

С. Л. ГАЛКИН

О ДВИЖЕНИИ ПУЛЬСАРОВ И ЧЕРНЫХ ДЫР

(Представлено академиком Л. И. Седовым 11 IV 1975)

Почти несомненно, что пульсары являются нейтронными звездами, которые давно были предсказаны общей теорией относительности (ОТО). Черная дыра — другой объект, предсказанный ОТО. В этой теории существенной характеристикой тела является его гравитационный радиус $r_g = 2\gamma M/c^2$, где M — гравитирующая масса тела. Если R — радиус тела, то важную роль играет $\alpha = r_g/R$: для обычных астрономических объектов $\alpha \ll 1$, для нейтронных звезд $\alpha \lesssim 1$, а для черных дыр $\alpha \rightarrow 1$. В духе ОТО удобно называть эти объекты соответственно нерелятивистскими, релятивистскими и ультрарелятивистскими.

Движение нерелятивистских объектов описывается уравнениями небесной механики. Движение релятивистских объектов — пульсаров и черных дыр — необходимо получить из ОТО. При этом главная трудность состоит в том, что уравнения движения неявно содержатся в уравнениях поля Эйнштейна

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\kappa T_{\mu\nu}, \quad (1)$$

что впервые понял сам автор ОТО ((¹), стр. 198). При этом обычно считают, что для незаряженного тела малой массы, но с любым α такими уравнениями движения всегда будут уравнения геодезической

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \frac{dx^\nu}{ds} \frac{dx^\lambda}{ds} = 0 \quad (2)$$

для того «внешнего» поля, в котором находится рассматриваемое тело (x^ν относится к центру масс). Для пыли, т. е. в случае $T^{\mu\nu} = \rho u^\mu u^\nu$, этот результат точно следует из соотношения (1) ((²)); для нерелятивистских объектов ($\alpha \ll 1$) уравнения (2) также следуют из (1) ((³)). Однако в общем случае это не так (см. ниже). Правда, в явной форме условие $\alpha \ll 1$ сформулировано только в ((³)), но метод приближений, разработанный в ((¹), стр. 451) неявно подразумевает те же предположения, так как использует расщепление поля вблизи тела на собственное, создаваемое самим телом, и внешнее, создаваемое другими телами. Ясно, что это возможно только для слабого поля, когда в первом приближении можно пренебречь нелинейными эффектами.

Существует еще точка зрения, что и (1), и (2) следуют из принципа эквивалентности, но эта точка зрения не может быть последовательно развита. Действительно, для ОТО принцип эквивалентности сыграл важную эвристическую роль, но уравнения (1) получены на основе других соображений (вариационный принцип, порядок высших производных и др.). Если говорить об эксперименте, то, казалось бы, можно сослаться на высокую точность (10^{-12}) опытов Этвеша — Дикке — Брагинского, но следует учесть, что в этих опытах участвовали тела с $\alpha < 10^{-25}$, а здесь обсуждается случай $\alpha \sim 1$. Для тел Солнечной системы $\alpha \sim 10^{-8}$, но для них нельзя провести соответствующие эксперименты.

Наконец, следует обратить внимание на тот принципиальный факт, что во всех работах, вплоть до самых недавних ((⁴)), где уравнения (2) полу-

чают из уравнений поля, всегда делают те или иные допущения. Это дезавуирует саму цель, поскольку наиболее очевидная гипотеза — гипотеза геодезических. При этом речь идет о чрезвычайно ответственной математической операции: выделить доминирующее влияние очень слабого

(в общем случае) «внешнего» поля из результирующего, в котором и находится фактически исследуемое тело. Поэтому задача количественного сравнения величин и дальнейшего пренебрежения «малыми» становится особенно трудной. Решить проблему точно вообще вряд ли удастся.

Теперь покажем, не делая никаких допущений, что движение черной дыры не подчиняется уравнениям небесной механики. Имея в виду реальные наблюдения двойных звезд, будем говорить только о том случае, когда расстояния между телами много больше их гравитационных радиусов.

Пусть вначале два одинаковых нерелятивистских тела A и B ($\alpha \ll 1$) удерживаются от сближения жестким обручем, в центре которого свободно расположено некоторое тело C , о котором пока ничего не известно кроме того, что оно покоится относительно A и B (рис. 1). Все перечисленные тела покоятся в некоторой системе отсчета. Пусть тела не излучают энергию, т. е. непосредственно не наблюдаемы. Удаленный от них и покоящийся в указанной системе отсчета наблюдатель может получать информацию о положении всех трех тел от специальных пробных спутников, вращающихся по круговым орбитам вокруг каждого тела. Для дальнейшего будет важно, что орбита спутника при достаточно малом ее радиусе определяется почти исключительно полем центрального тела, а возмущения со стороны других тел несущественны. С точностью до этих возмущений центры круговых орбит определяют положение центров сферически симметричных тел A , B и C для указанного наблюдателя.

В некоторый момент тело A освобождается от опоры, а тело B претерпевает катастрофический разлет (желательно — аннигилирует, см. рис. 2). Тогда с фундаментальной скоростью начинают распространяться возмущения метрики, вызванные взрывом. Во всех точках, которых они достигнут, метрика начнет меняться и соответственно этому изменению будет меняться движение тел, занимающих те области, где метрика изменилась. Например, через короткое время после взрыва тело A начнет двигаться в направлении тела C с ускорением, определяемым обычным ньютоновым притяжением со стороны тела C . Если C — нерелятивистское тело, оно станет двигаться аналогичным образом в направлении тела A . Если же C — черная дыра, метрика в достаточно малой ее окрестности не изменится в течение сколько угодно длительного времени (по часам нашего удаленного наблюдателя), и потому сохранится ее состояние движения, т. е. покоя. Тем самым доказано, что в совершенно одинаковых условиях нерелятивистское и ультрарелятивистское тела движутся существенно различным образом. Это и означает, что движение черной дыры не может быть описано уравнениями небесной механики.

Хотя и очевидно, что тела A и B не окажут существенного влияния на процесс коллапса тела C , но в принципе это влияние можно исключить

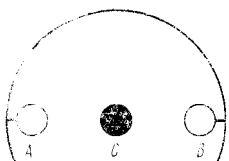


Рис. 1

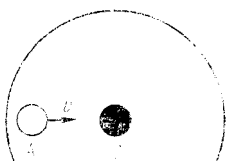


Рис. 2

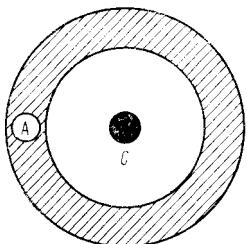


Рис. 3

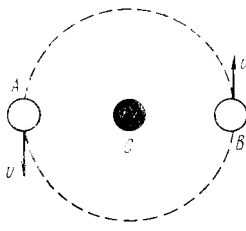


Рис. 4

полностью. Более того, можно даже, вместо исследованного случая с осевой симметрией, рассмотреть случай с начальной сферической симметрией, если включить тело A в сферическую оболочку (рис. 3), заштрихованная часть которой разлетается.

Чтобы более естественным образом перейти к интересующему нас случаю двойной звезды, рассмотрим один из частных случаев Эйлера известной проблемы трех тел. На рис. 4 одинаковые звезды A и B ($\alpha \ll 1$) движутся по круговой орбите вокруг третьей, неподвижной, звезды C , которую поэтому можно считать и черной дырой. Таких тройных систем существует непрерывно много. Если B претерпевает катастрофический разлет, тройная система становится двойной, в которой обычная звезда вращается по кеплерову эллипсу, в фокусе которого находится неподвижная черная дыра.

Разумеется, вероятность наблюдения подобной ситуации практически равна нулю, хотя и можно было бы сослаться на историю открытия Троянцев. Все рассуждения приведены исключительно для доказательства того, что и в общем случае двойной системы включающей черную дыру движение последней нельзя описывать уравнениями небесной механики, хотя истинные уравнения движения для этого общего случая пока неизвестны. Это важно уже потому, что при отождествлении известного объекта CygX1 с черной дырой существенно использовалась гипотеза о применимости к данному объекту уравнений небесной механики ⁽⁵⁾.

Автор признателен акад. Л. И. Седову за внимание к работе и важные замечания.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений
Москва

Поступило
4 III 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ А. Эйнштейн, Собр. научных тр., т. 2, М., 1965. ² Дж. Л. Синг, Общая теория относительности, М., 1963. ³ В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, М., 1961. ⁴ G. W. Gibbons, Commun. Math. Phys., v. 35, 43 (1974). ⁵ С. Л. Галкин, Вести. МГУ, Физика, астрономия, в. 5 (1973).