EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVIII KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1969, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVIII
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1969, № 1

https://doi.org/10.3176/phys.math.1969.1.13

В. УНТ

О ГРАВИТАЦИОННОЙ ОТДАЧЕ

V. UNT. GRAVITATIIVSEST TAGASIPÕRKEST

V. UNT. ON GRAVITATIONAL RECOIL

Целью настоящей заметки является выделение в решении уравнений Эйнштейна определенных членов и их интерпретация как величин, описывающих отдачу источника вследствие гравитационного излучения.

В нашей статье [1] было показано, что интегрирование уравнений Эйнштейна в аксиально-симметричном случае методом последовательных приближений далеко от источников можно свести в n-м приближении к интегрированию следующих уравнений для коэффициентов Фурье трансверсальной метрики и произвольных функций интегрирования (точка обозначает производную по запаздывающему времени $u=t-r$, индекс n под буквами, указывающий порядок величины члена, опущен):

$$\dot{\mu}_k = \frac{(k+2)!}{2(k-2)!}\,\dot{\alpha}_{1k} + q_{0k}, \quad k \geqslant 0, \tag{1}$$

$$-3\dot{\nu}_k = \mu_k + q_{1k}, \quad k \geqslant 1, \tag{2}$$

$$\dot{\alpha}_{s+1,\,k} = \frac{(s-1)(k-s+1)(k+s)}{2(s-2)(s+1)}\,\alpha_{sk} - \\ -\frac{1}{4}\,\delta_{2s}\,\nu_k + \frac{1}{2s}\,q_{sk}, \quad s \geqslant 2, \quad k \geqslant 2. \tag{3}$$

Выбор единиц и значения различных символов даны в нашей работе [1], соответствующие выражения для компонент метрического тензора приведены в [2]. Простейшим нетривиальным интегралом уравнений (1)—(3) является решение Шварцшильда $\mu_0 = m = \text{const}$, остальные $\mu_k = 0$, $\nu_k = \alpha_{sk} = 0$. Соответствующий линейный элемент имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{\bar{r}}\right) d\bar{u}^2 + 2d\bar{u}\,d\bar{r} - \bar{r}^2\,(d\bar{\vartheta}^2 + \sin^2\bar{\vartheta}\,d\varphi^2). \tag{4}$$

Отсюда получаем интерпретацию μ_0 как массы центрального тела. Далее дадим интерпретацию величин μ_1 и ν_1.

Один из частных интегралов уравнений (1)—(3) для первого приближения ($n=1$, $q_{sk}=0$) следующий:

$$\begin{cases} \mu_0 = m, \\ \mu_1 = 3P, \\ \nu_1 = -Pu - D, \\ \mu_k = \nu_k = \alpha_{sk} = 0, \text{ если } k \geqslant 2, \end{cases} \tag{5}$$

где $3P$ и D — постоянные интегрирования. Интегралу (5) соответствует линейный элемент

$$ds^2 = \left[1 - \frac{2m}{r} - \left(\frac{6P}{r} + \frac{2Pu}{r^2} + \frac{2D}{r^2}\right)\cos\vartheta\right] du^2 +$$

$$+ \frac{4}{r}(Pu + D)\sin\vartheta\, du\, d\vartheta - r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2). \tag{6}$$

Последний линейный элемент можно получить и из решения Шварцшильда (4) путем перехода в систему отсчета, движущуюся вдоль полярной оси $\vartheta = 0$ с постоянной скоростью v. Пусть v малая величина, квадратом которой будем пренебрегать. Сделав в случае линейного элемента Шварцшильда (4) неоднородное преобразование Лоренца ($L \ll r$)

$$\bar{r} = r - v(u + r)\cos\vartheta - L\cos\vartheta + \ldots,$$

$$\bar{\vartheta} = \vartheta + \frac{v}{r}(u + r)\sin\vartheta + \frac{L}{r}\sin\vartheta + \ldots,$$

$$\bar{u} = u + vu\cos\vartheta + L\cos\vartheta + \ldots,$$

получим линейный элемент (6), где

$$P = mv, \tag{7}$$

$$D = mL. \tag{8}$$

Отсюда вытекает интерпретация P, μ_1, D и $\nu_1 : \frac{1}{3}\mu_1 = P$ — импульс источника; D — дипольный момент источника относительно начала координат в начальный момент времени $u = 0$; $-\nu_1 = Pu + D$ — дипольный момент источника в момент времени u. В последнем выражении вместо обычного времени встречается запаздывающее время u, потому что мы рассматриваем поле далеко от источника, где нужно учитывать эффект запаздывания.

Пусть начиная с некоторого приближения n $\underset{n}{q_{01}} \neq 0$. Рассмотрим уравнения (1)—(3) для этого приближения. Из (1) получим

$$\underset{n}{\dot{\mu}_1} = \underset{n}{q_{01}}. \tag{9}$$

Предположим, что $\underset{n}{\mu_1}$ имеет теперь такое же физическое значение, как и в случае решения (5), т. е.

$$\underset{n}{\mu_1} = 3mv(u).$$

Вставив последнее выражение в (9), имеем

$$\frac{d}{du}(mv) = \frac{1}{3}\underset{n}{q_{01}}. \tag{9a}$$

Из уравнения (9а) вытекает на основании второго закона Ньютона интерпретация $\frac{1}{3}\underset{n}{q_{01}}$ как силы, действующей вдоль полярной оси. Эта сила отлична от нуля только при наличии гравитационного излучения; она равняется члену n-го порядка в выражении

$$-\frac{1}{2}\int_0^\pi \dot{c}^2 P_1(\cos\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta,$$

где $\dot{c}$ — функция информации,

$$\underset{n}{c} = \sum_{k=2}^{\infty} \underset{n}{\alpha_{1k}}(u) P_k^{(2)}(\cos\vartheta).$$

Поэтому $\underset{3\,n}{\cdot\, q_{01}}$ естественно интерпретировать как силу, действующую на источник вследствие отдачи гравитационного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Унт В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 17, № 2, 164 (1968).
2. Унт В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 17, № 3, 290 (1968).

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
1/VII 1968

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVIII KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1969, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVIII
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1969, № 1

Т. МАУРИНГ

ИНФРАКРАСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ NO_2^- И NO_3^- В ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ. ОБРАЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСОВ С КАТИОНАМИ КАЛЬЦИЯ

T. MAURING. MOLEKULAARSETE IOONIDE NO_2^- JA NO_3^- INFRAPUNANE NEELDUMINE LEELISHALOGENIIDKRISTALLIDES. KOMPLEKSIDE MOODUSTUMINE KALTSIUMI KATIOONIDEGA

T. MAURING. INFRARED ABSORPTION OF MOLECULAR IONS NO_2^- AND NO_3^- IN ALKALI HALIDE CRYSTALS. FORMATION OF COMPLEXES WITH CALCIUM CATIONS

Молекулярные анионные примеси NO_2^- и NO_3^-, введенные в щелочногалоидные кристаллы, являются интересными объектами исследования с точки зрения изучения локальных колебаний кристаллической решетки [1-5].

В настоящем сообщении приводятся новые данные об инфракрасных спектрах поглощения молекулярных центров NO_2^- и NO_3^-, а также первые сведения об образовании комплексов NO_2^- с катионами кальция в кристаллах KCl и KBr.