

Чтобы определить значение постоянной A , перейдем к приближению Ньютона, для чего в (3,7,7) следует опустить v^2 . Уравнение

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\partial}{\partial x} (c^2 \ln \Phi) = 0$$

совпадает с законом движения Ньютона, если величину $c^2 \ln \Phi$ отождествить с гравитационным потенциалом φ . Следовательно,

$$\Phi = e^{-\frac{\varphi}{c^2}} \simeq 1 - \frac{\gamma M}{c^2 r}, \quad (3,7,8)$$

что совпадает с решением (3,7,6) при $A = -\frac{\gamma M}{c^2}$, где M — масса центра гравитации.

Возвращаясь к равенству (3,7,7), можно переписать его следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{v^2}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (3,7,9)$$

Аналогичную форму имеют два другие уравнения системы (3,7,3).

Таким образом, на частицу, кроме ньютоновой силы притяжения к центральному телу, действует возмущающее ускорение

$$\mathbf{R} = \frac{v^2}{c^2} \frac{\gamma M}{r^3} \mathbf{r},$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор частицы относительно центра притяжения.

Возмущающее ускорение является отталкивательным и совпадает со значением (3,6,10), найденным на основе первоначальной теории Нордстрема. При $v = c$ три уравнения вида (3,7,7) дают для производных $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ постоянные значения, показывая, что свет распространяется в поле тяготения прямолинейно.

8. Теория Эйнштейна — Гроссмана. С математической точки зрения теорию гравитации Нордстрема можно назвать *скалярной*, поскольку поле тяготения характеризуется в ней скалярной функцией — обобщенным гравитационным потенциалом. Важнейшей физической особенностью этой теории является инвариантность ее уравнений относительно преобразования Лоренца, т. е. выполнение специального принципа относительности. Это значит, что, с точностью до преобразований Лоренца, теория Нордстрема выполняется только в определенной системе отсчета, совпадающей с инерциальными координатами специальной теории относительности, тогда как при переходе к ускоряющейся системе отсчета теория нарушается.

Если движение частицы изучается в ускоренной системе, то необходимо учесть также силы инерции. Таким образом, как и в

механике Ньютона, гравитация и инерция имеют в теории Нордстрема абсолютное значение, а равенство инертной и тяжелой масс не истолковывается.

Придерживаясь идеи об относительности гравитации и инерции и единстве их физической природы, Эйнштейн и Гроссман предложили в 1913 г. теорию тяготения, основанную на принципе эквивалентности и разработанную при помощи общего тензорного анализа [10]. Несколько позднее концепция была окончательно разработана в общей теории относительности, которой посвящены следующие главы. Поэтому здесь мы не будем рассматривать работу Эйнштейна и Гроссмана сколько-нибудь подробно и ограничимся только немногими замечаниями, чтобы отметить принципиальное отличие этого направления от скалярной теории Нордстрема.

Пространство и время в теории Эйнштейна и Гроссмана рассматриваются как четырехмерный континуум, заданный квадратической формой

$$ds^2 = g_i dx^i dx^i, \quad (3,8,1)$$

коэффициенты которой составляют симметричный тензор второго порядка, называемый в общей римановой геометрии метрическим тензором. Предполагается, что полю гравитации в данной системе отсчета соответствует определенная метрика пространственно-временного континуума, вследствие чего тензор g_{ij} является математическим описанием этого поля.

Движение частицы в гравитационном поле изображается в пространственно-временном континууме точкой, перемещающейся по четырехмерной геодезической линии, как это следует из принципа эквивалентности. Таким образом, закон движения частицы имеет вид $\delta \int ds = 0$, являясь обобщением закона инерции Галилея. Это значит, что движение частицы, происходившее, с точки зрения механики Ньютона, под действием силы тяготения, в новой теории следует считать свободным, происходящим по инерции; объяснение особенностей этого движения нужно искать в метрике пространственно-временного континуума. Никакого различия между тяготением и инерцией в теории Эйнштейна — Гроссмана не существует; они представляют лишь частные формы общего поля гравитации.

В тех случаях, когда в результате преобразования пространственно-временных координат квадратическая форма (3,8,1) принимает вид

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + c^2 dt^2, \quad (3,8,2)$$

гравитационного поля нет, и теория Эйнштейна — Гроссмана переходит в специальную теорию относительности.

Заметим, что условие $ds = 0$, характеризующее распространение света в СТО (а также в теории Нордстрема), сохраняется и в общем случае, когда пространственно-временной интервал определяется соотношением (3,8,1). Однако скорость распространения света в поле гравитации оказывается вообще переменной; она постоянна только в том случае, когда выполняется соотношение (3,8,2), т. е. вне поля гравитации.

Важнейшей и наиболее трудной задачей является вывод уравнений, связывающих метрический тензор с распределением масс в данной системе отсчета. Сточки зрения принципа эквивалентности такие уравнения, называемые обыкновенно уравнениями поля, должны иметь одну и ту же форму во всех системах отсчета, т. е. должны быть *ковариантны относительно произвольных преобразований* пространственно-временных координат. Это требование, получившее название общего принципа относительности, играло фундаментальную роль в последующем развитии теории гравитации. Однако в указанном совместном исследовании Эйнштейна и Гроссмана и в ряде более поздних работ Эйнштейна не удалось получить решение задачи, удовлетворяющее этому общему требованию. Частные формы уравнений поля, найденные при ограниченном выборе систем отсчета, мы приводить не будем, поскольку в настоящее время они представляют только исторический интерес. Более подробно вопрос об уравнениях поля рассмотрим при изложении основ общей теории относительности (ОТО).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Lorentz.— Proceedings Acad. Science. Amsterdam, 6, 809, 1904
2. H. Poincaré.— Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo, XXI, 129, 1906.
3. A. Einstein.— Annal. Phys., 17, 891, 1905. Собр. научн. трудов, 1, 7. «Наука», М., 1965.
4. A. Einstein.— Annal. Phys., 35, 898, 1911. Собр. научн. трудов, 1, 165. «Наука», М., 1965.
5. M. Abraham.— Phys. Zeitschr., 13, N 1, 311, 1912; Annal. Phys., 39, 444, 1913.
6. A. Einstein.— Phys. Zeitschr., 14, 1249, 1913; Собр. научн. трудов, 1, 273, «Наука», М., 1965.
7. C. Mie.— Annal. Phys., 40, 1, 1913.
8. G. Nordström.— Phys. Zeitschr., 13, 1126, 1912; Annal. Phys., 1913, 40, 872; 42, 533; 43, 1101.
9. A. Einstein, A. Fokker.— Annal. Phys., 44, 321, 1914. Собр. научн. трудов, 1, 305, «Наука», М., 1965.
10. A. Einstein, M. Grossmann.— Zeitschr. Mathem. Phys., 62, 225, 1913. Собр. научн. трудов, 1, 227. «Наука», М., 1965.