

Когда идущие от звезд лучи проходят вблизи Солнца, т. е. в сильном центрально симметрическом поле тяготения, действительно наблюдается отклонение лучей от первоначального направления, достаточно хорошо согласующееся с полученной формулой (такие наблюдения возможны при солнечных затмениях).

§ 134. Красное смещение спектральных линий. Заключение

Есть еще третий случай, когда отклонения от ньютоновой теории, предсказываемые теорией относительности, доступны опытной проверке, несмотря на свою малую величину.

Пусть в центрально симметрическом поле тяготения (130.12) из некоторой точки M_1 с полярным радиусом $x^1 = r_1$ и в момент времени x_1^0 подается световой сигнал, который принимается затем в точке M_2 с полярным радиусом $x^1 = r_2$ и в момент времени x_2^0 . При этом мы будем считать, что r_1 сравнительно мало, так что точка M_1 находится вблизи гравитирующей массы m , а r_2 , наоборот, очень велико, так что в точке M_2 наше поле тяготения фактически не ощущается. Ввиду стационарного характера поля ясно, что, если повторить сигнал спустя некоторое время, он будет распространяться в точности таким же образом, как и в первый раз. Если второй сигнал был отправлен после первого спустя время Δx^0 , то он и принят будет после первого спустя время Δx^0 .

Теперь необходимо обратить внимание на то, что x^0 , как мы знаем, лишь приблизительно играет роль времени ct , поскольку мы находимся в координатах, лишь близких к галилеевым, но не галилеевых (x^0 — «среднее» или «мировое» время). Координата x^0 практически будет совпадать с временем ct , если мы перейдем в локально галилеевы координаты, что можно сделать лишь по отдельности в окрестности точки M_1 и в окрестности точки M_2 . Пусть \tilde{x}^0 — локально галилеева координата в окрестности точки M_1 . В таком случае dx^{0^2} должно входить в ds^2 с коэффициентом —1, а для этого мы должны положить, как видно из (130.12): $d\tilde{x}^0 = dx^0 \sqrt{1 - \frac{2km}{c^2 r_1}} \approx dx^0 \left(1 - \frac{km}{c^2 r_1}\right)$, откуда следует аналогичное соотношение и для приращений: $\Delta \tilde{x}^0 \approx \Delta x^0 \left(1 - \frac{km}{c^2 r_1}\right)$. Обозначая через t_1 время в локально галилеевых координатах в окрестности M_1 , так что $\tilde{x}^0 = ct_1$, мы получаем, следовательно, $c\Delta t_1 = \Delta x^0 \left(1 - \frac{km}{c^2 r_1}\right)$. Аналогичную формулу мы пишем и для времени t_2 в окрестности M_2 с заменой r_1 на r_2 ; но ввиду того, что r_2 очень велико, мы получаем: $c\Delta t_2 = \Delta x^0$. Отсюда следует: $\Delta t_2 \approx \frac{\Delta t_1}{1 - \frac{km}{c^2 r_1}} \approx \Delta t_1 \left(1 + \frac{km}{c^2 r_1}\right)$,

т. е. «истинное время» между двумя сигналами в месте приема оказывается длиннее, чем в месте отправления в отношении $1 + \frac{km}{c^2 r_1}$

Частота колебаний ν , отвечающая данной спектральной линии данного химического элемента, будет одной и той же в любом месте пространства, если, конечно, при ее подсчете пользоваться «истинным временем», т. е. временем в локально галилеевых координатах в том месте, где происходит излучение (в нашем случае в окрестности точки M_1). Но при приеме светового сигнала в точке M_2 продолжительность одного колебания увеличивается, как мы видим, в отношении $1 + \frac{km}{c^2 r_1}$, а следовательно, частота в том же отношении уменьшается. В результате все спектральные линии наблюдаются сдвинутыми к красному концу спектра, причем величина сдвига точно предсказывается. Практически такое положение вещей имеет место, когда свет испускается с поверхности звезды, создающей сильное поле тяготения, а принимается на Земле, где это поле тяготения практически равно нулю (поле тяготения самой Земли создает при этом обратный эффект, но он слишком слаб, чтобы его следовало принимать во внимание). В этом случае предсказания теории также находятся в достаточно хорошем согласии с опытом. В последние годы явление красного смещения было установлено и в земных условиях (применение «эффекта Мёссбауэра»).

Как мы уже указывали, теория относительности, связывая пространственно-временную геометрию с распределением и движением масс, делает тем самым существенный шаг в сторону физической расшифровки понимания пространства и времени как форм существования материи.

Само собой разумеется, что этот принцип далеко не исчерпывается тем, что дает теория относительности, и дальнейшее развитие науки будет с новых и новых сторон раскрывать его физическое содержание. Возможно, что и сам четырехмерный пространственно-временной континуум с его геометрическими свойствами окажется в конечном счете образованием, имеющим статистический характер и возникающим на основе большого числа простейших физических взаимодействий элементарных частиц. Но, конечно, подходы к этому вопросу должны носить совсем иной характер, поскольку они должны базироваться на квантовой механике — теории совершенно иного стиля, чем теория относительности.