

PROBLEMS
OF CONTEMPORARY
ASTROPHYSICS

V. V. ZHELEZNYAKOV

The main problems of contemporary astrophysics deal with the investigations of the properties of matter and radiation which are under extreme conditions and which cannot be reproduced in laboratories on Earth: high densities and temperatures, super strong gravitational and/or magnetic fields. As examples of this statement, the following problems are briefly discussed in this paper: the cosmological problem, the problem of cosmic gamma-ray bursts.

Основные проблемы современной астрофизики связаны с исследованием свойств материи (вещества и излучения) в экстремальных условиях, не достижимых в земных лабораториях: при высоких плотностях и температурах, в сильных магнитных и гравитационных полях. В качестве примеров кратко описаны космологическая проблема, проблема космических гамма-всплесков.

**ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ
АСТРОФИЗИКИ**

В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ

Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского

ВВЕДЕНИЕ

Предметом астрофизики является исследование физических процессов во Вселенной. При этом, за редким исключением Луны, планет и некоторых малых тел Солнечной системы, доступных прямым исследованиям средствами современной космонавтики, основным источником информации об удаленных космических объектах по-прежнему служит приходящее от них электромагнитное излучение. Поэтому задачей астрофизики является построение моделей, которые могут объяснить появление излучения различных космических объектов с наблюдаемым характеристиками: интенсивностью, спектром, поляризацией, временным профилем и т.д. Естественно, при решении этой задачи ученые-астрофизики исходят из известной картины физических процессов и законов, которые могут реализоваться или проявиться в тех или иных условиях, которые определяются, в основном, величиной температуры и плотности вещества, наличием магнитного поля и его величиной, возможным влиянием сил тяготения.

Современная астрофизика сформировалась после второй мировой войны. С точки зрения наблюдений, ее основная черта – расширение спектрального диапазона исследуемого излучения. Довоенная астрофизика использовала лишь результаты астрономических наблюдений в видимом свете – сравнительно узкой полосе спектра электромагнитных волн. Ясно, что при этом в центре внимания оказывались прежде всего те объекты во Вселенной, которые излучают в основном видимый свет – звезды, туманности, галактики. Теория их излучения была построена на основании знаний, полученных в земных лабораториях. В настоящее время в астрономии используются практически все диапазоны, от радиоволн до гамма-излучения. Превращение астрономии во всеволновую обогатило знания об известных объектах и, что гораздо важнее, привело к открытию новых объектов, позволило зарегистрировать излучение из таких областей, где материя (то есть вещество и излучение) находится в так называемых экстремальных (предельных) условиях. Этот термин обычно используется, чтобы подчеркнуть, что те или иные условия практически невозможно реализовать в лабораториях на Земле. В этих условиях материя нередко приобретает новые физические свойства. В качестве примеров экстремальных

астрофизических условий можно указать высокие плотности вещества, реализующиеся на первых этапах развития Вселенной, в недрах нейтронных звезд и в ближайших окрестностях черных дыр; сильные гравитационные поля в окрестностях черных дыр; сильные магнитные поля белых карликов и нейтронных звезд. Именно в области исследования объектов, в которых реализуются те или иные экстремальные условия, по нашему мнению, сосредоточены основные проблемы современной астрофизики.

Подчеркнем, что при нынешнем уровне развития земной техники макроскопические свойства материи в экстремальных условиях можно исследовать, только наблюдая астрофизические объекты, в которых эти условия реализуются. В этом смысле можно смело утверждать: современная астрофизика — это передний край науки, и она исследует наиболее фундаментальные явления и процессы, не доступные пока “земной” физике. Например, даже рекордные для современной науки и техники магнитные поля, полученные в лабораториях, в десятки раз меньше, чем поля магнитных белых карликов ($10^7 - 10^9$ Э), и в сотни тысяч раз меньше магнитных полей нейтронных звезд (до 10^{12} Э и более). Пример “экзотических” эффектов в экстремальных астрофизических условиях — намагничивание вакуума сверхсильным магнитным полем. В полях, близких к критическому $B_{cr} = 4 \cdot 10^{13}$ Э, вакуум становится похожим на анизотропный кристалл. Показатель преломления такой “среды” зависит не только от направления распространения излучения, но и от его поляризации (эффект двулучепреломления).

Ниже мы кратко рассмотрим лишь три примера объектов, где реализуются экстремальные астрофизические условия: Вселенную на начальных стадиях ее развития, космические гамма-всплески, а также недавно открытые “микровязары” в нашей Галактике. Приведенный в конце статьи список литературы включает как книги [1 — 4], где можно найти общую информацию об объектах с экстремальными условиями, так и более специальную литературу по обсуждавшимся вопросам (раздел 2 — [3, 4], раздел 3 — [5, 6], раздел 4 — [7 — 9]). К сожалению, последние результаты по гамма-всплескам и “микровязарам” практически не обсуждались в научно-популярной литературе, так что пока невозможно указать более доступные источники информации.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПРОБЛЕМА

В космологии основные проблемы, по нашему мнению, состоят в выборе модели развития Вселенной (открытой с неограниченным космологическим расширением или закрытой, в которой первоначальное расширение из сверхплотного состояния сменяется последующим сжатием) и в выяснении сценария первоначального расширения Вселенной после момента Большого Взрыва.

Современный темп расширения Вселенной определяется так называемой постоянной Хаббла $H = 50 - 100$ (км/с)/Мпк. Вследствие космологического расширения любые два объекта, находящиеся на расстоянии r , удаляются друг от друга со скоростью $v = Hr$ (эта формула справедлива лишь для нерелятивистских скоростей $v = Hr \ll c$, где c — скорость света). Динамика расширения объектов, удаленных от нас на некоторое расстояние r , определяется гравитационным воздействием со стороны вещества, находящегося внутри сферы радиуса r . Поскольку, согласно данным астрономических наблюдений, распределение вещества на больших масштабах весьма однородно, то можно считать его плотность ρ постоянной. Соответствующее гравитационное ускорение

$$g_r = \frac{4\pi r^2 G \rho}{3},$$

а вторая космическая скорость

$$v_r = \left(\frac{8\pi r^2 G \rho}{3} \right)^{1/2},$$

где G — гравитационная постоянная. Модель открытой Вселенной реализуется, если скорость космологического расширения превышает v_r . В противном случае $v = Hr < v_r$ Вселенная является закрытой.

Из приведенных условий ясно, что сценарий развития Вселенной зависит от средней плотности вещества в современную эпоху. Открытая модель соответствует $\rho < \rho_{cr} = 3H^2 / (8\pi G)$, обратное неравенство справедливо для закрытой модели. По современным данным, критическая плотность вещества $\rho_{cr} = 5 \cdot 10^{-30}$ г · см⁻³. Примерно такое же значение дают оценки плотности вещества во Вселенной. Таким образом, при достигнутой точности определения ρ и ρ_{cr} нельзя сделать выбор между двумя моделями. При этом, однако, следует иметь в виду, что величина средней плотности вещества во Вселенной может не учитывать вклад какой-либо компоненты. Например, если подтвердятся эксперименты по измерению массы покоя нейтрино m_ν (согласно этим измерениям, $m_\nu c^2 \approx 30$ эВ), то можно будет однозначно сделать выбор в пользу закрытой модели. Действительно, обилие таких нейтрино существенно увеличит среднюю плотность Вселенной.

Независимо от конкретной схемы эволюции считается, что справедлива так называемая модель горячей Вселенной, когда температура T и плотность вещества на начальных стадиях расширения были весьма велики. Первичное вещество было полностью ионизовано, и длина свободного пробега излучения в это время была мала по сравнению с характерным размером Вселенной. Вследствие этого вещество и излучение находились в состоянии термодинамического равновесия, при котором спектр излучения описывается формулой Планка и

имеет максимум на частоте $\omega \approx 2,8kT/\hbar$, где \hbar – постоянная Планка. По мере расширения температура вещества и излучения уменьшалась, и примерно через миллион лет после Большого Взрыва, при $T \approx 5 \cdot 10^3$ К, началась рекомбинация ионов и электронов с образованием нейтральных атомов. Так как нейтральное вещество взаимодействует с излучением гораздо слабее, чем полностью ионизованное, длина пробега квантов этого “реликтового” (остаточного) излучения превысила размеры Вселенной. Начиная с “эпохи рекомбинации”, реликтовое излучение и вещество эволюционируют независимо. Эффект Доплера в расширяющейся Вселенной приводит к уменьшению наблюдаемой частоты реликтового излучения и, соответственно, температуры, определяющей форму его спектра. В настоящее время температура реликтового излучения составляет 2,7 К и наблюдается оно в виде радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Необходимо подчеркнуть: реликтовое излучение – единственный прямой источник информации о структуре Вселенной в эпоху рекомбинации, 10 – 12 миллиардов лет назад. В частности, степень его изотропии однозначно связана со степенью однородности вещества в эпоху рекомбинации. Наблюдае-

мую в современную эпоху чрезвычайно высокую степень изотропии реликтового излучения можно объяснить лишь в рамках инфляционной (раздувающейся) модели ранней Вселенной, когда считается, что первоначальное расширение происходило по экспоненциальному закону $r \propto \exp(Ht)$. Во время инфляционной стадии была подавлена гравитационная неустойчивость, приводящая к формированию неоднородностей, а также сглаживались первичные неоднородности, если таковые существовали.

КОСМИЧЕСКИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКИ

Космические гамма-всплески относятся к наиболее загадочным астрономическим явлениям, открытым в последние 25 лет, и до сих пор вызывают оживленный интерес ученых.

Гамма-всплески были открыты случайно американскими спутниками серии Vela, предназначенными для обнаружения наземных ядерных взрывов. К настоящему времени различными космическими аппаратами зарегистрировано около 1500 всплесков. Они представляют собой импульсы гамма-излучения (энергии квантов от нескольких десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт)

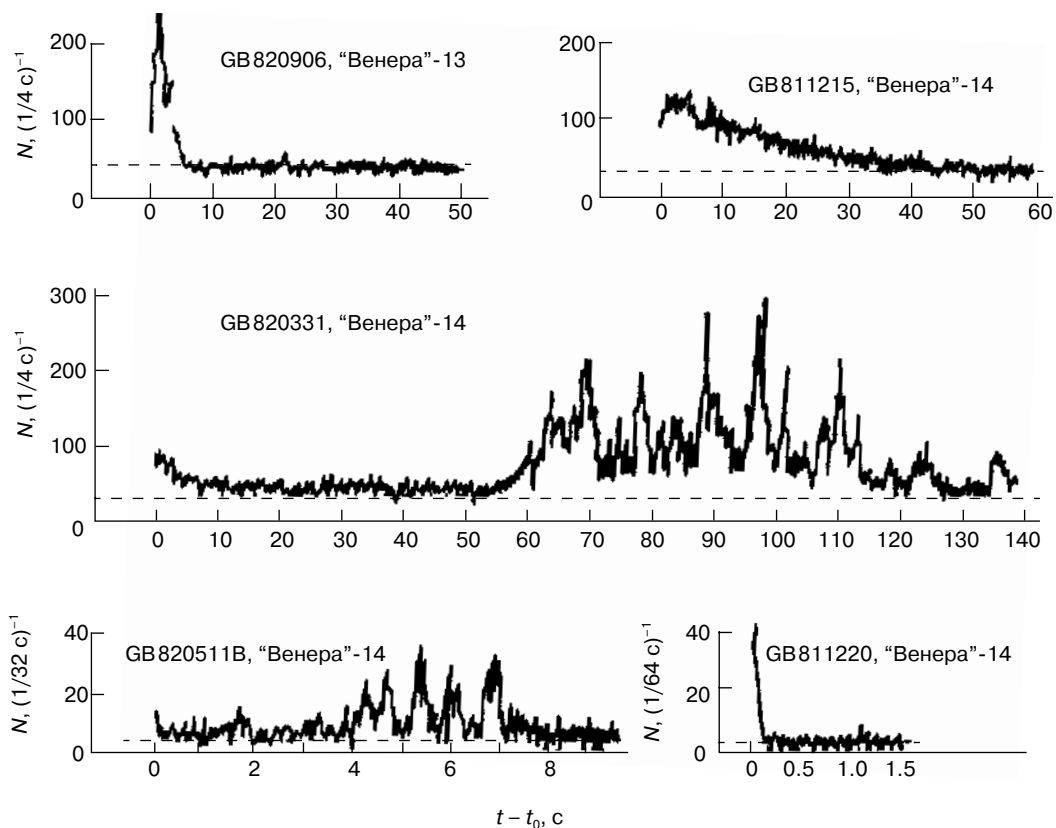


Рис. 1. Временные профили гамма-всплесков: зависимость средней частоты регистрации фотонов N от времени $t - t_0$ после начала всплеска [5].

длительностью от десятков миллисекунд до нескольких минут. Распределение гамма-всплесков по длительности показывает четкий максимум на 10 – 20 с и менее выраженный на 0,2 с.

Временные истории всплесков отличаются чрезвычайным разнообразием (рис. 1). Общепринятой их классификации пока не существует. Весьма упрощенно можно разделить всплески на две большие группы: всплески относительно простой формы с плавным профилем (иногда состоящие всего из одного простого импульса) и события со сложной временной структурой. Иногда отдельные пики в пределах всплеска следуют почти периодически, хотя строго регулярная периодичность, за единичными исключениями, в профилях всплесков отсутствует. Интенсивность излучения во время гамма-всплеска может сильно и быстро меняться. Минимальное время переменности излучения всплесков составляет $\Delta t \leq 0,2$ мс. Это позволяет оценить максимальный размер излучающего объекта как $\Delta r \leq c\Delta t \approx 60$ км. Уже такая оценка показывает, что источниками всплесков могут быть лишь компактные объекты (например, черные дыры или нейтронные звезды). Вполне возможно, что наблюдаемое разнообразие длительностей и профилей всплесков указывает на разнообразие природы их источников и механизмов генерации.

Гамма-всплески наблюдаются довольно часто, в среднем один раз в 20 – 30 часов, однако невозможно заранее узнать, когда и в какой точке небосвода всплеск произойдет в следующий раз. За исключением трех случаев пока не удалось увидеть повторные всплески из одного и того же места на небесной сфере. Ясно поэтому, что исследовать гамма-всплески телескопами с узким полем зрения нерацionalmente: слишком мала вероятность, что следующий всплеск произойдет именно в том небольшом участке небесной сферы, на который в данный момент времени направлен телескоп. Для регистрации гамма-всплесков обычно используются детекторы с полусферическим обзором без каких-либо фокусирующих или направляющих элементов; их чувствительность пропорциональна $s_d \sin \theta$, где s_d – площадь входного окна детектора, а θ – угол между его плоскостью и направлением на источник. Если разместить на космическом аппарате несколько таких приборов, ориентированных в разных направлениях, то можно оценить местоположение источника всплеска на небесной сфере, сравнивая уровень сигнала в тех детекторах, которые этот всплеск “видят”. При этом точность определения угловых координат ограничивается статистическими флуктуациями потока гамма-квантов и обычно составляет $1^\circ - 5^\circ$. Такой метод использовался в конце 70-х – начале 80-х годов в экспериментах КОНУС на советских межпланетных станциях “Венера”-11, 12, 13 и 14, где всплесковый комплекс состоял из 6 детекторов, расположенных по осям прямоугольной системы координат. В настоящее время подобная схема реа-

лизована и в эксперименте BATSE на американской орбитальной гамма-обсерватории GRO, где наблюдение всплесков ведется восемью детекторами, плоскости которых ориентированы параллельно граням правильного восьмигранника. В последнем случае каждая точка неба осматривается четырьмя детекторами.

Более точное определение угловых координат источников всплесков может дать их одновременное наблюдение несколькими (не менее чем тремя) космическими аппаратами, находящимися на большом (например, межпланетном) расстоянии друг от друга. Если известны моменты начала всплеска на каждом из космических аппаратов, то по разности этих времен можно определить направление на источник. Точность данного “метода триангуляции” повышается при увеличении расстояния между космическими аппаратами и их числа, а также при уменьшении времени нарастания излучения всплеска (иными словами, всплеск с крутым передним фронтом можно локализовать точнее). В наиболее благоприятных случаях метод триангуляции позволяет определить координаты всплеска с точностью до $10'' - 20''$.

Дальнейшую информацию о расположении источников всплесков можно получить двумя способами. Прежде всего можно попытаться обнаружить источники всплесков в “спокойном” состоянии, то есть зарегистрировать в каком-либо диапазоне длин волн излучения от того объекта, который время от времени (или раз в жизни) генерирует вспышку гамма-излучения. К сожалению, многочисленные попытки идентифицировать гамма-всплески со стационарно излучающими объектами в радио-, инфракрасном, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазоне не увенчались успехом. Другой способ – определить расстояние до источников, сравнивая истинную и видимую светимость всплесков, – также невозможно использовать, поскольку неизвестна истинная светимость. В звездной астрономии этот замкнутый круг обычно преодолевают, предполагая, что звезды с одинаковыми спектрами должны иметь близкую по величине светимость. Косвенные методы определения пространственного распределения всплесков также используют это предположение. К анализу спектров гамма-всплесков мы вернемся несколько позже. Здесь лишь заметим, что в отличие от оптических звездных, богатых многочисленными деталями (линии и полосы в поглощении и излучении, скачки и т.д.), гамма-спектры всплесков по большей части малоинформативны. Поэтому, по сравнению со звездной астрономией, предположение об одинаковой светимости гамма-всплесков гораздо менее обосновано и используется за неимением лучшего.

В предположении, что светимость всех всплесков примерно одинакова, их пространственное распределение можно исследовать, пользуясь так

называемым распределением $N(>S)$. Пусть S_0 — истинная, а S — видимая светимость гамма-всплеска. Для безграничного однородного распределения источников с концентрацией n число всплесков с видимой светимостью больше некоторого значения S :

$$N(>S) = \frac{4\pi n}{3} \left(\frac{S_0}{S}\right)^{3/2} \propto S^{-3/2}.$$

Если однородное распределение ограничено расстоянием D_{\max} , то зависимость $N(>S)$ отклоняется от “закона трех вторых” при $S < S_* = S_0/D_{\max}$. Если же источники всплесков расположены с постоянной концентрацией в безграничном диске толщины H , то

$$N(>S) = \pi n H \frac{S_0}{S} \propto S^{-1}.$$

Как и в предыдущем случае, для диска конечно-го радиуса D_{\max} распределение $N(>S)$ отклоняется от S^{-1} при $S < S_*$. Таким образом, очень важно получить из наблюдений зависимость $N(>S)$ в области малых S . К сожалению, возможности детектора ограничивают интервал наблюдений: детектор с чувствительностью S_{\min} позволяет измерить распределение $N(>S)$ лишь при $S > S_{\min}$. Описанный метод обладает также тем недостатком, что не позволяет напрямую сравнить данные, полученные разными детекторами, поскольку каждый прибор имеет свою чувствительность, а провести взаимную калибровку различных детекторов, как правило, невозможно.

Перечисленные трудности снимаются при использовании другого метода, называемого “тест V/V_{\max} ”. В этом случае измеряется распределение всплесков по параметру V/V_{\max} , где

$$V = \frac{4\pi D^3}{3} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{S_0}{S}\right)^{3/2}, \quad V_{\max} = \frac{4\pi D_{\max}^3}{3} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{S_0}{S_{\min}}\right)^{3/2},$$

V — объем сферы с радиусом, равным расстоянию до источника, V_{\max} — объем пространства, в пределах которого детектор с чувствительностью S_{\min} может регистрировать источники всплесков. Для однородного пространственного распределения всплески распределены равномерно в интервале $0 \leq V/V_{\max} \leq 1$, а среднее значение $\langle V/V_{\max} \rangle = 1/2$. Если преобладают “близкие” источники, то число всплесков с $0 \leq V/V_{\max} \leq 1/2$ превышает их количество в интервале $1/2 \leq V/V_{\max} \leq 1$ и среднее значение $\langle V/V_{\max} \rangle < 1/2$. Наоборот, для пространственного распределения с преобладанием “далеких” источников $\langle V/V_{\max} \rangle > 1/2$. Несомненное преимущество параметра $V/V_{\max} = (S_{\min}/S)^{3/2}$ заключается в том, что он рассчитывается как отношение двух величин, относящихся к одному детектору. Кроме того, отношение V/V_{\max} не зависит от чувствительности детектора S_{\min} .

Накопленные к настоящему времени данные ясно указывают, что распределение источников гамма-всплесков пространственно ограничено: суще-

ствующие детекторы позволили зарегистрировать отклонение $N(>S)$ от $S^{-3/2}$ в области малых S , а также получить $\langle V/V_{\max} \rangle < 1/2$. С другой стороны, исследование углового распределения всплесков, в том числе с использованием многочисленных данных эксперимента BATSE, привело к весьма неожиданным результатам: всплески оказались распределены чрезвычайно изотропно. Угловое распределение всплесков не имеет никаких особенностей, связанных с ориентацией диска или центра нашей Галактики. Высокая степень изотропии углового распределения всплесков означает, что они либо регистрируются с расстояния много меньше полутолщины галактического диска (например, из кометного облака Солнечной системы с размером $10^4 - 10^5$ астрономических единиц), либо, наоборот, их источники расположены в протяженном гало нашей Галактики (с размером много больше характерных размеров диска) или на далеком внегалактическом расстоянии.

Итак, данные наблюдений указывают, что источники всплесков изотропно распределены в пределах ограниченного объема. Такое распределение нельзя связать ни с одним галактическим населением, и это сильно пошатнуло господствовавшую до полета GRO гипотезу о том, что гамма-всплески генерируются галактическими нейтронными звездами. Основанием для этой гипотезы служили особенности спектров всплесков.

Энергетические спектры гамма-всплесков, то есть распределение гамма-фотонов по энергиям, дают существенно более однородную картину в сравнении с их временной структурой. Спектры всплесков характеризуются сильной и быстрой переменностью. Непрерывные спектры могут простираться от нескольких килоэлектровольт до десятков мегаэлектровольт. Спектры, измеренные в различных фазах всплеска, как правило, сильно различаются. При этом жесткость спектра — отношение числа высокоэнергичных фотонов к числу низкоэнергичных — может меняться в течение всплеска так же быстро, как и интенсивность излучения. Разработать теоретическую модель непрерывного спектра всплесков довольно трудно. Точнее, непрерывные спектры всплесков можно с одинаковой степенью достоверности объяснить различными механизмами излучения. Кроме того, вклад в наблюдаемое излучение могут давать области с различными (и неизвестными) физическими параметрами (температурой, плотностью, магнитным полем и т.д.). Гораздо более информативными могли бы быть различные особенности спектров. И действительно, известны три типа особенностей, которые регистрировались в спектрах некоторых всплесков.

Линии первого типа наблюдались в поглощении в диапазоне энергий 20 — 60 кэВ. Они интерпретировались как циклотронные, возникающие при прохождении излучения через область, в которой

имеются электроны (и, может быть, позитроны) в сильном магнитном поле величиной $(2 - 3) \cdot 10^{12}$ Э. Как известно, электрон движется в магнитном поле по спирали, и частота его вращения (циклотронная частота, или гирочастота) $\omega_B = eB/(mc)$, где e и m — заряд и масса электрона. Допустим, что излучение с непрерывным спектром, выходящее из “горячего” источника, попадает в область, занятую более холодными электронами в сильном магнитном поле. Если частота излучения равна циклотронной, то оно может эффективно рассеиваться. Часть фотонов после рассеяния изменят направления распространения, и в выходящем излучении возникнет линия в поглощении на циклотронной частоте. Поглощение за счет более слабых резонансов на высших циклотронных гармониках $\omega = s\omega_B$, где $s = 2, 3, \dots$, может привести к формированию линий на кратных частотах. К настоящему времени наблюдались линии на второй гармонике и весьма слабые — на третьей. Следует, однако, отметить, что данные спутника GRO пока противоречат предыдущим экспериментам: никаких линий в поглощении не зарегистрировано.

Линии второго типа наблюдались в излучении в диапазоне 430 — 450 кэВ. Считалось, что своим происхождением они обязаны двухфотонной аннигиляции электронов и позитронов. В этом процессе электрон и позитрон превращаются в пару фотонов с энергиями $E_{2\gamma} = mc^2 = 511$ кэВ. Отличие наблюдаемой энергии аннигиляционных линий от этого значения легко объясняется, если источником всплеска является нейтронная звезда солнечной массы и радиусом около 10 км. Гравитационное красное смещение частоты излучения (энергии фотонов) при его распространении с поверхности такой звезды до удаленного наблюдателя может обеспечить наблюдаемый сдвиг аннигиляционной линии в область меньших энергий. Важно отметить, что в некоторых случаях в спектре одного всплеска наблюдались циклотронная и аннигиляционная линии одновременно (рис. 2), что хорошо объясняется в рамках нейтронной звезды с сильным магнитным полем.

Откуда берутся позитроны в источнике гамма-всплесков? Ответ на этот вопрос могут дать особенности третьего типа — изломы в непрерывных спектрах всплесков. Оказывается, они тоже могут возникать при наличии сильного магнитного поля. Дело в том, что в магнитном поле, помимо двухфотонных процессов рождения пар и аннигиляции, возможны также соответствующие однофотонные процессы, причем в полях, сравнимых с критическим, вероятности однофотонных и двухфотонных процессов также сравнимы. Однофотонное рождение пары возможно, если энергия фотона $E > E_\gamma = 2mc^2/\sin\alpha$, где α — угол между направлением распространения фотона и магнитным полем. Расчеты показывают, что длина пробега таких фотонов в магнитном поле нейтронной звезды мала по сравнению с ее радиу-

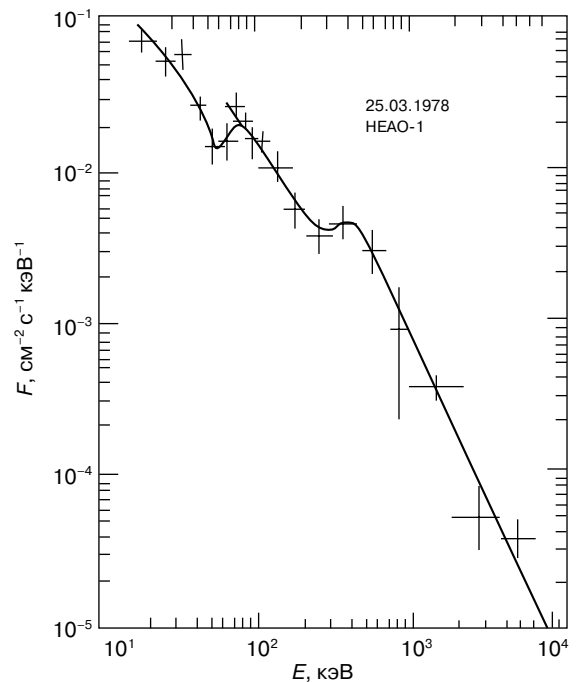


Рис. 2. Гамма-всплеск с циклотронной линией в поглощении и аннигиляционной линией в излучении [6].

сом. Поэтому большая часть излучения в указанном интервале углов и энергий поглощается, рождая электрон-позитронные пары. Вклад обратного процесса — однофотонной аннигиляции — мал по сравнению с двухфотонной аннигиляцией, в результате которой появляется излучение вблизи $E = mc^2$. Таким образом, в сверхсильном магнитном поле нейтронной звезды происходит переработка излучения из интервала $E \geq 1$ МэВ в область $E \approx 511$ кэВ, и формируются изломы в спектрах всплесков на высоких энергиях

Дальнейший прогресс в исследованиях гамма-всплесков может быть связан с обнаружением их источников в других спектральных диапазонах. Для поиска источников всплесков в “спокойном состоянии” нужно повышать точность определения угловых координат всплесков. Что касается поиска излучения в других диапазонах, которое может возникать во время всплесков, то это смогут сделать космические аппараты следующего поколения, запуск которых планируется в ближайшие 5 лет. Вместе с системой детекторов гамма-всплесков на них будут установлены небольшие оптические и ультрафиолетовые телескопы, которые можно по сигналу аппаратуры всплескового комплекса быстро наводить в область неба, в которой регистрируется гамма-всплеск. Идентификация источников всплесков и определение расстояния до них — ключевой вопрос для построения их теории. Пока неизвестно

энерговыделение в источнике, остается очень большой произвол в выборе модели всплеска.

ПОИСК ЧЕРНЫХ ДЫР И “МИКРОКВАЗАРЫ” В НАШЕЙ ГАЛАКТИКЕ

Черная дыра – тело массы M , для которого не существует гидростатически равновесных конфигураций с размером больше гравитационного радиуса $R_G = 2GM/c^2$. Черные дыры с массой свыше примерно $3M_S$ (где M_S – масса Солнца) – теоретический предел массы холодного тела, при превышении которого коллапс (сжатие) в черную дыру неизбежен, – представляют собой конечные стадии эволюции наиболее массивных звезд. Менее массивные, так называемые “первичные” черные дыры могут возникать на первых стадиях космологического расширения. Наконец, сверхмассивные черные дыры (с массами в миллиарды солнечных) могут формироваться в центрах галактик в результате слияния звезд при их столкновениях в галактических ядрах. Черные дыры можно обнаружить либо кинематически, по движению небесных тел в их гравитационном поле, либо по их излучению.

Возможность существования сверхмассивных черных дыр в центрах галактик можно проверить, изучая движение вокруг них звезд и межзвездного вещества. Например, для галактики М87 подобные исследования дают оценку центральной массы $M \approx (10^8 - 10^9)M_S$. Такая гигантская масса сосредоточена в малой области в центре этой галактики, что возможно лишь при наличии там черной дыры. Подобные выводы следуют и из наблюдения вращающегося тора из газа и пыли вокруг центра галактики NGC4258. Вещество в торе движется по круговой траектории радиусом около 0,3 световых года со скоростью 1000 км/с, что дает оценку плотности вещества вблизи центра этой галактики $\geq 4 \cdot 10^9 M_S/\text{пк}^3$. Объект с такой плотностью не может быть звездным скоплением: столкновения звезд с характерным временем 100 млн. лет должны привести к возникновению сверхмассивной черной дыры.

Проблема поиска реально существующих черных дыр звездной массы сводится прежде всего к отысканию компактных объектов в двойных системах с массой $> 3M_S$. Пусть в состав двойной системы входят обычная звезда массы M_* и компонент неизвестной природы массы M_x . Орбитальное движение обычной звезды приводит к периодическому доплеровскому смещению линий в ее спектре с периодом, равным орбитальному T_{orb} , и амплитудой, пропорциональной $v_0 = 2\pi a_0 \sin i / T_{\text{orb}}$, где a_0 – радиус орбиты обычной звезды, i – угол между плоскостью орбиты и лучом зрения. Если величины T_{orb} и v_0 известны из наблюдений, то можно вычислить так называемую функцию масс системы: $f = (M_x \sin i)^3 / (M_x + M_*)^2 = T_{\text{orb}}^3 v_0^3 / G$ [2]. Так как $\sin i \leq 1$, то для маломассивных двойных систем с $M_x \gg M_*$ функция масс дает нижний предел массы

компактного объекта: $M_* \geq f$. В настоящее время известны несколько маломассивных двойных систем с компактными объектами – кандидатами в черные дыры: Лебедь X-1 ($f > 6 - 15M_S$), V404 Лебеда ($f > 8M_S$), A0620-00 ($f > 4M_S$), рентгеновская новая в созвездии Мухи ($f > 4M_S$).

Все указанные двойные системы с кандидатами в черные дыры являются мощными источниками рентгеновского и гамма-излучения с нетепловым (степенным) спектром, в котором иногда даже наблюдается аннигиляционная линия. Собственное излучение дыры имеет равновесный спектр и обусловлено квантовым эффектом ее “испарения”. Мы не рассматриваем этот эффект в данной статье и отсылаем читателя к книгам [2, 4]. Для черных дыр звездной массы и более массивных температура собственного излучения весьма мала. Излучение в их ближайшей окрестности генерируется в основном за счет аккреции (захвата) вещества из межзвездной среды или со звезды-компаньона в двойной системе. Как показывают расчеты, эффективность энерговыделения при аккреции на черную дыру может достигать до 0,3 энергии покоя аккрецируемого вещества [2].

Модель аккрецирующей черной дыры обычно привлекают и для объяснения комплекса явлений в центрах активных галактик и квазаров: высокой светимости $L \approx 10^{46} - 10^{48}$ эрг/с; нетеплового характера спектра излучения; быстрой переменности

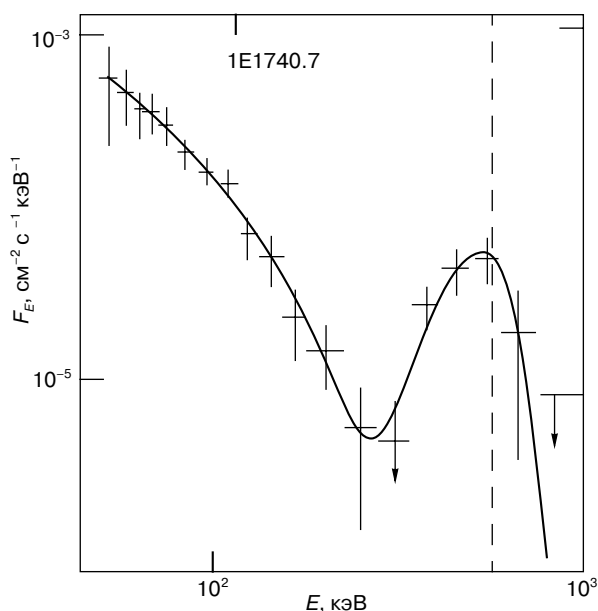


Рис. 3. Рентгеновский спектр кандидата в черные дыры – источника с аннигиляционной линией 1E1740.7-2942 вблизи центра Галактики [7]. Вертикальная штриховая линия соответствует 511 кэВ – энергии фотонов, рождаемых при двухфотонной аннигиляции электрон-позитронных пар.

интенсивности излучения с характерными временами до нескольких дней и даже часов (что ограничивает максимальный размер излучающей области величиной 10 – 100 астрономических единиц); наличия двух выбросов (джетов), разлетающихся в противоположных направлениях от центрального источника.

Недавно было обнаружено несколько уникальных рентгеновских источников в нашей Галактике.

Их спектры весьма похожи на спектры “стандартных” кандидатов в черные дыры (рис. 3). По данным радионаблюдений были обнаружены выбросы-джеты, весьма напоминающие джеты квазаров и активных галактик (рис. 4). Несмотря на огромное различие масштабов, эти объекты весьма схожи в качественном отношении. Возможно, это указывает на общую причину таких явлений – активность в

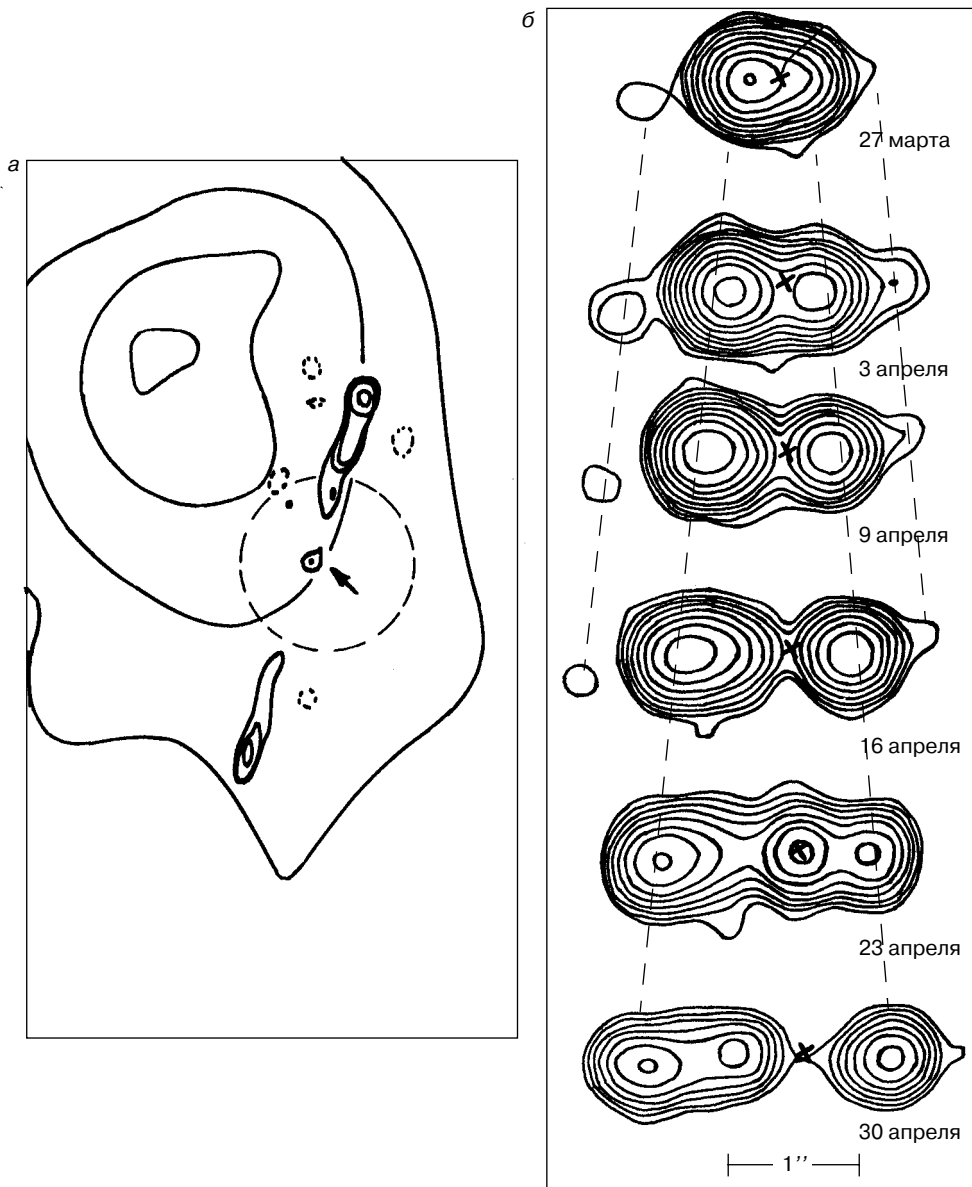


Рис. 4. Радиоизображения “микроквazarов” в нашей Галактике: (а) радиокарта рентгеновского источника 1E1740.7-2942 (см. рис. 3) на длине волны 20 см [8]. Штриховой линией показана область локализации рентгеновского источника. Стрелкой указан компактный радиоисточник, который ассоциируется с 1E1740.7-2942. Видны джеты, истекающие в противоположных направлениях. Изображение проецируется на молекулярное облако, радиокарта которого также показана на рисунке; (б) радиоизображения на длине волны 3,5 см ярких компонентов, разлетающихся из рентгеновского источника GRS1915+105 (его положение отмечено крестиком). Вертикальное расстояние пропорционально времени между наблюдениями. Наблюдения выполнены в 1994 году [9].

окрестности черных дыр. Поэтому вполне вероятно, что дальнейшие исследования “микрокварзов” в Галактике позволят лучше понять, как устроены гигантские “машины” в центрах квазаров, формирующие подобные структуры с гораздо большими пространственными масштабами и энергетикой.

Интересно, что в источнике GRS1915+105 в созвездии Орла видимая скорость разлета отдельных сгустков в джетах превышает скорость света (рис. 4б). “Сверхсветовой” разлет наблюдается и в джетах активных галактик и квазаров. Поясним, как возникает кажущийся эффект сверхсветового движения в плоскости, перпендикулярной лучу зрения (рис. 5). Рассмотрим “приближающуюся” струю, скорость которой направлена под острым углом θ к лучу зрения. Излучение, испущенное в точках A и B , регис-

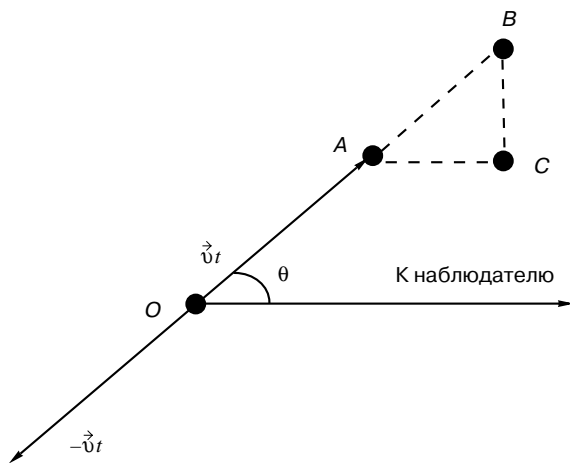


Рис. 5. К объяснению эффекта сверхсветового разлета джетов.

трируется удаленным наблюдателем в моменты времени t_A и t_B , причем $t_A - t_B = r_{AB}/v + r_{AC}/c$. За это время вещество струи смещается поперек луча зрения на расстояние $r_{BC} = r_{AC} \sin \theta$. Поэтому видимая поперечная скорость “приближающейся” струи $v_+ = v \sin \theta / (1 - (v/c) \cos \theta)$. Аналогично, для “удаляющейся” струи $v_- = v \sin \theta / (1 + (v/c) \cos \theta)$. Для малых θ и достаточно больших v/c возможно $v_+ > c$. Если известны наблюдаемые угловые скорости

противоположно направленных джетов: $\mu_{\pm} = v_{\pm} / D$, где D – расстояние до источника, то $(v/c) \cos \theta = (\mu_+ - \mu_-) / (\mu_+ + \mu_-)$ и $D = (\text{ctg} \theta / 2) (\mu_+ - \mu_-) / (\mu_+ + \mu_-)$. Для источника GRS1915+105 величина $(v/c) \cos \theta \approx 0,323$, что приводит к видимому сверхсветовому разлету джетов. Вместе с условием $v/c < 1$ эта величина дает верхние пределы $\theta \leq 71^\circ$ и $D \leq 13,7$ кпк; последнее однозначно указывает на галактическую природу объекта.

Построение теоретических моделей “микрокварзов” требует анализа физических процессов вблизи черных дыр и отыскания механизмов, которые приводят к появлению электрон-позитронных пар, генерации рентгеновского и гамма-излучения (включая аннигиляционную линию), ускорению частиц в джетах до релятивистских скоростей и генерации их радиоизлучения. Все эти проблемы еще ждут своего решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1986.
2. Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М.: Мир, 1985. Т. 1, 2.
3. Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. М.: Наука, 1990.
4. Хокинг С. Краткая история времени: От Большого Взрыва до черных дыр. М.: Мир, 1990.
5. Мазец Е. П., Голенецкий С.В. Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1987. Т. 32. С. 16.
6. Hueter G.J. High-Energy Transients in Astrophysics, AIP Conf. Proc. № 115. S. E. Woosley Ed.. New York: AIP, 1984.
7. Sunyaev R.A., Churazov E., Gilfanov M., и др. // Astrophys. J. 1991. V. 383. P. L49.
8. Mirabel I.F., Rodriguez L.F., Cordier B., Paul J., Lebrun F. // Nature. 1992. V. 358. P. 215.
9. Mirabel I.F., Rodriguez L.F. // Nature. 1994. V. 371. P. 46.

* * *

Владимир Васильевич Железняков, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, профессор Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, заведующий отделом астрофизики и физики космической плазмы Института прикладной физики Российской Академии наук. Автор более 120 научных работ и 3 монографий.