, hybnosti a momentu hybnosti souvisí s invariancí fyzikálních zákonů vzhledem k translacím a rotacím v prostoročasu („homogenita času a prostoru, izotropie prostoru“), zachování elektrického náboje s invariancí vůči kalibračním transformacím potenciálů elektromagnetického pole apod. Ty zákony zachování, které odrážejí fyzikální interakce (tj. předávání fyzikálních veličin typu např. energie nebo náboje), souvisejí prostřednictvím rovnic pohybu (pole) s dynamikou systému (polí). O zákonech zachování viz např. [1], [2], [3]; velmi podrobný rozbor je v monografii [4].

3. Energie a hybnost v gravitačním poli

Složitější je situace v obecné teorii relativity, v teorii gravitace. Základní vlastností gravitace je univerzálnost gravitačního působení vyjádřená v Einsteinově principu ekvivalence, která umožňuje ztotožnit gravitační pole se zakřiveným riemannovským prostoročasem, přičemž potenciály pole jsou tvořeny složkami metrického tenzoru g_{ik}. Pomocí tohoto principu je možno (lokálně) zobecnit všechny zákony ze speciální teorie relativity na zakřivený prostoročas prostřednictvím lokálních inerciálních soustav. Toto zobecnění vede k tomu, že v rovnicích jednotlivých fyzikálních zákonů přecházejí běžné parciální derivace podle souřadnic v derivace kovariantní beroucí v úvahu konexi zakřiveného prostoročasu (např. volná hmotná částice se pohybuje po geodetice).

Podle obecné teorie relativity je gravitační pole buzeno opět univerzálně veškerou hmotou $\sim$ energií, přičemž Einsteinovy „geometrodynamické" rovnice gravitačního pole mají tvar

$$G_{ik} \equiv R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8 \pi \mathrm{k}}{c^4} T_{ik}, \tag{5}$$

kde G_{ik} je Einsteinův tenzor křivosti, R_{ik} a R označují složky Ricciho tenzoru křivosti a skalární křivost (vzniklé postupným úžením Riemannova tenzoru křivosti). Gravitační konstanta k má rozměr a hodnotu podle použité soustavy jednotek (v soustavě SI je $\mathrm{k} = 6{,}664 \,.\, 10^{-11}\ \mathrm{m}^3\ \mathrm{kg}^{-1}\ \mathrm{s}^{-2}$). Riemannův tenzor křivosti vyjadřuje zakřivení prostoročasu ve smyslu neintegrability paralelního přenosu — vektor přenesený paralelně podél uzavřené křivky se při návratu zpět do výchozího bodu bude obecně lišit od původního vektoru, a to tím více, čím větší jsou složky tenzoru křivosti vyjádřené v ortonormální bázi. Pro rovinný prostoročas jsou všechny složky tenzoru křivosti rovny nule. V Riemannově prostoročasu je tenzor křivosti funkcí složek metrického tenzoru g_{ik} a jeho derivací podle souřadnic (i časových) do druhého řádu, a to prostřednictvím složek příslušné afinní konexe a jejich prvních derivací. Rovnice (5) jsou pak nelineární parciální diferenciální rovnice druhého řádu pro složky metrického tenzoru g_{ik}; rovnice popisují prostoročasovou distribuci pole metrického tenzoru, tj. prostorové rozložení a evoluci gravitačního pole buzeného soustavou zdrojů popsanou tenzorem energie a hybnosti T_{ik}. Podle těchto rovnic je tedy zdrojem gravitačního pole tenzor energie-hybnosti všech těles a polí kromě gravitačního. Podrobné informace o teorii relativity a gravitace lze získat např. ve velmi obsáhlé monografii [5], v češtině např. v [6].

Zobecněním výše zmíněného lokálního zákona zachování (3) energie a hybnosti na přítomnost gravitačního pole (zakřivený prostoročas) je tedy podle principu ekvivalence tenzorový vztah*)

$$T^{ik}{}_{;k} \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial[\sqrt{(-g)}\, T^{ik}]}{\partial x^k} + \Gamma^i_{mk} T^{mk} = 0\,, \tag{6}$$

kde středníkem je označena kovariantní derivace, g je determinant metrického tenzoru

*) Podle Einsteinových rovnic pole (5) je zákon zachování (6) splněn identicky. Má to hluboké geometrické souvislosti sahající přes Bianchiho identity až ke geometricko-topologickému principu „hranice hranice je rovna nule" (v tomto případě orientovaná dvojrozměrná hranice trojrozměrné hranice čtyřrozměrné oblasti prostoročasu) — viz např. str. 338 ve sborníku [9]. Zákon zachování (6) vede k rovnicím pohybu soustavy, která je popsána příslušným tenzorem energie-hybnosti T_{ik}, takže v tomto smyslu „rovnice pohybu plynou z Einsteinových rovnic pole".

g_{ik}, Γ^i_{mk} jsou souřadnicové složky afinní konexe (Christoffelovy symboly), které jsou funkcí prvních derivací g_{ik} podle souřadnic; opět se zde sčítá přes opakující se indexy k a m.

V tomto tvaru však již tato rovnice nevyjadřuje žádný lokální zákon zachování, protože vlivem přítomnosti druhého členu v (6) neumožňuje přechod mezi plošnými integrálními toky a objemovými integrály s použitím Gaussovy věty (tak jak to bylo možné mezi diferenciálním (3) a integrálním (4) zákonem zachování). Souvisí to s tím, že se musí zachovávat energie a hybnost nejen samotných zdrojů, ale včetně energie a hybnosti gravitačního pole, která není zahrnuta do T^{ik}.

Proto se tento tenzorový zákon (6) upravuje na tvar

$$(T^{ik} + t^{ik})_{,k} = 0 \,, \tag{7}$$

kde v t^{ik} je použito Einsteinových gravitačních rovnic (5) tak, aby v t^{ik} vystupovaly jen gravitační proměnné g_{ik}. Vztah (7), který obsahuje (za cenu ztráty tenzorového charakteru) již běžné parciální derivace, umožňuje přechod mezi objemovými a plošnými integrály a vyjadřuje proto zákon zachování součtu tenzoru energie-hybnosti T^{ik} těles a negravitačních polí a tzv. pseudotenzoru energie-hybnosti gravitačního pole t^{ik}, který by měl určovat hustotu a tok energie a hybnosti samotného gravitačního pole.

Takový popis gravitační energie provedl již před více než 50 lety sám Einstein. Brzy se však ukázalo, že fyzikální význam Einsteinova pseudotenzoru je poněkud pochybný. Bylo zjištěno, že při jeho použití např. i v rovném prostoru bez gravitačního pole je možno pouhým přechodem ke sférickým souřadnicím dosáhnout nenulové hustoty energie a nekonečné celkové energie. Tento absurdní výsledek se někdy nazývá Bauerův paradox.

4. Lokalizovatelnost gravitační energie

Již od vytvoření Einsteinovy obecné teorie relativity se vleče problém gravitační energie, především otázka její lokalizovatelnosti. I u elektromagnetického pole byly při formálním rozboru určité potíže s lokalizací (tj. s přiřazením určité hustoty) energie a s fyzikální interpretací Poyntingova vektoru jako hustoty toku výkonu. Tyto potíže souvisí s tím, že k výrazu pro hustotu energie lze přičíst divergenci libovolné vektorové funkce nulové v nekonečnu, aniž se změní celková hodnota energie. Podobně přechod mezi plošnými a objemovými integrály není jednoznačný, protože k výrazu v plošném integrálu můžeme přičíst jakýkoliv vektor, který při integrování po uzavřené ploše dá nulu, aniž se změní celkový tok. V jedné starší monografii o elektromagnetismu [7] je dokonce metaforické srovnání, podle něhož vyšetřování hustoty rozložení energie v poli je podobné, jako kdybychom vyšetřovali hustotu, s jakou je krása malby rozložena po ploše obrazu. Toto přirovnání není příliš příléhavé pro elektromagnetické pole, avšak do určité míry vystihuje současnou situaci v problematice gravitační energie.

V padesátých a šedesátých letech byla vytvořena řada různých výrazů pro hustotu gravitační energie — uveďme aspoň pseudotenzory Landaua a Lifšice [1], Møllera

[8], pseudotenzor z r. 1958 MICKEVIČE a MØLLERA [4] atd. Existuje a je možno vytvořit mnoho různých vzorců pro hustotu gravitační energie a není jasné, kterému z nich dát přednost, který (a zda vůbec některý) je správný. V souvislosti s uvedenými a některými dalšími problémy se odborníci v oblasti relativity a gravitace rozdělili v padesátých a šedesátých letech na tři skupiny – první věřili, že energii gravitačního pole lze lokalizovat, druzí že sice gravitační pole má energii, ale ta je principiálně nelokalizovatelná, třetí konečně pochybují o existenci gravitační energie vůbec, považují gravitaci za čistě geometrický projev. V současné době však již toto rozdělení není aktuální, prakticky všichni patří do skupiny druhé (viz níže).

Velké zásluhy v oblasti gravitační energie má zvláště C. MØLLER, který zkonstruoval řadu různých výrazů pro gravitační energii [8], [4] a zformuloval pět požadavků, kterým by měl vyhovovat reálný pseudotenzor energie-hybnosti gravitačního pole:
1. t^{ik} je afinní tenzorová hustota váhy $+1$, která je algebraickou funkcí potenciálů pole a jejich prvních a druhých derivací. 2. Platí diferenciální zákon zachování $t^{ik}{}_{,k} = 0$. 3. Pro uzavřenou soustavu s asymptoticky rovinným prostoročasem je celková čtyřhybnost $P^i = \int t^{0i}\, d^3x$, $x^0 =$ konst., časově konstantní a transformuje se jako 4-vektor při lineárních transformacích souřadnic. 4. Hustota energie-hybnosti t^{0i} se transformuje jako čtyřrozměrná vektorová hustota při čistě prostorových transformacích souřadnic. Celková energie obsažená v konečném objemu potom nezávisí na volbě prostorových souřadnic, což je podmínka prostorové lokalizovatelnosti energie. 5. V těžišťové vztažné soustavě musí mít celková čtyřhybnost tvar $P^i = (Mc^2, 0, 0, 0)$, takže celková energie systému je rovna (ekvivalentní) její gravitační hmotě. Tento poslední požadavek spojuje princip ekvivalence setrvačné hmoty a energie ve speciální teorii relativity a princip ekvivalence setrvačné a tíhové hmoty v obecné teorii relativity. Møller dále ukázal, že při použití složek metrického tenzoru jako potenciálů pole nelze všem těmto podmínkám současně vyhovět, a je proto třeba použít např. tetrádového formalismu [4], [8]. Souvisí to též s potížemi při důsledně kovariantním popisu gravitačního pole pomocí složek metrického tenzoru jako potenciálů pole, protože metrické pole je kovariantně konstantní a nemá tedy smysl vyšetřovat závislosti veličin na kovariantních derivacích potenciálů, které slouží zároveň jako základ metrické struktury.

Snahy najít vyhovující vztahy pro hustotu lokální gravitační energie nevedly k jednoznačným výsledkům a v současné době je nejvíce rozšířen druhý názor, podle něhož lokalizace gravitační energie není možná, energie gravitačního pole je jevem globálním, nikoliv lokálním a fyzikální význam mají pouze integrální hodnoty energie, hybnosti a momentu hybnosti. Tento názor je podporován principem ekvivalence, podle něhož v libovolném místě lze zavést lokálně inerciální vztažnou soustavu – lokálně „zlikvidovat" gravitační pole a tím i lokální gravitační energii. Lokální gravitační energie nefiguruje jako zdroj na pravé straně Einsteinových rovnic, nezakřivuje tedy prostoročas, nemá „váhu" a není měřitelná. Rozumné fyzikální vlastnosti má gravitační energie pouze v nelokálním smyslu (viz níže). Skutečně, i přes nejednoznačnost výrazů pro pseudotenzor energie a hybnosti gravitačního pole lze z nich získat jednoznačný výraz pro celkový čtyřvektor energie a hybnosti P^i, který má dobré fyzikální vlastnosti ve smyslu Møllerova požadavku č. 3, za předpokladu, že vyšetřovaná soustava je prostorově omezená a má asymptoticky rovinný prostoročas (tzv. ostrovní soustava).

Třetí názor – popírající existenci gravitační energie – vychází kromě zmíněných těžkostí též z toho, že u některých pseudotenzorů gravitačního pole je možno čtyři zvolené jejich složky anulovat vhodnou volbou souřadné soustavy nejen lokálně, ale i globálně v celém prostoru (viz např. [9]).

5. Vyzařování a přenos gravitační energie

Proti názorům popírajícím existenci gravitační energie lze argumentovat ve dvou směrech. Gravitační energie může být především studována pomocí metod, které nevyžadují používání pseudotenzorů (nebo aspoň ne jejich explicitního tvaru) – přímé použití Einsteinových rovnic, které vedou k retardovaným potenciálům a odtud ke konečné rychlosti (rovné rychlosti světla) šíření změn v gravitačním poli a k existenci gravitačních vln, které se odpoutávají od zdroje a odnášejí s sebou část jeho energie, hybnosti a momentu hybnosti i bez přítomnosti nějakého „přijímače".

Retardované integrály pro veličiny $\psi^{ik} = h^{ik} - \frac{1}{2}\eta^{ik}h^j_j$, kde h^{ik} jsou odchylky metrického tenzoru g^{ik} od Minkowského metriky η^{ik}, mají podobný tvar jako v elektrodynamice:

$$\psi^{ik}(t, x^\alpha) = \frac{4k}{c^2} \int \frac{[T^{ik} + t^{ik}]\,(t - R/c, x^{\alpha'})}{R}\, d^3x^{\alpha'}, \tag{8}$$

přičemž v aproximaci linearizované teorie není přítomen pseudotenzor t^{ik}. Výsledné pole v každém místě je tedy dáno nikoliv okamžitým rozložením hmoty~energie, ale rozložením zpožděným (posunutým do minulosti) o čas, který potřebuje pole k překonání vzdálenosti $R = \sqrt{\sum(x^\alpha - x^{\alpha'})^2}$ z jednotlivých míst $x^{\alpha'}$ soustavy do vyšetřovaného bodu x^α. Změny v gravitačním poli se tedy šíří konečnou rychlostí, rovnou rychlosti světla. Protože šíření změn v gravitačním poli je spojeno s předáváním energie, ukazuje konečná rychlost tohoto šíření na to, že gravitační pole samotné je nositelem energie (viz argumentace v úvodu článku). Vzhledem ke specifickým vlastnostem gravitačního pole (především univerzálnosti) tento vývod však neznamená, že gravitační energie je v prostoročase lokalizována.

V gravitační vlně opět nelze lokalizovat gravitační energii a hybnost do oblasti menší než délka vlny (nedá se tedy říct, jakou část energie přenáší vrchol, dolina nebo sklon vlny). Důležité informace o vlastnostech energie a hybnosti se zde však dají získat v tzv. krátkovlnné aproximaci (viz např. [10]), která umožňuje oddělit globální zakřivení prostoročasu od lokálních fluktuací vln v případech, kdy délka vlny je mnohem menší než charakteristický poloměr křivosti prostoročasu, podobně jako můžeme globální tvar Země odlišit od místních nerovností terénu nebo tvar pomeranče odlišit od místních drobných nerovností jeho povrchu. Metrický tenzor (potenciály pole) může být pak rozložen $g^{ik} = g^{ik}_{\text{glob.}} + g^{ik}_{\text{vln.}}$ na globální část $g^{ik}_{\text{glob.}}$ a vlnovou část $g^{ik}_{\text{vln.}}$. Obecné rovnice pole ve vakuu $R^{ik} = 0$ mohou být potom rozděleny na tři části: globální část (monotónní v rozsahu většího počtu vlnových délek), vlnovou část a nelineární opravy vyššího řádu (např. zkreslení nebo rozptyl vlny na vlně). Toto rozdělení lze provést pomocí zprůměrování přes několik vlnových délek za použití vhodné normované váhové funkce konvergující k nule s rostoucí vzdáleností (s rostoucím počtem vlnových délek) a paralelního přenosu do vyšetřovaného místa podél vhodné geodetiky. Pro náš problém je důležitá globální část, kterou je možno upravit na tvar Einsteinových rovnic

$$G^{ik}_{\text{glob.}} \equiv R^{ik}_{\text{glob.}} - \frac{1}{2} R_{\text{glob.}} g^{ik}_{\text{glob.}} = \frac{8\,\pi k}{c^4} T^{ik}_{\text{vln.}}, \tag{9}$$

kde zdroj na pravé straně*)

$$T^{ik}_{\text{vln.}} = -\frac{c^4}{8\,\pi k}\left(\overline{R^{ik}_{\text{vln.}}} - \frac{1}{2} g^{ik}_{\text{glob.}} \overline{R_{\text{vln.}}}\right) = \overline{t^{ik}_{\text{vln.}}} \tag{10}$$

je tzv. tenzor „efektivní rozprostřené energie-hybnosti" gravitačních vln. Vodorovná čára zde značí zprůměrování veličiny přes několik vlnových délek, index „glob." globální část, „vln". dynamickou (vlnovou) část. Při zprůměrování pseudotenzoru t^{ik} přes několik vlnových délek tedy dostáváme tenzor energie a hybnosti $T^{ik}_{\text{vln.}}$ gravitačních vln, který má zcela dobrý fyzikální význam (ovšem v nelokálním smyslu). Podle (9) může tento tenzor mimo jiné sloužit jako rovnoprávný zdroj (spolu s tenzorem energie a hybnosti těles a negravitačních polí) na pravé straně Einsteinových gravitačních rovnic, a tedy přispívá ke globálnímu zakřivení prostoročasu. V principu je možno dokonce dosáhnout takového zkoncentrování gravitačních vln, že vlivem jejich „samogravitace" část gravitační energie podlehne gravitačnímu kolapsu a vytvoří černou díru. Tato „čistě gravitační" černá díra je nerozlišitelná od černé díry vzniklé např. kolapsem (nenabité) hvězdy, protože podle teorie zůstávají po utvoření horizontu černé díře jen tři charakteristiky – hmota, náboj a moment hybnosti bez ohledu na to, z čeho a jakým způsobem černá díra vznikla („černá díra nemá vlasy", viz např. [11], [12]). Podmínky pro takové zkoncentrování gravitačních vln by však asi mohly vzniknout jen v prvních fázích vývoje vesmíru po hypotetické singularitě nebo snad při gravitačním kolapsu celých galaxií.

Jiným příkladem čistě gravitačního objektu je Wheelerův gravitační „geon" (obr. 1) – hypotetický metastabilní útvar z gravitačních vln udržující se pohromadě vlastní gravitací [13].

Integrální zákon zachování (4) energie a hybnosti přechází při zahrnutí gravitačního záření na tvar

$$\frac{dP^i}{dt} = -\oint_S (T^{i\alpha} + T^{i\alpha}_{\text{vln.}})\, d^2 S_\alpha\,, \tag{11}$$

kde plocha S leží v asymptoticky rovinném prostoročase (a tedy ve „vlnové zóně" soustavy). Tyto rovnice v asymptoticky rovinném prostoročase obklopujícím vyšetřovaný systém, které již neobsahují netenzorové veličiny, říkají, že rychlost změny energie a hybnosti soustavy je rovna proudu, kterým je přes uzavřenou plochu obklopující sou-

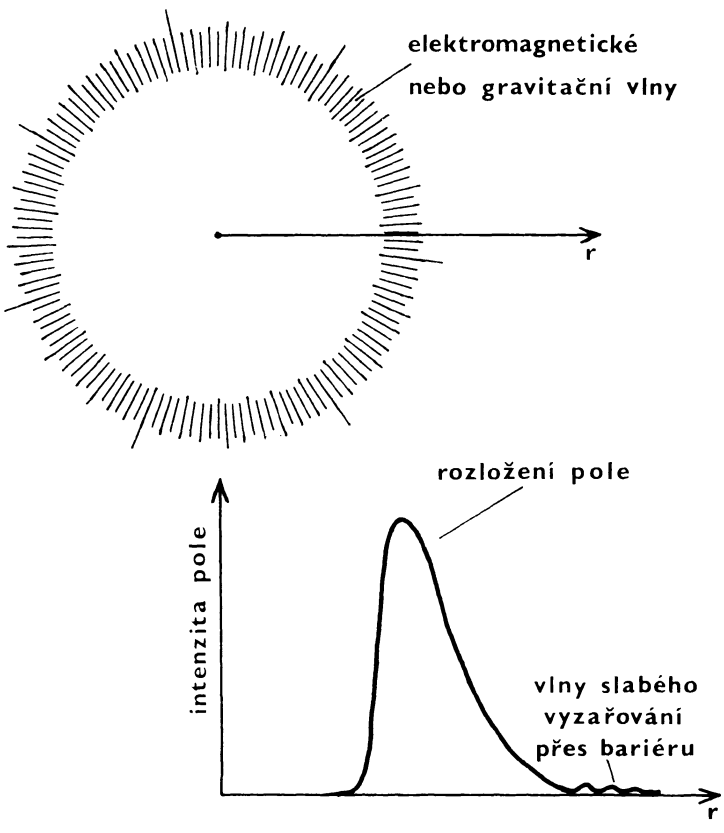
*) To, jak se i v „prázdném" prostoru bez hmotných zdrojů objeví na pravé straně (9) zdroj globálního gravitačního pole, je poněkud analogické tomu, jak se i ve vakuu bez proudů pro nestacionární elektromagnetické pole objevuje Maxwellův posuvný proud.

stavu přenášena energie a hybnost látkovým prostředím (tělesa, plyn apod)., negravitačními poli a gravitačními vlnami.

Z nastíněného rozboru je vidět, že gravitační pole se v globálním pohledu liší od elektromagnetického (jehož zdrojem je náboj-proud) mimo jiné tím, že jeho zdrojem je nejen hmota$\sim$energie těles a ostatních polí, ale i energie tohoto gravitačního pole samotného, což vede k principiální nelinearitě gravitace. V tomto smyslu „gravitace budící samu sebe" je možno obecné Einsteinovy rovnice získat z lineárních rovnic jako konvergující řadu postupných oprav, jejichž tenzor energie-hybnosti je zdrojem vždy dalších oprav (viz např. [14], [15]).

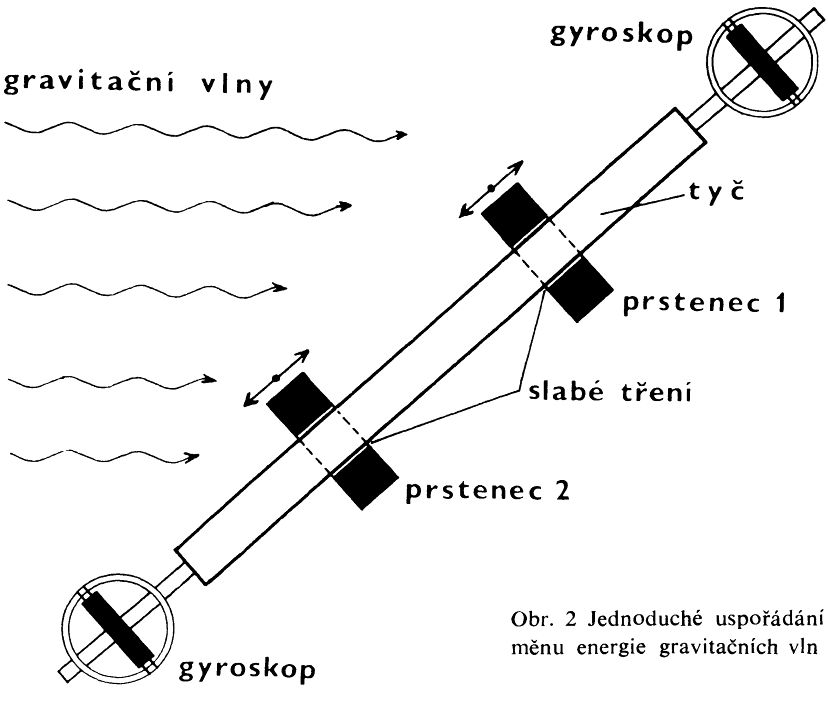
6. Přeměny gravitační energie

Druhý směr argumentace ve prospěch existence gravitační energie se obrací k experimentu, ke studiu podmínek, za nichž mohou gravitační síly konat práci a docházet k přeměně gravitační energie na jiné druhy energie.



Obr. 1 Geon — hypotetický metastabilní útvar z elektromagnetických nebo gravitačních vln udržující se pohromadě vlastní gravitací.

Za jeden z takových „gravitačních motorů" můžeme považovat např. mořský příliv, který přeměňuje prostřednictvím gravitačního působení část kinetické energie obíhajícího Měsíce na teplo a mechanickou energii Země. Představíme-li si v myšleném experimentu, že příliv není v činnosti a „spustíme" ho teprve v určitém okamžiku, bude se v prvních chvílích odebírat energie z nejbližších oblastí gravitačního pole, protože Měsíc zatím „nic neví" o spuštění přílivového tření. Teprve asi za jednu sekundu se oblast snížené energie rozšíří až k Měsíci a utvoří se kontinuální tok energie mezi Měsícem a Zemí. Celý proces probíhá však hluboko uvnitř „induktivní" zóny soustavy (prakticky v jejím středu), kde se v uvažovaných měřítkách projevuje „kumulativnost" procesu, takže tento myšlený experiment není argumentem pro lokalizovatelnost gravitační energie.



Obr. 2 Jednoduché uspořádání pro přeměnu energie gravitačních vln na teplo.

Co se týče gravitačních vln, navrhl před více než 20 lety Bondi [16] velmi jednoduchý a názorný myšlený experiment, jehož uspořádání je na obr. 2. Na hladké tyči se mohou téměř volně (s dostatečně malým třením) pohybovat dva prstence. Gyroskopy na koncích tyče zamezují její (lokální) rotaci. Celý systém se volně pohybuje v prostoru (těžiště po geodetice) a gravitační vlny v důsledku deviace geodetik posunují prstence od sebe a k sobě. Vlivem tření o tyč se takto část energie gravitačních vln přeměňuje v teplo zahřívající tyč. Později byly navrženy nesrovnatelně citlivější detektory (viz např. [17], [18], [19]), z nichž některé bychom mohli s trochou nadsázky považovat za jakési „elektrárny" s nepatrným výkonem využívající energie gravitačních vln. Avšak v důsledku extrémně slabého gravitačního záření nám blízkých a dostupných zdrojů (malá gravitační konstanta, kvadrupólový charakter záření) ani značně komplikované detektory (např. Weberovy koincidenční válce) zatím s jistotou nezaregistorvaly gravitační vlny.

7. Závěr

V tomto článku jsme se zabývali jen některými základními a specifickými aspekty problému gravitační energie v rámci klasické obecné teorie relativity. V souvislosti s energií gravitačního pole by bylo možno rozebírat celou řadu dalších otázek, např. vztahy ke geometrodynamice J. A. Wheelera (která se snaží hmotu, energii i náboje interpretovat jako změny v křivosti a topologii prostoročasu), gravitony a kvantování gravitačního pole, astrofyzikální a kosmologické aspekty, procesy získávání energie z ergosféry rotujících černých děr a podobně; zatím však není naděje na přímé experimentální studium většiny takových jevů v blízké budoucnosti.

Pro nás je však důležité, že se na problémech gravitace intenzívně pracuje a její lepší pochopení v budoucnosti umožní jak další teoreteické výzkumy, tak experimentální sledování jevů (v pozemských i astronomických měřítkách) souvisejících s vyzařováním a přeměnami gravitační energie.

Literatura

[1] LANDAU L. D., LIFŠIC E. M.: *Teorija polja.* Nauka, Moskva 1967.
[2] LANDAU L. D., LIFŠIC E. M.: *Mechanika.* Nauka, Moskva 1973.
[3] HORSKÝ J., NOVOTNÝ J.: Czech. J. Phys. *B19* (1969).
[4] MICKEVIČ N. V.: *Fizičeskije polja v obščej teorii otnositelnosti.* Nauka, Moskva 1969.
[5] MISNER CH. W., THORNE K. S., WHEELER J. A.: *Gravitation.* Freeman and Comp., San Francisco 1973. Existuje ruský překlad.
[6] KUCHAŘ K.: *Základy obecné teorie relativity.* Academia, Praha 1968.
[7] MASON W. P., WEAVER J. S.: *The electromagnetic Field.* Univ. Press, Chicago 1929.
[8] MØLLER C.: str. 34—66 ve sborníku Gravitacija i topologija. Mir, Moskva 1966.
[9] ŠIROKOV F. M.: str. 321—332 ve sborníku Gravitacija. Naukova Dumka, Kijev 1972.
[10] ISAACSON R. A.: Phys. Rev. *166* (1968).
[11] CARTER B.: Phys. Rev. Lett. *26* (1970).
[12] ULLMANN V.: *Gravitační kolaps a fyzika černých děr.* Reprint KNsP Ostrava 1978.
[13] WHEELER J. A.: *Gravitacija, nejtrino, vselennaja.* IL, Moskva 1962.
[14] GUPTA S. N.: Phys. Rev. *96* (1954).
[15] DESER S.: Gen. Rel. and Grav. *1* (1970).
[16] BONDI H.: Nature *179* (1957).
[17] WEBER J.: *General Relativity and Gravitational Waves.* Wiley-Interscience, New York 1961. Existuje ruský překlad.
[18] WEBER J.: Phys. Rev. Lett. *22* (1969).
[19] PRESS W. H., THORNE K. S.: Ann. Rev. Astron. Astrophys. *10* (1972).

Autor děkuje dr. JIŘÍMU LANGEROVI, CSc., který se ujal recenze článku, za cenné věcné připomínky, které přispěly k srozumitelnosti a zlepšení kvality textu tohoto článku.