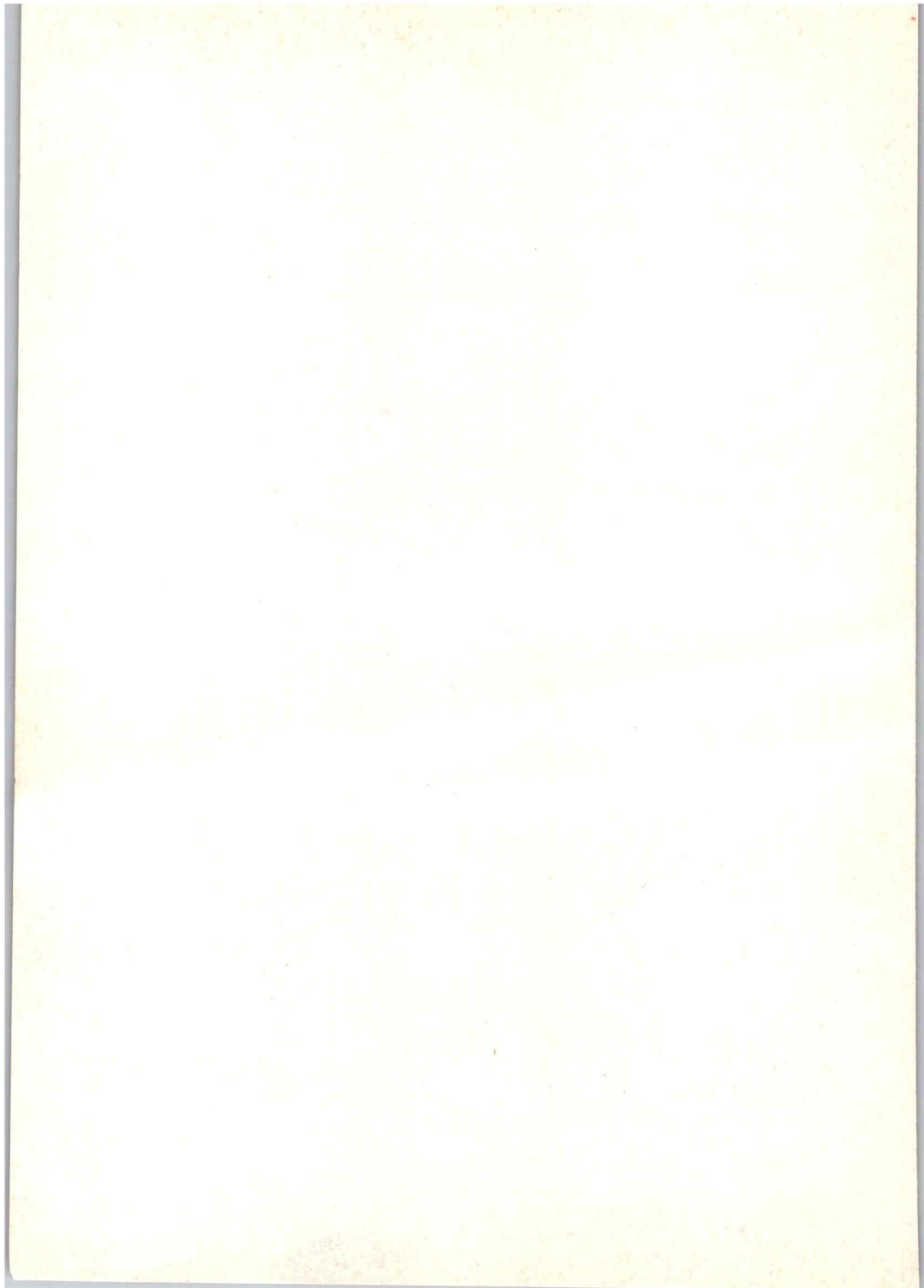


KOSMICKÉ ROZHLEDY

ROČNÍK 22 (1984) ČÍSLO 1

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV



KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník Československé astronomické společnosti při Československé akademii věd

ročník 22 (1984)

číslo 1

T. Zeithamer

Gravitační záření a základní experimentální testy
obecné teorie relativity
(pokračování z č. 2/1983)

2. Linearizovaná teorie gravitace

Oproti Maxwellovým rovnicím pro elektromagnetické pole jsou rovnice popisující pole gravitační mnohem složitější. Jejich složitost vyplývá z následujícího. Maxwellovy rovnice jsou lineární, neboť elektromagnetické pole nepřenáší náboj, i když hybnost a energii přenáší. Gravitační pole stejně jako elektromagnetické pole přenáší hybnost a energii, avšak rozdíl mezi nimi tkví v tom, že gravitační pole je buzeno kteroukoliv formou hmoty a proto samo přispívá určitým vkladem k celkové hmotnosti zdroje. Z tohoto důvodu jsou rovnice gravitačního pole nelineárními parciálními diferenciálními rovnicemi, přičemž jejich nelinearita odráží tu skutečnost, že gravitace působí sama na sebe.

V důsledku složitosti nelineárních Einsteinových rovnic pole neumíme prozatím najít jejich obecné řešení. Existují dvě cesty, jak tuto obtíž obejít. Na první z nich se můžeme pokusit zjednodušit výchozí rovnice natolik, abychom byli schopni je řešit, přičemž u takto nalezených asymptotických řešení musíme zjistit, do jaké míry objektivně popisují reálnou fyzikální situaci. Druhou podstatně složitější a delší cestou je hledání speciálních řešení přesných Einsteinových rovnic pole. Díky různým důvtipným matematickým obrátům jich dnes známe již celou řadu.

Einsteinovy rovnice gravitačního pole, stejně jako Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole, mají radiační řešení. Nelinearita rovnic gravitačního pole, charakterizující fakt, že gravitační vlna je jistým rozložením energie a hybnosti a proto určitým způsobem přispívá ke svému vlastnímu gravitačnímu poli, nám prozatím neumožňuje nalézt obecná radiační řešení přesných Einsteinových rovnic. Uchylujeme se proto k tomu, že studujeme radiační řešení Einsteinových rovnic pro slabá pole, která popisují vlny nepřenášející velkou energii a hybnost, v důsledku čehož můžeme zanedbat působení vlny na sebe samu.

V linearizované teorii gravitace se přidržujeme idealizace, podle níž se gravitační vlny šíří plochým prostoročasem (lokální hledisko). Rovnice pole se tedy zapisují a řeší tak, jakoby pozadí (základní prostoročas) nebylo zakřiveno energií gravitačních vln, avšak vazba s experimentem se stanovuje využitím formalismu obecné teorie relativity pro zakřivený prostoročas (viz kap. 5). Z rovnic linearizované teorie gravitace vyplývají předpovědi o vlastnostech gravitačního záření. V mnohém jsou tyto vlastnosti podobné vlastnostem elektromagnetického záření, ačkoliv existují i některé zajímavé rozdíly. Velmi stručně se proto zmíníme o některých podstatných vlastnostech elektromagnetického záření. Vyjma určitých kvantových aspektů jsou tyto vlastnosti určovány Maxwellovými rovnicemi.

Elektromagnetické vlny jsou ve vakuu příčné a mají dva nezávislé stavy polarizace (například levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizaci). Rovinnou monochromatickou elektromagnetickou vlnu lze rozložit na dvě lineárně polarizované nebo kruhově polarizované složky. Pro lineárně polarizované vlny zavádíme v elektromagnetismu jednotkové vektory polarizace \vec{e}_x a \vec{e}_y . Zkušební náboje v inerciálním soustavě souřadné, na které dopadá vlna s vektorem polarizace \vec{e}_x , kmitají ve směru osy x . Stejná situace nastane pro vlnu mající vektor polarizace \vec{e}_y pouze s tím rozdílem, že zkušební částice budou kmitat ve směru osy y (viz tab. 4). Pro elektromagnetické vlny s kruhovou polarizací definujeme vektory pravotočivé a levotočivé polarizace \vec{e}_p a \vec{e}_l , které souvisejí s vektory lineární polarizace vztahy

$$\vec{e}_p = (\vec{e}_x + i \vec{e}_y) / \sqrt{2} \quad \text{a} \quad \vec{e}_l = (\vec{e}_x - i \vec{e}_y) / \sqrt{2}.$$

Kruh testovacích částic, vytvořený například z protonů, se v poli této vlny bude chovat tak, že každá částice jej vytvářející se posune ve stejném směru o stejnou vzdálenost (tab. 4) Šíření rovinné elektromagnetické vlny může být popsáno paprsky kolnými k vlnoplochám. Tyto paprsky jsou ve vakuu přímkou a můžeme si představit, že vlna se pohybuje podél nich základní rychlostí c .

Přejdeme-li od vlnové teorie ke kvantové teorii elektromagnetického záření, můžeme si je názorně představit jako proud fotonů letících jedním směrem, přičemž závislost energie fotonu E na frekvenci záření ν je dána vztahem $E = h\nu$, kde h je Planckova konstanta. Každý foton se pohybuje rychlostí světla c a rotuje okolo osy rovnoběžné se směrem jeho pohybu. Dva směry rotace odpovídají v Maxwellově popisu dvěma směrům kruhové polarizace elektromagnetické vlny. Moment hybnosti spojený s rotací, neboli spinem fotonu je roven v jednotkách $\hbar = h/2\pi$ jedné.

Elektromagnetické vlny nám poskytují informace o zdroji, ze kterého byly vyzářeny, to jest informace o pohybu nabitých částic zdroje vzhledem k inerciální soustavě souřadné. Je známo, že urychlovaný náboj generuje elektromagnetické pole, jehož velikost je nepřímo úměrná vzdálenosti od zdroje (za podmínky, že vzdálenost místa pozorování je mnohem větší než vlnová délka generovaného záření a rozměry zdroje). Hustota toku energie příslušná tomuto poli je určena druhou