

УДИВИТЕЛЬНАЯ ДВОЙНАЯ ЗВЕЗДА

Мощные струи газа, бьющие в противоположные стороны со скоростями, близкими к скорости света, — таков удивительный источник оптического, радио- и рентгеновского излучений SS 433, открытый в 1978 г. Скорее всего, это тесная двойная система, в которой компаньоном обычной звезды является компактный объект — нейтронная звезда, а возможно, и черная дыра. Струи истекают из окрестности компактного объекта, но механизм их выброса и вся их динамика — а струи к тому же еще прецессируют — остаются целиком загадочными.

У этого источника нет пока иного названия, кроме номера 433 по каталогу Стефенсона и Сандулека (от этих имен буквы SS). Нечто подобное релятивистским струям SS 433 наблюдается в явлениях гораздо большего масштаба — в гигантских радиогалактиках и квазарах.

Эмиссионный спектр

В 1977 г. Б. Стефенсон и Н. Сандулек опубликовали список звезд, замечательных тем, что в их спектрах имелись яркие эмиссионные линии. Дальнейшее изучение показало, что одна из этих звезд, невидимая простым глазом звезда под номером 433 в районе созвездия Орла вблизи центральной плоскости Галактики, выделяется необычайным обилием эмиссионных линий. В ее спектре имеются яркие эмиссионные линии водорода, гелия, некоторых других элементов. Но около каждой из этих линий находится по две дополнительные эмиссионные линии несколько меньшей интенсивности — одна слева, а другая справа.

Это особенно четко видно в линиях атома водорода (серии Бальмера) — самых сильных из всех эмиссионных линий SS 433 — см. рис. 26. На рисунке дополнительные линии, лежащие слева от основной, т. е. в сторону голубого края спектра, отмечены буквой *B* — от слова blue —

голубой; будем называть их голубыми линиями-спутниками. Дополнительные линии, лежащие справа от основной, т. е. в сторону красного края спектра, отмечены буквой R — от слова red — красный, будем называть их красными линиями-спутниками. Можно заметить, что линии-спутники расположены относительно основных в строгом

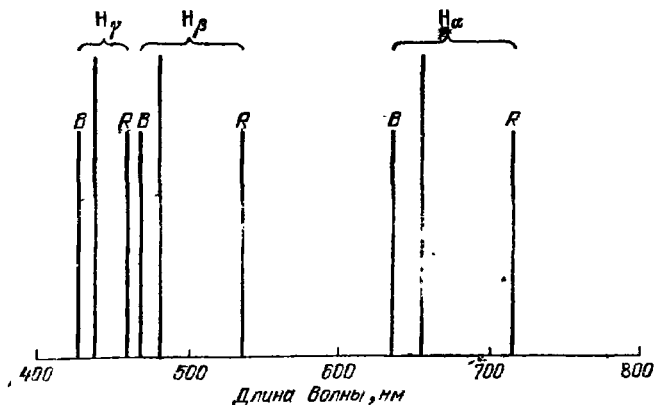


Рис. 26. Положение трех эмиссионных линий водорода (серии Бальмера) в спектре SS 433 в июле 1978 г. Буквами B и R отмечены соответственно голубые и красные линии — спутники каждой из основных линий.

порядке. Именно на шкале длин волн каждая голубая линия-спутник отстоит от основной на отрезок, который пропорционален длине волны основной линии:

$$\Delta\lambda_{iB} = z_B\lambda_i. \quad (4.1)$$

Здесь $\Delta\lambda_{iB} = \lambda_{iB} - \lambda_i$ — разность длин волн голубой линии-спутника и основной линии; индекс « i » пробегает значения $\alpha, \beta, \gamma, \dots$, которыми различаются линии в спектральной серии, так что приведенное соотношение содержит столько уравнений, сколько имеется основных линий (на рис. 26 показаны три основных линии); коэффициент пропорциональности z_B одинаков и отрицателен по знаку для всех голубых линий-спутников.

То же и с красными линиями-спутниками:

$$\Delta\lambda_{iR} = z_R\lambda_i. \quad (4.2)$$

Здесь столько уравнений, сколько значений пробегает

индекс «i»; значение z_R одинаково для всех красных линий-спутников и положительно по знаку; по абсолютной величине z_B и z_R не совпадают между собой: $z_R > |z_B|$.

Фактически в спектре SS 433 имеются три системы спектральных линий: одна система на своем стандартном месте на шкале длин волн — это система основных линий — и две другие системы линий, смещенные относительно стандартного положения в голубую и красную стороны. Это смещение представляет собой не просто сдвиг линий с сохранением их относительных положений (т. е. расстояний между ними на шкале длин волн), а сдвиг с изменением относительных положений, так как, согласно (4.1) и (4.2), сдвиг каждой дополнительной линии от основной тем больше, чем больше длина волны основной линии.

Смещения спектральных линий сами по себе не новость в астрономии. Более полувека назад пулковский астроном А. А. Белопольский наблюдал смещение линий в спектрах звезд и по величине и знаку смещения определял лучевые скорости звезд, т. е. скорости вдоль луча зрения. Смещение линий от их стандартного положения служат для астрономов безошибочным указанием на то, что источник излучения движется относительно наблюдателя. Изменение длин волн и частот излучаемого света, вызываемое относительным движением источника и приемника света, носит название эффекта Доплера.

Эффект Доплера

Эффект Доплера возможен при любом волновом или периодическом движении. Он знаком всем по примеру с поездом, когда гудок поезда кажется более высоким по тону при приближении поезда и низким — при удалении. Воспринимаемая ухом частота звуковых волн больше при приближении и меньше при удалении источника звука. То же и с электромагнитными волнами. Хотя полной аналогии и нет. Дело в том, что звуковые волны распространяются только в среде, а электромагнитные волны могут распространяться и в пустоте. Поэтому в акустике различают движения источника и приемника звука относительно среды, а для электромагнитной волны существенно лишь относительное движение источника и приемника, т. е. только изменение расстояния между ними. Кроме того, электромагнитные волны распространяются в пустоте с максимально возможной скоростью,

со скоростью света c , тогда как скорость звука определяется свойствами среды, по которой он распространяется.

Покажем, как можно получить формулы, описывающие эффект Доплера для света. Допустим, имеется источник, который посылает нам короткие импульсы, вспышки света. Эти импульсы регистрируются приемником света, и мы будем фиксировать моменты испускания и прихода импульсов. Пусть один импульс испущен в момент \tilde{t}_1 и достиг нас в момент t_1 , а следующий за ним испущен

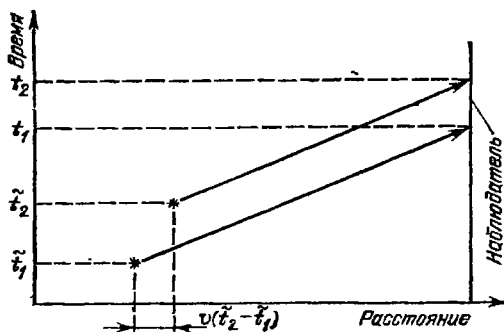


Рис. 27. К эффекту Доплера.

в момент \tilde{t}_2 и принят в момент t_2 . В первом случае свет распространялся в течение времени $t_1 - \tilde{t}_1$ и прошел путь $c(t_1 - \tilde{t}_1)$; во втором случае время распространения $t_2 - \tilde{t}_2$ и путь $c(t_2 - \tilde{t}_2)$. Если источник покоится относительно нас и расстояние до него не меняется, то, очевидно, оба пути света равны. Если же источник движется, то пути различны: приближение источника сокращает путь света, а удаление увеличивает.

Рассмотрим сначала случай приближающегося источника (рис. 27). Если он движется по направлению к нам со скоростью v , то вторая вспышка будет испущена в точке, которая на отрезок пути $v(\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1)$ ближе:

$$c(t_1 - \tilde{t}_1) - c(t_2 - \tilde{t}_2) = v(\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1). \quad (4.3)$$

Перепишем это уравнение в несколько ином виде:

$$(t_2 - t_1) = (\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1)(1 - v/c). \quad (4.4)$$

Представим себе теперь, что мы следим не за отдельными вспышками, а за непрерывно испускаемыми волна-

ми. Тогда мы можем выбрать моменты испускания \tilde{t}_1 и \tilde{t}_2 так, чтобы промежуток времени между ними равнялся периоду испускаемой волны \tilde{P} : $\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1 = \tilde{P}$. А период принимаемой волны P выразится через t_1 и t_2 : $t_2 - t_1 = P$.

Тогда из уравнения (4.4) получаем следующую связь между P и \tilde{P} :

$$P = \tilde{P}(1 - v/c). \quad (4.5)$$

Мы видим, что принимаемый период меньше периода испущенной волны.

Если источник не приближается, а удаляется, в последней формуле нужно, очевидно, изменить знак перед скоростью на обратный. Это дает возрастание периода колебаний. При произвольной ориентации движения источника скорость v в последнем соотношении нужно, как легко видеть, заменить произведением $v \cos \vartheta$, где ϑ — угол между направлением движения источника и направлением распространения волны (т. е. лучом зрения):

$$P = \tilde{P}[1 - (v/c) \cos \vartheta]. \quad (4.6)$$

Под величиной v здесь нужно понимать абсолютную величину вектора скорости, а $v \cos \vartheta$ — лучевая скорость, т. е. проекция скорости на луч зрения.

Полученная формула (4.6) довольно проста, но в действительности она имеет столь простой смысл лишь тогда, когда скорость движения источника очень мала по сравнению со скоростью света: $v \ll c$. Если это условие не выполнено, в игру вступают новые физические явления, релятивистские эффекты, в которых проявляются свойства относительности времени и пространства, изучаемые теорией относительности. Очень важно, что при больших скоростях, сравнимых со скоростью света (а именно с этим случаем мы и встретимся в источнике SS 433), показания движущихся и покоящихся часов не совпадают.

В наших рассуждениях, приведших к формуле (4.6), подразумевалось, что регистрация моментов времени производится по часам астронома-наблюдателя, который принимает излучение, приходящее к нему от движущегося источника света. По этим часам был измерен период принимаемой волны P . По тем же часам измерялся и период испущенной волны \tilde{P} . Но между этими двумя измерениями имеется существенная разница. Одно измерение производилось там, где происходило интересующее нас событие: приход света регистрировался по часам, находящимся тут же у приемника. Другое же измерение произ-

водилось вдали от места, где происходило событие: моменты испускания света регистрировались по часам, находящимся не у источника, а у приемника. Величина \bar{P} — это период испущенной волны, измеренный по часам приемника.

Какой период испущенной волны показали бы часы, находящиеся на самом источнике? Согласно теории относительности движущиеся часы всегда идут медленнее неподвижных; промежуток времени между какими-то двумя событиями, измеренный движущимися часами, будет в отношении «релятивистского корня» $\sqrt{1 - (v/c)^2}$ меньше, чем промежуток времени между теми же событиями, измеренный по покоящимся часам. Поэтому часы, движущиеся вместе с источником света, покажут меньший период испущенной волны, чем часы покоящегося наблюдателя:

$$P_0 = \bar{P} \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (4.7)$$

P_0 — это и есть период испущенной волны, измеренный по часам источника.

Время, отсчитываемое по часам, движущимся вместе с данным телом, называется собственным временем этого тела. Промежуток собственного времени движущегося тела всегда короче соответствующих промежутков времени, измеренных по неподвижным часам.

Пользуясь релятивистской формулой (4.7), можно, наконец, записать окончательную формулу эффекта Доплера, в которой период принимаемых волн P выражен через собственный период P_0 источника:

$$P = P_0 \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (4.8)$$

От периода легко перейти к длине волны $\lambda = cP$ и частоте $\omega = 2\pi/P$ колебаний:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (4.9)$$

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c) \cos \vartheta}. \quad (4.10)$$

Здесь $\lambda_0 = cP_0$ и $\omega_0 = 2\pi/P_0$ — длина волны и частота света, измеренные по собственным часам источника. Когда в лаборатории измеряется период колебательного процесса, то для этого используются лабораторные часы, показываю-

щие, очевидно, собственное время источника колебаний, находящегося тут же. Поэтому измеряемый в лаборатории период — это период собственного времени источника. И когда выше мы говорили о частотах и длинах волн испускаемого атомами света, мы, естественно, имели в виду лабораторные величины, т. е. величины, измеренные в собственном времени. Им отвечают «стандартные» положения линий в спектре источника.

Из формулы (4.9) видно, что длина волны в излучении движущегося источника возрастает и, следовательно, линия в спектре смещается к его красному концу, как благодаря удалению источника, так и из-за релятивистского эффекта замедления времени. Уменьшение длины волны и сдвиг линии в более голубую область спектра связаны с приближением источника, но результат ослабляется из-за замедления времени; можно видеть, что замедление времени способно даже полностью ликвидировать эффект приближения при определенном соотношении между скоростью v и углом ϑ .

Смещение линий в спектрах характеризуют уже знакомой нам величиной $z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$, называемой, как это принято, красным смещением (λ_0 — стандартная длина волны, λ — смещенная длина волны). Смещение действительно является красным, когда величина z положительна. Когда величина z отрицательна, это означает сдвиг в голубую часть спектра. Таким образом, на основании (4.9) можно написать

$$1 + z = \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (4.11)$$

Эта формула и послужит нам для расшифровки сложного спектра источника SS 433.

Движущиеся линии

Тот факт, что в спектре SS 433 имеются три системы спектральных линий, означает, что в нем имеются и три излучающие области: одна из них не движется относительно нас, а две другие движутся в разные стороны вдоль луча зрения. Чтобы получить представление о скоростях этих движений, воспользуемся данными, которые астрономы получили в наблюдениях лета 1978 г., когда началось изучение источника SS 433.

Измеренные тогда значения z_B и z_R составляли: $z_B = -0,02$, $z_R = 0,1$.

На основании формулы эффекта Доплера (4.11) находим для приближающейся к нам области

$$\frac{1 - (v_B/c) \cos \vartheta_B}{\sqrt{1 - (v_B/c)^2}} = 1 + z_B = 0,98. \quad (4.12)$$

Это соотношение содержит две неизвестные величины — полную скорость движения области v_B и ее проекцию на луч зрения $v_B \cos \vartheta_B$. Если допустить, что отношение $(v/c)^2$ мало по сравнению с единицей, то лучевая скорость $v_B \cos \vartheta_B = 0,02 c = 6000$ км/с.

Это довольно большая скорость, если сравнить ее со скоростями движения звезд в Галактике; последние не превышают нескольких сотен километров в секунду. В пределах 100—300 км/с лежат лучевые скорости звезд, найденные А. А. Белопольским, а за ним и другими наблюдателями. Для движения звезд пренебрежение величиной $(v/c)^2$ в знаменателе формулы эффекта Доплера вполне оправдано. В случае SS 433 речь явно идет о гораздо более быстром движении излучающей области, чем обычные движения звезд Галактики. Этим и полезна оценка лучевой скорости; но даваемое ею конкретное значение лучевой скорости следует все же принимать с осторожностью, помня, что оно получено в предположении $(v/c)^2 \ll 1$. В нашем распоряжении нет никаких независимых данных об угле ϑ_B , и единственным строгим результатом должно считаться соотношение (4.12), связывающее этот угол со скоростью v_B .

Для удаляющейся от нас области излучения имеем

$$\frac{1 - (v_R/c) \cos \vartheta_R}{\sqrt{1 - (v_R/c)^2}} = 1 + z_R = 1,1. \quad (4.13)$$

В том же предположении $(v/c)^2 \ll 1$ находим лучевую скорость $v_R \cos \vartheta_R = -0,1 c = -30\,000$ км/с. Лучевая скорость отрицательна, что и соответствует удалению источника, так как в этом случае $\cos \vartheta_R < 0$. Эта скорость в 100 раз больше (по абсолютной величине) типичной скорости звезд в Галактике ~ 300 км/с, что подтверждает указание на особый, не звездный характер движения излучающих областей SS 433. Значения обеих лучевых скоростей $v_B \cos \vartheta_B$ и $v_R \cos \vartheta_R$ будут получены ниже.

Ни в Галактике, ни вне ее никогда не наблюдали прежде источника, который излучал бы сразу две системы линий, столь сильно сдвинутых от стандартных положений. Большие смещения в красную сторону спектра встре-

чаются у квазаров, самых далеких объектов Вселенной. Во всех же известных до сих пор случаях смещения в голубую сторону абсолютное значение z меньше по крайней мере в 20–100 раз, чем у SS 433.

Но самое удивительное было обнаружено в наблюдениях осени 1978 — весны 1979 гг. Американский астроном Б. Маргон и его сотрудники, наблюдая SS 433 в сентябре 1978 г., нашли эмиссионные линии-спутники на иных

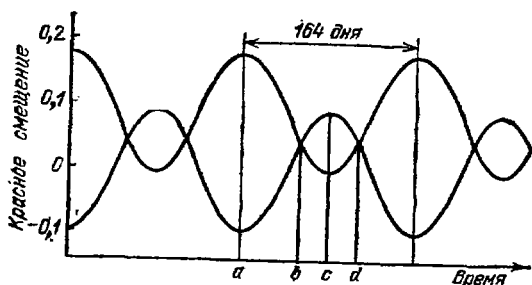


Рис. 28. Периодические изменения красного смещения в эмиссионных линиях двух излучающих областей источника SS 433. Каждой из областей отвечает своя кривая на этом рисунке.

местах, чем за два месяца до того! они разъехались в разные стороны. Значения $|z_B|$ и z_R возросли и продолжали затем возрастать до ноября 1978 г., пока не достигли максимальных значений $|z_B|_{\max}=0,1$; $(z_R)_{\max}=0,18$. Затем началось уменьшение $|z_B|$ и z_R , и в течение декабря, пока продолжались наблюдения, линии-спутники приближались к основным линиям спектра. Когда в марте 1979 г. наблюдения были продолжены (с декабря по февраль источник не виден), оказалось, что линии-спутники снова удаляются от основных линий; в конце апреля был достигнут новый максимум, причем $|z_B|$ и z_R вновь приняли те же значения, что и при первом максимуме.

Дальнейшие наблюдения (вплоть до последних данных, ставших известными к лету 1982 г.) подтвердили, что изменения смещений линий-спутников происходят с регулярной периодичностью. Все наблюдательные данные очень хорошо ложатся на две одинаковые по форме периодические кривые, сдвинутые друг относительно друга так, что максимуму одной отвечает минимум другой и наоборот (рис. 28). Период изменения смещений — 164 дня.

Кроме момента максимальных значений $|z_B|$ и z_R (он отмечен на рис. 28 буквой a), имеются еще три других выделенных момента (отмеченных буквами b, c, d) на рис. 28. В момент b кривые пересекаются, величина красного смещения для обеих кривых одинакова и положительна по знаку: $z_b=0,04$. В момент c достигаются значения $(z_B)_c=-0,01$; $(z_R)_c=0,09$. В момент d имеется второе за период пересечение кривых с тем же значением z , что и в момент b .

В каждый из моментов a, b, c, d сумма красных смещений по обеим кривым одинакова: $z_B+z_R=0,08$. Равенство суммы красных смещений имеется вообще в любой момент времени.

Понимая смещение линий в спектре источника как следствие движения двух излучающих областей, каждой из которых отвечает своя кривая на рис. 28, мы должны теперь считать, что это движение имеет периодический характер. Каждая из излучающих областей то приближается к нам, то удаляется от нас, и когда одна приближается, другая удаляется, и наоборот. Дважды за период области меняются местами: та, что приближалась, начинает удаляться, а та, что удалялась, начинает приближаться. В эти моменты (b и d на рис. 28) лучевые скорости излучающих областей должны, очевидно, обращаться в нуль.

То обстоятельство, что при обращении в нуль лучевых скоростей красное смещение остается отличным от нуля, указывает на важность релятивистского эффекта замедления времени; он учитывается корнем $\sqrt{1-(v/c)^2}$ в формулах эффекта Доплера. Для момента b , когда лучевая скорость $v \cos \theta=0$, находим значение полной скорости v , соответствующее красному смещению $z_b=0,04$:

$$v/c = [1 - 1/(z_B + 1)^2]^{1/2} = 0,26 c = 78\,000 \text{ км/с.} \quad (4.14)$$

Это весьма значительная скорость, и ее значение характеризует обе излучающие области — факт, который имеет немалое значение для понимания всей картины.

Прецессия струй

Остроумную интерпретацию кинематики излучающих областей SS 433 предложили английские астрофизики А. Фабиан и М. Рис. Согласно их идее в источнике имеется центральное тело, из которого истекают

в противоположных направлениях две струи газа. С центральным телом связана основная излучающая область, которая дает несмещенные спектральные линии, а струи — это области, из которых исходят смещенные линии излучения.

Далее, направление, вдоль которого выбрасываются струи, не остается неизменным во времени. Линия струй совершает обращение вокруг некоторой оси. Движение линии струй похоже на вращение оси волчка, запущенного так, что эта ось не вертикальна: ось волчка медленно (медленнее, чем вращение волчка) вращается вокруг вертикали. Такое периодическое движение оси волчка (или гироскопа) называют прецессией.

Эта модель способна полностью воспроизвести кривые красного смещения на рис. 28. Нужно только должным образом подобрать скорости струй, ориентацию оси прецессии относительно земного наблюдателя и угол, который струи составляют с осью прецессии (рис. 29).

В самом деле, когда в движении одной из струй имеется составляющая вдоль луча зрения, направленная к нам, в движении другой струи будет составляющая, направленная по лучу зрения от нас. Это дает соответственно голубую и красную системы линий-спутников.

Из-за прецессии струй их ориентация относительно наблюдателя изменяется; периодически во времени изменяется угол, который линия струй составляет с лучом зрения. Вместе с этим углом периодически изменяются и лучевые скорости струй. Ничто не мешает выбрать период прецессии равным наблюдаемому, т. е. 164 дням.

Из того что сумма красных смещений обеих областей всегда одна и та же, следует, что лучевые скорости струй в каждый момент времени равны по величине и противо-

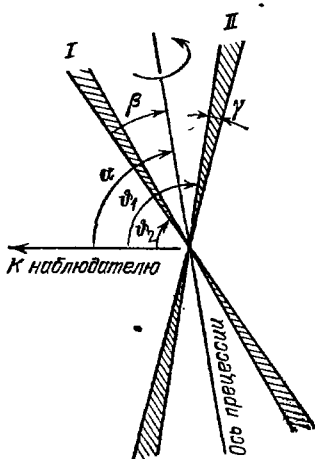


Рис. 29. Геометрия релятивистских струй в SS 433. Показаны два крайних положения: I соответствует моменту a на рис. 28, II — моменту c . Изменяющиеся углы: $\alpha \approx 80^\circ$, $\beta \approx 20^\circ$, $\gamma \approx 3-5^\circ$.

положно направлены. Это возможно, очевидно, лишь в том случае, если абсолютные величины скорости обеих струй равны.

Допустимо такое положение струй, при котором они перпендикулярны лучу зрения. В такие моменты (моменты b и d на рис. 28) лучевые скорости обращаются в нуль. Вычисленная ранее по данным об этих моментах скорость v (см. (4.14)) является скоростью движения вещества в струях и она одинакова для обеих струй. Теперь становится ясным смысл результата (4.14): величина v характеризует сразу обе излучающие области, потому что скорость выброса обеих струй одинакова.

Скорость v составляет приблизительно одну четвертую часть скорости света. Это очень большая скорость, и поэтому сделанные нами предварительные оценки лучевых скоростей (относящиеся к тому состоянию источника, которое наблюдалось летом 1978 г.) должны быть уточнены. С учетом релятивистского корня $\sqrt{1-(v/c)^2}$ лучевые скорости оказываются одинаковыми по абсолютной величине: $v_B \cos \vartheta_B = v_R |\cos \vartheta_R| = 0,06 c$.

Двойная система

Модель прецессирующих струй дает простой и красивый ответ на вопрос, как в одном источнике могут возникнуть три системы эмиссионных линий с их запутанными, на первый взгляд, изменениями во времени. Гораздо труднее ответить на вопрос, почему возникают и прецессируют струи, бьющие со скоростями, близкими к скорости света. Тщательные наблюдения и углубленный анализ данных позволят, как можно надеяться, приблизиться к пониманию физического механизма действующего источника SS 433. Накопление сведений продолжается, и ряд важных обстоятельств уже удалось выяснить.

Прежде всего, можно сделать определенное заключение о температуре газа в излучающих областях SS 433. Для водорода, эмиссионные спектры которого сильнее всех других линий в этом источнике, имеется характерная температура порядка 10 тысяч градусов; она определяет границу между ионизованным и неионизованным состояниями газа. Если температура превышает 10—20 тысяч градусов, тепловые движения атомов столь энергичны, что при их столкновениях электронам может быть передана энергия, превышающая максимально возможную энергию

электрона в атоме и, следовательно, достаточная для отрыва электронов от ядер. В таком состоянии имеются свободные электроны и свободные ядра водорода — протоны, газ ионизован и представляет собой плазму. Когда электроны не связаны с ядрами в атомы, спектральные линии, соответствующие переходам электронов в атомах, возникать, очевидно, не могут. Так как в SS 433 линии наблюдаются, температура излучающих областей не превышает характерной температуры ионизации и 20 тысяч градусов — это для нее верхний предел.

Температура вещества в струях не может быть и слишком низкой — ведь совсем холодный газ линии не излучает. Скорее всего, температура излучающих областей SS 433 близка к 10 тысячам градусов. Средние скорости тепловых движений атомов при такой температуре можно найти по общей формуле кинетической теории газов:

$$v_T = (3kT/m_H)^{1/2}.$$

Здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, $m_H = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг — масса атома водорода. При $T = 10^4$ К $v_T = 2 \cdot 10^4$ м/с = 20 км/с. Эта скорость в 4 тысячи раз меньше скорости движения струй. Такое значительное различие скоростей само по себе требует объяснения.

Интересны соображения о собственной ширине струй. Струи не могут быть слишком широкими: будь их угол раствора γ (см. рис. 12) сравним с углом прецессии $\beta \approx 20^\circ$, вся картина была бы смазанной и нечеткой. Вместо линий в спектре источника имелись бы размытые полосы, соответствующие всем различным значениям лучевой скорости, которые она принимает на толщине струи. В действительности линии-спутники в SS 433 весьма узки, и в крайних положениях их толщина во всяком случае гораздо меньше расстояния до основной линии на шкале длин волн. По-видимому угол раствора γ не больше $3-4^\circ$. Столь высокая степень направленности струй представляет собой, пожалуй, один из самых трудных вопросов в физике SS 433.

Внимательное изучение основной излучающей области SS 433 обнаружило, что излучаемые ею линии не стоят на месте: они тоже совершают периодические смещения по шкале длин волн, но только гораздо более слабые, чем линии-спутники (потому-то эти движения и не сразу заметили). Эти слабые смещения соответствуют периодическим движениям с амплитудой (максимальным значением

абсолютной величины) скорости около 70 км/с. Это в 1000 раз меньше скорости струй. Период слабых смещений равен 13 дням.

Период и скорость, соответствующие слабым смещениям эмиссионных линий из основной излучающей области, очень близки к тому, что обычно наблюдается в тесных двойных системах звезд. Довольно естественно понимать эти данные так, что в SS 433 имеются две звезды, совершающие периодические — с периодом 13 дней — движения вокруг их общего центра масс. Тогда традиционные методы астрономии, разработанные и испытанные в многочисленных наблюдениях двойных звезд, должны и здесь многое прояснить.

Действительно, детальные оптические наблюдения позволяют утверждать, что одна из звезд в SS 433 — обычная звезда спектрального класса O или B с массой в $(10-20)M_{\odot}$, температурой поверхности 20 тысяч градусов и радиусом в $2 \cdot 10^{10}$ м. С радиусом этой звезды сравним и размер двойной системы, т. е. расстояние между ее компонентами.

Соображения, которыми обычно пользуются астрономы для определения расстояний до звезд (они связаны в первую очередь с интенсивностью линий поглощения, создаваемых в спектре источника межзвездным газом), позволили оценить и удаленность SS 433: источник находится до нас на расстоянии приблизительно в 5,5 кпк. Это гораздо больше расстояния до ближайших к нам звезд (несколько парсек), но все же заметно меньше поперечника Галактики (около 30 кпк).

Зная расстояние, можно по принимаемому потоку излучения оценить и полную энергию, испускаемую источником в единицу времени (если считать, что он одинаково светит во все стороны). Так найдена полная светимость SS 433: $L=10^{32}-10^{33}$ Вт, что в сотни тысяч или миллионы раз больше светимости Солнца. На свет струй приходится около одного процента полной светимости. Размеры их излучающих областей оцениваются в 10^{10} м, что сравнимо с размером двойной системы.

SS 433 испускает не только оптическое, но также рентгеновское и радиоизлучение. На рентгеновской карте источника различают центральный источник рентгеновских лучей и протяженные вытянутые структуры с собственными размерами, значительно превышающими размеры двойной звездной системы. Сходное строение обнаруживается и по радиоастрономическим данным, Рентгенов-

ская светимость составляет $3 \cdot 10^{28}$ Вт, радиосветимость — $3 \cdot 10^{25}$ Вт.

Все это очень напоминает хорошо известную астрономам картину туманностей, которые остаются на небе от вспышек сверхновых звезд. Скорее всего, что и SS 433, т. е. двойная звезда вместе с протяженными областями, излучающими рентгеновские лучи и радиоволны, — результат вспышки сверхновой, происшедшей, насколько можно судить, десятки тысяч лет назад. Но если так, то можно высказать определенные догадки и о второй звезде, составляющей вместе с обычной звездой двойную систему SS 433. Она может быть компактным остатком сверхновой — нейтронной звездой или черной дырой. Согласно данным советского астронома А. М. Черепашука компактный объект в SS 433 может иметь массу до $(4-5)M_{\odot}$. При массе, превышающей предел в $(3-3,5)M_{\odot}$, это должна быть черная дыра, а не нейтронная звезда.

Как и в уже известных тесных двойных системах, в SS 433 можно предполагать перетекание вещества с обычной звезды на компактный объект под действием его силы притяжения. Не исключено, что вещество захватывается на круговые орбиты, закручивается вокруг компактного объекта, прежде чем упасть на него, и образует довольно значительный по массе вращающийся диск, похожий по виду на кольца Сатурна. Предполагают, что именно из такого диска — вдоль его оси — и могли бы выбрасываться струи, обнаруженные в SS 433. Их могло бы питать вещество, перетекающее с обычной звезды на компактный объект.

Что разгоняет вещество струй до релятивистских скоростей? Почему струи такие узкие? Какова причина их прецессии?

Эти важные вопросы ждут своего решения.

Но есть и еще один вопрос, возможно, самый важный и интересный. В явлениях совсем иного, гораздо большего масштаба, в мире гигантских радиогалактик и квазаров, известны выбросы и струи, непосредственно наблюдаемые по их оптическому и радиоизлучению. В некоторых случаях вещество выбрасывается с явно релятивистскими скоростями. Узкие вытянутые структуры простираются на расстояния в десятки и сотни килопарсек. (Подробнее мы говорим об этом в гл. 6.) Не встречаемся ли мы здесь с явлением той же природы, что и в SS 433, но только увеличенным до огромных размеров? Или иначе — не служит ли SS 433 уменьшенной в 10^{10} – 10^{12} раз копией огром-

ного «механизма», действующего в активных ядрах галактик и квазарах?

Не исключено, что в обоих случаях причиной релятивистских выбросов и струй служат мощные газодинамические процессы, развивающиеся в окрестности черной дыры.

Понимание этих процессов остается пока далеко не полным; но замечательна уже и сама возможность универсального физического механизма, действующего в столь различных масштабах, как двойная звезда SS 433 и гигантские радиогалактики и квазары.