ДРОЗДОВ В.И.

ТЕОРИЯ НОРДСТРЕМА КАК АЛЬТЕРНАТИВА ТЕОРИИ ЭЙНШТЕЙНА

450 0455

Теория Нордстрема (скалярная теория гравитации) имеет много достоинств. Она была отвергнута на основе доквантовых представлений о распространении света, т.е. ошибочно.

В связи с готовящейся проверкой в космосе теории Эйнштейна хотелось бы возобновить интерес к теории Нордстрема, отвергнутой, по-видимому, ошибочно.

В 1914 году А. Эйнштейн докладывал научному обществу в Цюрихе [1]: «Удалось построить две теории, удовлетворяющие выдвинутым выше требованиям» (закону равенства инертной и тяжелой масс, В.Д.) «а именно: теорию Нордстрема и теорию Эйнштейна - Гроссмана. Первая более проста и с точки зрения частной теории относительности более очевидна, именно, первая сохраняет фундаментальное предположение, что пространственно-временные системы отсчета можно выбирать так, что в них свет распространяется в вакууме с одинаковой скоростью *c* (принцип постоянства скорости света). «Теория Эйнштейна – Гроссмана сложнее, чем теория Нордстрема, поскольку она отказывается от принципа постоянства скорости света и потому приходит к необходимости обобщения частной теории относительности…Выбор между теориями может быть сделан на основе сравнения с опытом, поскольку согласно теории Эйнштейна – Гроссмана, в противоположность теории Нордстрема, гравитационное поле должно приводить к искривлению световых лучей.»

Последнее высказывание отражает представление 1914 года о распространении света по изотропным геодезическим, которые в конформно плоском пространстве теории Нордстрема являются прямыми. В квантовой теории принцип иной.

Метрическая квадратичная форма центрально симметричного поля массы *m* в общем случае имеет вид:

$$ds^2 = e^{2\nu}(dx^0)^2 - e^{2\lambda}(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2),$$

где ν и λ - независимые друг от друга величины, являющиеся функциями от

$\alpha = Gm/c^2$,

и r; G и c – гравитационная и электродинамическая постоянные.

Частота фотона ω и локальная скорость света

c_L

оказываются зависящими от α и r:

$$\omega = \omega_0 e^{(-\nu)},$$

где (1)

$$\omega_0 = \lim_{r \xrightarrow{r} \infty} \omega$$

(при $\nu<0$ это – “красное смещение”);

$$c_L = ce^{\nu-\lambda} = c_L e^{\chi}$$

(2)

Согласно квантовой механике, с наибольшей вероятностью осуществляются те траектории, на которых эйконал

$$\psi = \int (k_i dx^i - \omega dt)$$

(3)

(i = 1, 2, 3) стационарен. Волновой вектор и частота ω связаны соотношениями:

$$\dot{x}^i = \partial\omega / \partial k_i \qquad \dot{k}_i = -\partial\omega / \partial x^i$$

(4)

Дальше действуем так.

1).Не уменьшая общности, будем рассматривать луч, лежащий в плоскости $z=0$, ортогонально пересекающий ось x в точке $x= R$ и определяемый уравнением

$$x = R - \alpha g(y) \qquad (5)$$

($g(y)$ - искомая функция) .

2). Поскольку луч мало отклоняется от прямой $\{x = R;\ z = 0\}$, считаем, что

$$k_y \approx -(\omega / c_L) = -(\omega_0 / c)e^{-\nu-\chi}$$

(6)

(знак « – » зависит от того, что

k_i

параллельно

$\dot{x}_i$

и антипараллельно

$\dot{x}^i$

3). Величина

k_x,

равная нулю при $y = 0$, зависит как от преломления света, определяемого соотношением (2), так и от тяготения фотонов, определяемого равенствами (1) и (4).

Вследствие преломления, луч искривляется в сторону массы на угол

$$\gamma^{(\chi)}(y) = -x'_y \approx \int_{y=0}^{y} [(c_L),_x / c_L] dy = \int_{y=0}^{y} \chi,_r (x/r) dy \approx R\int_{y=0}^{y} (\chi,_r / r) dy.$$

Поскольку

$$\gamma^{(\chi)} = -k_x^{(\chi)} / k_y,$$

то

$$k_x^{(\chi)} = (\omega_0 / c) R \int_{y=0}^{y} e^{-\nu-\chi} (\chi,_r / r) dy.$$

Вследствие (1) и (4),

$$\dot{k}_x^{(\nu)} = -\partial\omega / \partial x = \omega_0 e^{-\nu} \nu,_r (x/r) \approx \omega_0 \mathrm{R}e^{-\nu} \nu,_r r$$

и

$$k_x^{(\nu)} = \int \dot{k}_x^{(\nu)} dt = \int_{y=0}^{y} \dot{k}_x^{(\nu)} dy / c_L \approx (\omega_0 / c) R \int_{y=0}^{y} e^{-\nu-\chi} (\nu,_r / r) dy.$$

Вместо ν и λ, будем считать независимыми величинами ν and χ. Определяемые ими малые возмущения должны складываться. Поэтому

$$k_x = k_x^{(\chi)} + k_x^{(\nu)} \approx (\omega_0 / c) R \int_{y=0}^{y} e^{-\nu-\chi} [(\nu,_r + \chi,_r)/r] dy. \qquad (7)$$

4). Учитывая (5), (6), (7) и

$$dt = \sqrt{1+\alpha^2 (g'_y)^2}\, dy / c_L$$

вычисляем приращение эйконала (3)

$$d\psi = k_x dx + k_y dy - \omega dt = F dy$$

составляем уравнение движения

$$F,_g - [F,_{g'_y}],_y = 0$$

и определяем форму луча, соответствующую стационарности эйконала ψ.
Вот выкладки.

a) В теории Нордстрема $\nu = \lambda = -\alpha / r$, откуда $\chi = 0;$

$$\omega = \omega_0 e^{\alpha / r}; \qquad c_L = c; \qquad k_y = -(\omega_0 / c) e^{\alpha / r}$$

С точностью до величин выше первого порядка по отношению к α,

$$k_x \approx (\omega_0 / c) \alpha \mathrm{Re}^{\alpha / r} \int_{y=0}^{y} dy / r^3 \approx (\omega_0 / c) \alpha y / Rr.$$

С точностью до величин выше второго порядка по отношению к α,

$$F = -(\omega_0 / c)(\alpha^2 g'_y\, y / Rr + e^{\alpha / r} + e^{\alpha / r} \sqrt{1+\alpha^2 (g'_y)^2})$$

$$F,_g = -(\omega_0 / c) 2 (e^{\alpha / r}),_r\, r'_x\, x'_g \approx -2(\omega_0 / c) \alpha^2 R / r^3$$

$$[F,_{g'_y}],_y \approx [-(\omega_0 / c)\alpha^2 (y / Rr + g'_y)],_y = -(\omega_0 / c)\alpha^2 (R / r^3 + g''_{yy});$$

Уравнение движения имеет вид

$$g''_{yy} = R / r^3$$

откуда с учетом условия $g(0) = 0,$

$$g = r / R - 1;$$

$$\lim_{y \to \infty} (-x'_y) = \alpha / R$$

и полный угол искривления светового луча
(при $-\infty < y < \infty$) равен $2\alpha / R$ ***(а не 0, как считают с 1914 года).***

b) В теории Эйнштейна (метрика Шварцшильда) $\nu = -\lambda = -\alpha / r,$ откуда

$$\chi = -2\alpha / R; \qquad \omega = \omega_0 e^{\alpha / r}; \qquad c_L = c e^{-2\alpha / r}; \qquad k_y = -(\omega_0 / c) e^{3\alpha / r};$$

$$k_x = (\omega_0 / c) R \int_{y=0}^{y} e^{3\alpha / r} (3\alpha / r^3) dy \approx 3\alpha (\omega_0 / c) y / Rr;$$

$$F = -(\omega_0 / c)[3\alpha^2 g'_y\, y / Rr + e^{3\alpha / r}(1 + \sqrt{1+\alpha^2 (g'_y)^2});$$

$$F,_g = -6(\omega_0 / c)\alpha^2 R / r^3 \qquad [F,_{g'_y}],_y = -(\omega_0 / c)\alpha^2 (3R / r^3 + g''_{yy});$$

уравнение движения

$$g''_{yy} = 3R / r^3; \qquad g = 3(r / R - 1)$$

$$\lim_{y\to\infty}(-x'_y) = 3\alpha / R$$

и полный угол искривления луча равен $6\alpha /R$, (***а не 4/R).***

c) Расчеты Эйнштейна, выполненные после 1913, года соответствуют случаю: $\nu = 0$ (нет тяготения фотонов); $\chi = -2\alpha /r$. Угол отклонения луча равен $4\alpha /R$. Но это не метрика Шварцшильда .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Результаты экспедиции Эддингтона 1919 года, возможно, требуют анализа. В отчете упоминаются "фотопластинки из Собрала", которые показали отклонение луча $\approx 2.13\ \alpha /R$, но им "был приписан малый вес ".

Автор благодарит профессора Института Физики Петербургского университета В. А. Франке за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Эйнштейн. «К теории гравитации», Собрание научных трудов, т.1, стр. 317, «Наука», М., 1965 г.

Дроздов Владимир Иванович, 194295, С. Петербург,
пр. Художников, 27-1-238, тел. 599-61-98; valentinkadr@mail.ru