А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
Статья поступила 22 февраля 1988 г.

А. Ф. Потехин

О СМЕЩЕНИИ ПЕРИГЕЛИЯ ПЛАНЕТ В ПОСТНЬЮТОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Получены уравнения постньютоновского гравитационного поля в линейном – в форме Максвелла – и нелинейном приближениях; рассмотрено стационарное поле вращающегося тела; обнаружено существование зон гравитационного притяжения и отталкивания; решена задача о смещении перигелия планет с учётом усиления вихревой компоненты гравитационного поля; выявлена возможность перераспределения кинетического момента между Солнцем и планетами.

Введение.

Теория гравитации в постньютоновском приближении в форме Максвелла [1] не противоречии законам физики и согласуется с классической механикой Ньютона.

Известно, [2], что Дж. Максвелл отверг возможность построения гравитодинамики по типу его электродинамики на том основании, что при этом энергия гравитационного поля получается отрицательной. В связи с этим следует отметить, что исторически, практически параллельно, понятие энергии развивалось по двум направлениям: энергия как мера движения при переходе одной формы движения материи в другую (Ю. Майер, Дж. Джоуль, Ф. Энгельс и др.), которая может быть как положительной, таки отрицательной, и энергия как субстанциональная характеристика физического поля (Дж. Максвелл, Н. Умов, Дж. Пойтинг и др.), которая вводится по определению как существенно положительная величина. Неосознанная подмена Максвеллом, а позже и др., одного из этих понятий другим, более чем на сто лет задержала развитие постньютоновской теории гравитации в форме Максвелла, из которой, в частности, следует возможность изменения в среде вихревой (квазимагнитной) компоненты гравитационного поля. Последнее обусловлено упорядочиванием взаимной ориентации векторов кинетических моментов микрочастиц среды при наличии вихревой компоненты гравитационного поля [3], что, в свою очередь, приводит к изменению данной компоненты. Для учёта этого явления следует вводить в уравнения гравитационного поля в среде аналог относительной магнитной проницаемости. Невозможность же изменения (экранировки) ньютоновской компоненты гравитационного поля в среде обусловлена существованием в природе гравитационных зарядов лишь одного знака.

Постньютоновское гравитационное поле – линейное приближение

Работы Лоренца, Пуанкаре, Эйнштейна и др., в конечном итоге, привели к осознанию того, что система уравнений Максвелла электромагнитного поля есть следствие кинематического эффекта – ограничения предельной скорости распространения физических взаимодействий. “В мире движущихся электрических зарядов магнетизм исчез бы, если бы скорость света оказалась бесконечно большой” [4]. В частности, не только изменение пространственного и временного интервалов, но и сжатие поля движущегося заряда в направлении его движения есть также чисто кинематический эффект, никак не связанный с физической природой источника поля – электрический заряд или гравитационный. Отсюда следует, что для любых взаимодействий кулоновского типа, можно построить теорию поля в форме Максвелла.

Возможно существование лишь четырех типа полей, математической моделью которых является система уравнений Максвелла.

Поле I, создаваемое движущейся средой с положительной объемной плотностью ρ_e электрического заряда

$$rot\,\overline{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}; \qquad div\,\overline{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e;$$
$$rot\,\overline{B} = \mu_0(\rho_e v + \varepsilon_0 \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}); \qquad div\,\overline{B} = 0. \qquad (1)$$

Поле II , которое получается из поля I подстановкой $-\overline{E}$ вместо $\overline{E}$ и $-\overline{B}$ вместо $\overline{B}$. Тот же результат можно получить подстановкой в уравнения поля I $-\rho_e$ вместо ρ_e. Это позволяет ввести понятие отрицательного электрического заряда и его поля II.

Поле III получается из поля I подстановкой $-\overline{E}$ вместо $\overline{E}$ и $\overline{B}$ вместо $\overline{B}$. Переобозначая $\overline{E}$ на $\overline{H}$ и $\overline{B}$ на $\overline{G}$, получим следующую систему уравнений, которые описывают это поле:

$$rot\,\overline{H} = \frac{\partial G}{\partial t}; \qquad div\,\overline{H} = -\frac{1}{\gamma_0}\rho_m;$$
$$rot\,\overline{G} = g_0(\rho_m \overline{v} - \gamma_0 \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}): \qquad div\,\overline{G} = 0, \qquad (2)$$

с соответствующими константами γ_0, g_0, причём

$$\gamma_0 g_0 = \varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2, \qquad (3)$$

здесь c - скорость света в вакууме,.

Поле IY может быть получено из поля I подстановкой $\overline{H}$ вместо $\overline{E}$ и $-\overline{G}$ вместо $\overline{B}$.

Поля III и IY имеют такую же симметрию относительно заряда, как и поля I и II, т. е. поле IY получается из поля III подстановкой $-\rho_m$ вместо ρ_m. Но такой симметрии не существует между полями I и II, с одной стороны, и полями III и IY, с другой стороны. Если учесть, что всё, что мы знаем из экспериментов о взаимодействии электрических зарядов, описывается полями I и II, то можно предположить, что поля III и IY описывают взаимодействия другой, не электрической природы. Аналогии между законом Кулона и всемирного тяготения Ньютона даёт основание предположить, что полям III и IY соответствуют гравитационные взаимодействия. Так как нам известно существование гравитационного заряда только одного знака, то считая его положительным, получим, что ему должно соответствовать поле III, для которого $div\,\overline{H} = -\frac{1}{\gamma_0}\rho_m$, что согласуется с законом всемирного тяготения Ньютона. В таком случае $\overline{H}\,\frac{м}{c^2}$ есть напряжённость гравитационного поля, $\rho_m\,\frac{кг}{м^3}$ есть массовая плотность среды, а гравитационная постоянная γ_0 определяется через гравитационную постоянную Ньютона k из соотношения $\gamma_0 = 1/4\pi k$.

Физический смысл вектора $\overline{G}$ выявляется из рассмотрения взаимодействия гравитационных вихрей [3] – это удвоенная угловая скорость принудительной прецессии пробного гироскопа в данном поле, вследствие которой его ось вращения ориентируется по направлению $\overline{G}$. Вектор $\overline{G}$, в таком случае, уместно назвать вектором гироскопической индукции, g - гироскопической постоянной вакуума, а $\overline{HG}$ поле - гравитогироскопическим полем.

Постньютоновское гравитационное поле – нелинейное приближение

Из системы уравнений (2), находим плотность субстанциальной энергии гравитогироскопического поля

$$w_0 = \frac{1}{2}(\gamma_0 H^2 + \frac{1}{g_0}G^2)$$

плотность потока энергии

$$\overline{S} = \frac{1}{g_0}\overline{H} \times \overline{G}$$

и плотность импульса поля

$$\overline{p}_f = \frac{\overline{S}}{c^2} = \gamma_0 \overline{H} \times \overline{G}$$

Согласно идеи Эйнштейна, поле тяготения само является источником поля тяготения. В таком случае, во втором и третьем уравнениях системы (2) следует учесть, наравне с плотностью массы ρ_m и плотностью импульса $\rho_m \overline{v}$ вещества, также плотность субстанциональной энергии w_0 и плотность импульса $\overline{p}_f$ поля. Тогда

$$div\,\overline{H} = -\frac{1}{\gamma_0}(\rho_m + \rho_f)\,,$$

$$rot\,\overline{G} = g_0[(\rho_m \overline{v} + \overline{p}_f) - \gamma_0 \frac{\partial H}{\partial t}],$$

где, в соответствии с формулой Эйнштейна

$$\rho_f = \frac{w_0}{c^2},$$

и система уравнений гравитогироскопического поля в нелинейном приближении с учётом значений w_0 и $\overline{p}_f$ принимает вид

$$rot\,\overline{H} = \frac{\partial G}{\partial t}; \qquad div\,\overline{H} = -\frac{1}{\gamma_0}\rho_m - \frac{1}{2}(\frac{1}{c^2}H^2 + G^2);$$

$$rot\,\overline{G} = g_0(\rho_m \overline{v} - \gamma_0 \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}) + \frac{1}{c^2}\overline{H} \times \overline{G}; \qquad div\,\overline{G} = 0$$

или, пренебрегая членами, содержащими множитель $1/c^4$ с точностью до членов с множителем $1/c^2$, получаем

$$rot\,\overline{H} = \frac{\partial G}{\partial t}; \qquad div\,\overline{H} = -(\frac{1}{\gamma_0}\rho_m + \frac{1}{2c^2}H^2);$$
$$rot\,\overline{G} = g_0(\rho_m \overline{v} - \gamma_0 \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}); \qquad div\,\overline{G} = 0. \tag{4}$$

Лоренц-инвариантность данной системы уравнений нарушается за счёт второго уравнения, начиная с членов порядка меньше $\frac{v^2}{c^2}$

Полагая в (4) $\rho_m = 0$, получим систему уравнений для гравитогироскопических волн, принципиально отличающуюся от уравнений электромагнитных волн Максвелла своей нелинейностью.

Смещение перигелия планет

Поле центрального тела, вращающегося с постоянной угловой скоростью, является стационарно. В этом случае, согласно (4), вектор напряжённости поля $\overline{H}$ определяется из системы уравнений

$$rot\,\overline{H} = 0; \qquad div\,\overline{H} = -(\frac{1}{\gamma_0}\rho_m + \frac{1}{2c^2}H^2)$$

т.е. поле $\overline{H}$ потенциально, $\overline{H} = -grad f$.

Потенциал f определяем в виде

$$f = f_0 + \frac{1}{c^2}f_1 + \frac{1}{c^4}f_2 + \cdots$$

Ограничиваясь первыми двумя членами в этом разложении, имеем

$$f = -\frac{kM}{r}(1-\frac{r_0}{2r});$$
$$\overline{H} = -\frac{kM}{r^2}(1-\frac{r_0}{r})\overline{r}^0; \qquad (5)$$

где

$$r_0 = kM/2c^2,$$

здесь M - масса центрального тела, $\overline{r}$ - текущий радиус-вектор точки поля, $\overline{r} = r \cdot \overline{r}^0$.

Из (5) следует, что при стремлении $\overline{r}$ к $\overline{r}_0$, $|\overline{H}|$ растёт, достигает максимума, принимая значение $H_{\max} = 16c^4/27kM$ при $r = 3r_0/2$, затем убывает, принимая нулевое значение при $r = r_0$. При $r \prec r_0$ гравитационное поле притяжения переходит в поле отталкивания, возрастающее до ∞ при $r \to 0$. Можно предположить, что если находить более точные решения, то полученное поле отталкивания, при переходе через определённую границу, снова перейдёт в поле притяжения и т. д.

Вектор гироскопической индукции $\overline{G}$ согласно (15) определяется системой уравнений

$$rot\,\overline{G} = g_0 g \rho_m \overline{v}; \qquad div\,\overline{G} = 0,$$

где g - относительная гироскопическая проницаемость.

Аналогично тому, как в электродинамике определяется магнитное поле вдали от системы зарядов, находим

$$\overline{G} = r_0 g \cdot \frac{K_z}{M} \cdot \frac{3\overline{r}^0 \times (\overline{k} \cdot \overline{r}^0) - \overline{k}^0}{r^3}$$

где K_z кинетический момент центрального тела относительно его оси вращения, $\overline{k}^0$ единичный вектор этой оси.

Ограничимся далее случаем, когда плоскость орбиты движущейся частицы перпендикулярна оси вращения тела, т. е. $\overline{r} \perp \overline{k}^0$. Тогда

$$\overline{G} = -r_0 g \cdot \frac{K_z}{M} \cdot \overline{k}^0. \qquad (6)$$

Уравнение движения частицы в поле с учётом равенства инертной и гравитационной массы имеет вид

$$\frac{d}{dt}[1-(u/c)^2]^{-1/2}\overline{u} = \overline{H} + \overline{u} \times \overline{G}, \qquad (7)$$

где $\overline{u}$ - вектор скорости частицы.

Используя (5), (6) и проектируя (7) на радиальное и трансверсальное направления, получим

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r(1+\frac{r_0}{r})(\frac{d\psi}{dt})^2 = -\frac{kM}{r^2}(1-\frac{r_0}{r}) - \frac{r_0 g}{r^2} \cdot \frac{K_z}{M}\frac{d\psi}{dt}$$
$$r^2(1+\frac{2r_0}{r}) \cdot \frac{d\psi}{dt} + \frac{r_0 g}{r} \cdot \frac{K_z}{M} = h = const$$

Из последнего уравнения следует возможность уменьшения кинетического момента центрального тела при соответствующем увеличении орбитального кинетического момента частицы.

После определения константы кинетического момента h,

$$h = (1+\frac{r_0}{R})(kMR)^{\frac{1}{2}} + \frac{3}{2} \cdot \frac{r_0 g}{R} \cdot \frac{K_z}{M}$$

где R - средний радиус орбиты, получаем следующее выражение для смещения перигелия планет в радианах в секунду

$$\Delta\theta = \frac{\pi kM}{2c^2 a(1-e^2)T} + \frac{2\pi g K_z}{c^2 a^{3/2}(1-e^2)^{3/2}T}(k/M)^{1/2}$$

здесь a - большая полуось орбиты, e - её эксцентриситет, T – период обращения.

Учёт только релятивистского импульса частицы даёт вклад в смещение её перигелия, равный

$$\Delta\theta_1 = \frac{\pi k M}{c^2 a(1-e^2)T},$$

учёт только самодействия гравитационного поля даёт

$$\Delta\theta_2 = \frac{-\pi k M}{2c^2 a(1-e^2)T},$$

И, наконец, только вращение центрального тела, даёт

$$\Delta\theta_3 = \frac{2\pi g K_z}{c^2 a^{3/2}(1-e^2)^{3/2} T}\left(k/M\right)^{1/2}$$

Суммируя, приходим к тому же значению для значение для величины $\Delta\theta$, что и выше.

Если в ОТО Эйнштейна смещение перигелия планет обусловлено только центрально-симметричным стационарным полем Солнца, вклад же от его вращения получается, во-первых, противоположным по знаку и, во-вторых, пренебрежимо малым [5], то, согласно настоящей теории, вклад от вращения Солнца составляет 11/12 от наблюдаемого эффекта и согласуется по знаку.

Приближённо имеем $\theta \cong \theta_3$, и тогда отношение смещений двух планет равно

$$\frac{\theta_i}{\theta_k} = \left(\frac{T_k}{T_i}\right)^2$$

Если определить значение gK_z из условия, что смещение перигелия Меркурия составляет 42" за сто земных лет, то для остальных планет вычисленные значения $\Delta\theta$ находятся в пределах погрешности наблюдения.

Заметим, что согласно общей теории относительности

$$\frac{\theta_i}{\theta_k} = \left(\frac{T_k}{T_i}\right)^{5/3}$$

С позиций данной теории гравитации, находят своё объяснение такие наблюдаемые факты, как взаимная ориентация кинетических моментов Солнца и планет, возможность перераспределения кинетического момента между Солнцем и планетами в процессе эволюции солнечной системы, возможность, при определённых условиях, пульсации и взрыва звёзд вследствие существования зон гравитационного притяжения и отталкивания и др.

Литература

1. Потехин А. Ф.// Изв. Вузов. Физика.1985.№10. С. 116.
2. Визгин В.П. Релятивистская теория тяготения. Истоки и формирование. М.: Наука, 1981. 352с.
3. Потехин А.Ф. О взаимодействии гравитационных вихрей и линейной теории гравитации. Одесса, 1981. 21с. – Деп. в ВИНИТИ 12.03.82. №1114.
4. Парселл Э. Берклеевский курс физики. Т.2. М.: Наука, 1975, с.192.
5. Гинзбург В.Л.// УФН. 1956. Т.59, вып 1, с.11.

Примечание

Переписку по данной статье см. в разделе «Дискуссия» настоящего сайта.

После развала СССР автор направил статью в дальнее зарубежье, где она получила положительную оценку и была опубликована – см. на настоящем сайте статью “Теория гравитации Эйнштейна: альтернативный эксперимент и теория”.