

УДК 527.4-732; 524.3-732/735

## ЖЁСТКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЛЕСКИ ПРИ КОЛЛАПСЕ СВЕРХМАССИВНЫХ ЗВЁЗД

© 2010 М. В. Барков<sup>1,2,3\*</sup><sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, Москва, 117997 Россия<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, Germany<sup>3</sup> Department of Applied Mathematics, The University of Leeds, Leeds, LS2 9JT, UK

Поступила в редакцию 29 января 2010 г.; принята в печать 15 марта 2010 г.

Первые звёзды во Вселенной были очень массивными, с массами до  $10^6 M_{\odot}$ . В процессе их эволюции они превращались в массивные чёрные дыры (ЧД), которые могли стать затравочными зёрнами для формирования сверхмассивных ЧД в активных ядрах галактик. Если сверхмассивная звезда (СМЗ) быстро вращается, то она закончит свою жизнь в виде сверхмассивного коллапсара и сформирует струю, ускоренную магнитным полем. В этой работе мы обсуждаем возможность обнаружения всплесков жёсткого рентгеновского излучения, подобного длинным гамма-всплескам, которые ассоциируются с нормальными коллапсарами [1]. Показано, что в процессе образования суперколлапсара возможно формирование струи за счет механизма Блэндфорда–Знаека. Мощность струи может составлять порядка нескольких  $10^{51}$  эрг/с, а полная энергия выброса достигать  $10^{56}$  эрг. Вследствие больших характерных времен и больших красных смещений начальная яркая фаза всплеска может длиться около  $10^5$  секунд, а время активности центральной машины достигать 10 дней. Вследствие больших красных смещений спектр всплеска должен быть мягким по сравнению со спектрами обычных длинных гамма-всплесков. Максимум спектрального распределения должен лежать в районе 60 кэВ. Максимальный поток излучения относительно мал — порядка нескольких  $10^{-7}$  эрг/(см<sup>-2</sup> с), но обнаружим. Такие явления для СМЗ должны быть достаточно редки 0.03/год. Наблюдения требуют продолжительных программ и, возможно, они будут проведены в будущем.

Ключевые слова: *гамма-всплески*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Первые звёзды во Вселенной не содержали тяжёлых элементов. Это могло приводить к рождению сверхмассивных звёзд (СМЗ) [2–5] с массами диапазоне  $1000 M_{\odot} < M < 50000 M_{\odot}$ . Эти очень массивные звёзды (ОМЗ) должны коллапсировать в чёрные дыры (ЧД) с незначительной потерей массы [6]. В результате образуются массивные чёрные дыры (МЧД), которые могут играть роль затравки для формирования сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД) в активных ядрах галактик (АЯГ). Коллапс ОМЗ обсуждался в недавней работе [7].

За счет бар-бар неустойчивости [8] ещё более массивные звёзды,  $3 \times 10^4 M_{\odot} < M < 10^6 M_{\odot}$ , могут формироваться в более массивных гало тёмной материи с полной массой  $M \simeq 10^8 M_{\odot}$ , коллапсирующих при  $z \simeq 10$  [3, 8]. Эти звёзды не достигают верхнего предела массы, при которой теряется

устойчивость СМЗ (порядка  $10^6 M_{\odot}$ ), и могли существовать несколько миллионов лет, пока горит водород в их центре. Заинтересованный читатель может найти исследование устойчивости СМЗ в работах [9–12]. Таким образом, коллапс СМЗ может являться альтернативным к иерархическим моделям слияний путем образования СМЧД.

Есть два ключевых различия между обычным коллапсаром и суперколлапсаром. Первое состоит в том, что в нормальном коллапсаре в начале образуется протонейтронная звезда солнечной массы, а в суперколлапсаре образуется чёрная дыра с массой в несколько десятков солнечных, причём нейтрино от электронных захватов не выходит наружу [6, 13]. Второе отличие заключается в том, что аккреционный диск суперколлапсара значительно больше и холоднее, и поэтому механизм аннигиляции нейтрино неэффективен, что было показано в численном моделировании суперколлапсара с массой  $M = 300 M_{\odot}$  [6]. Используя результаты работы [14] по изучению гипераккреционных дисков,

\*E-mail: barmv05@gmail.com

можно сделать верхнюю оценку темпа нейтринного нагрева в виде:

$$\dot{E} \simeq 6 \times 10^{43} \dot{M}_0^{9/4} M_{h,6}^{-3/2} \text{ эрг/с}, \quad (1)$$

где  $\dot{M}$  это темп аккреции, а  $M_h$  — масса чёрной дыры (здесь и в дальнейших численных оценках используются следующие обозначения:  $\dot{M}_k$  — аккреционный темп, измеряемый в единицах  $10^k M_\odot/\text{с}$ ;  $M_k$  — масса, измеренная в единицах  $10^k M_\odot$ ). Такая низкая величина нейтринного нагрева заставила авторов работы [6] сделать вывод о том, что только магнитный механизм может запустить выброс, подобный гамма-всплеску, из суперколлпсара. Далее будет анализироваться только одна версия, в которой энергия вращения ЧД механизмом Бландфорда-Знаека [15, 16] трансформируется в релятивистский выброс.

Данная статья является дополнением предыдущей работы [7], в которой проводилось исследование коллапса ОМЗ. В настоящей работе проводится исследование коллапса СМЗ и даются предсказания его наблюдательных свойств.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

СМЗ должна быть полностью конвективной и иметь вращение, близкое к твердотельному. Для простоты вычислений влиянием вращения и несферичности СМЗ пренебрегалось. Радиус СМЗ перед коллапсом принимался как  $640 GM/c^2$  [17–19]. Максимальный критический безразмерный параметр вращения для всей звезды с массой  $3 \times 10^4 M_\odot < M < 10^6 M_\odot$  можно выразить в виде:  $J_s < (M/10^6 M_\odot)^{1/4}$ . Численное моделирование коллапса СМЗ показывает формирование массивной ЧД и аккреционного диска. Результаты работ [19, 20] позволяют оценить параметр вращения ЧД и массу аккреционного диска.

Для простоты анализа использовалась модель адвективно-доминированного аккреционного диска (advection dominated accretion flow, ADAF) [21]. Подразумевая, что газовое давление в диске доминирует над давлением излучения, запишем его в виде:  $P = \rho c_s^2$ , где  $\rho(R)$  — усреднённая по высоте плотность, а  $c_s(R)$  — изотермическая скорость звука. Показатель адиабаты принимался равным  $\gamma = 4/3$ ;

$$v_k = \sqrt{\frac{GM}{R}}, \quad v_r \approx -\frac{3\alpha}{7} v_k, \quad c_s^2 \approx \frac{2}{7} v_k^2, \quad (2)$$

где  $v_r$  — радиальная скорость,  $\alpha$  — безразмерная постоянная [22], вертикальная шкала высот

$H \sim Rc_s/v_k$ . Легко увидеть, что характерное время аккреции можно выразить как:

$$t_d = -\frac{2R_d}{3v_r} \approx \frac{14}{9\alpha} \sqrt{\frac{R_d^3}{GM_s}}. \quad (3)$$

Представим массу аккреционного диска в виде  $M_d = DM_s$ . Темп аккреции определяется характерным временем диффузии на радиальном расстоянии, содержащем основную массу аккреционного диска:

$$\dot{M} \approx \frac{M_d}{t_d} \approx \frac{9D\alpha}{14} \left( \frac{GM_s^3}{R_d^3} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Используя уравнение неразрывности  $\dot{M} = -4\pi RHv_r\rho$  и уравнение (4), получим:

$$\rho \approx \frac{3\sqrt{14}}{16\pi} \frac{DM_s}{R^{3/2}R_d^{3/2}}, \quad (5)$$

комбинируя (2) и (5) получаем:

$$P \approx \frac{3\sqrt{14}}{56\pi} \frac{DGM_s^2}{R^{5/2}R_d^{3/2}}. \quad (6)$$

Согласно принципу равномерности энергий, давление магнитного поля должно быть одного порядка с газовым  $B_c^2/8\pi \approx P$ . Следуя работе [23], можно оценить крупномасштабное полоидальное магнитное поле  $B_p \approx B_c H/R$  как:

$$B_p \approx \frac{3^{1/2}2^{3/4}}{7^{3/4}} \frac{\sqrt{DGM_s}}{R^{5/4}R_d^{3/4}}. \quad (7)$$

После последней устойчивой орбиты крупномасштабное поле аккрецируется вместе с веществом диска в ЧД. Подобный подход использовался в работе [24].

$R_{ms}$  — радиус последней устойчивой орбиты [25].

$$R_{ms} = r_g \{3 + Z_2 \mp [(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)]^{1/2}\}, \\ Z_1 \equiv 1 + (1 - a^2/M^2)^{1/3} [(1 + a/M)^{1/3} + \\ + (1 - a/M)^{1/3}], Z_2 \equiv (3a^2/M^2 + Z_1^2)^{1/2}. \quad (8)$$

Чтобы оценить магнитный поток  $\Psi$  на горизонте ЧД, необходимо подставить (8) в (7); в результате получаем

$$\Psi = 2\pi B_p R_{ms}^2 \approx 2\pi \frac{3^{1/2}2^{3/4}}{7^{3/4}} \frac{R_{ms}^{3/4} \sqrt{DGM_s}}{R_d^{3/4}}. \quad (9)$$

Темп энерговыделения за счет механизма Бландфорда-Знаека [16] можно представить в виде:

$$\dot{E}_{BZ} = \frac{1}{6c} \left( \frac{\Psi\Omega}{4\pi} \right)^2, \quad (10)$$

где  $\Omega = \Omega_h/2$  — угловая скорость вращения линий магнитного поля,  $\Omega_h = a/2(1 + \sqrt{1 - a^2})c^3/GM_{BH}$  — угловая скорость ЧД [26],  $a = J_{BH}/M_{BH}^2$  — безразмерный параметр вращения ЧД. Подставляя (9) в (10), получим:

$$\dot{E}_{BZ} \approx \frac{\sqrt{14}}{3136} \frac{a^2 r_{ms}^{3/2}}{(1 + \sqrt{1 - a^2})^2} \frac{c^5}{G} \frac{D}{r_d^{3/2}}, \quad (11)$$

где  $r_{ms} = R_{ms}/r_g$  и  $r_d = R_d/r_g$  — радиус последней устойчивой орбиты и внешний радиус диска в единицах гравитационного радиуса ЧД соответственно. Темп энерговыделения зависит от безразмерного параметра вращения ЧД  $a$ , относительной массы и радиуса диска. Очевидно, что зависимость темпа энерговыделения для диапазона параметров  $0.5 < a < 1$  очень слабая: (0.7 – 1.4), и для наших дальнейших оценок её можно принять равной единице. Выражение (11) тогда примет вид:

$$\dot{E}_{BZ} \approx 0.0012 \frac{c^5}{G} \frac{D}{r_d^{3/2}}. \quad (12)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для расчета относительной массы аккреционного диска и характерной временной шкалы происходящих в нём процессов используем методику, описанную в работе [20]. Аккреционный диск, который формируется при коллапсе политропной звезды с параметром вращения  $0.5 < J_s < 0.97$ , имеет время жизни, большее (см. верхний Рис.), чем время свободного падения:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{2R_s^3}{9GM_s}}. \quad (13)$$

Параметр  $D$  зависит от углового момента звезды. С хорошей точностью, его величина для политропной модели ( $\gamma = 4/3$ ) звезды в диапазоне параметров  $0.5 < J_s < 0.97$  может быть аппроксимирована формулой

$$\log_{10} D = -3J_s^2 + 7J_s - 4.9. \quad (14)$$

При  $J_s < 0.5$  массой аккреционного диска можно пренебречь ( $D \ll 1$ ).

Основная масса аккреционного диска сосредоточена на расстояниях 25 – 50 $r_g$  от центра, причём размер диска слабо зависит от параметра вращения  $J_s$  (см. нижний Рис.). Для упрощения дальнейших оценок радиус аккреционного диска принимался равным  $R_d \approx 40r_g$ . Аккреция может продолжаться в 3 – 10 раз дольше времени свободного падения  $t_{ff}$  (см. верхний Рис.). Расширение диска за счет вязкости также приводит к увеличению

продолжительности аккреции. Автомодельное решение для такого расширения диска можно найти в работе [14].

Аккреционное время диска можно оценить как:

$$t_d \sim 1M_{s,6}\alpha_{-1}^{-1} \text{ дней}. \quad (15)$$

Зная темп аккреции (см. Рис.), можно оценить важность нейтринного охлаждения. В случае суперколлапсара нейтринное охлаждение аккреционного диска определяется темпом аннигиляции электрон-позитронных пар. Используя верхнюю оценку темпа охлаждения [27], можно сравнить времени охлаждения и дисковой аккреции для данного радиуса, в результате имеем:

$$\frac{t_d}{t_{cool}} \simeq 10^{-5} \alpha_{-1}^{-9/4} (R/R_g)^{-13/8} \dot{M}_{-1}^{5/4} M_{s,6}^{-3/2}, \quad (16)$$

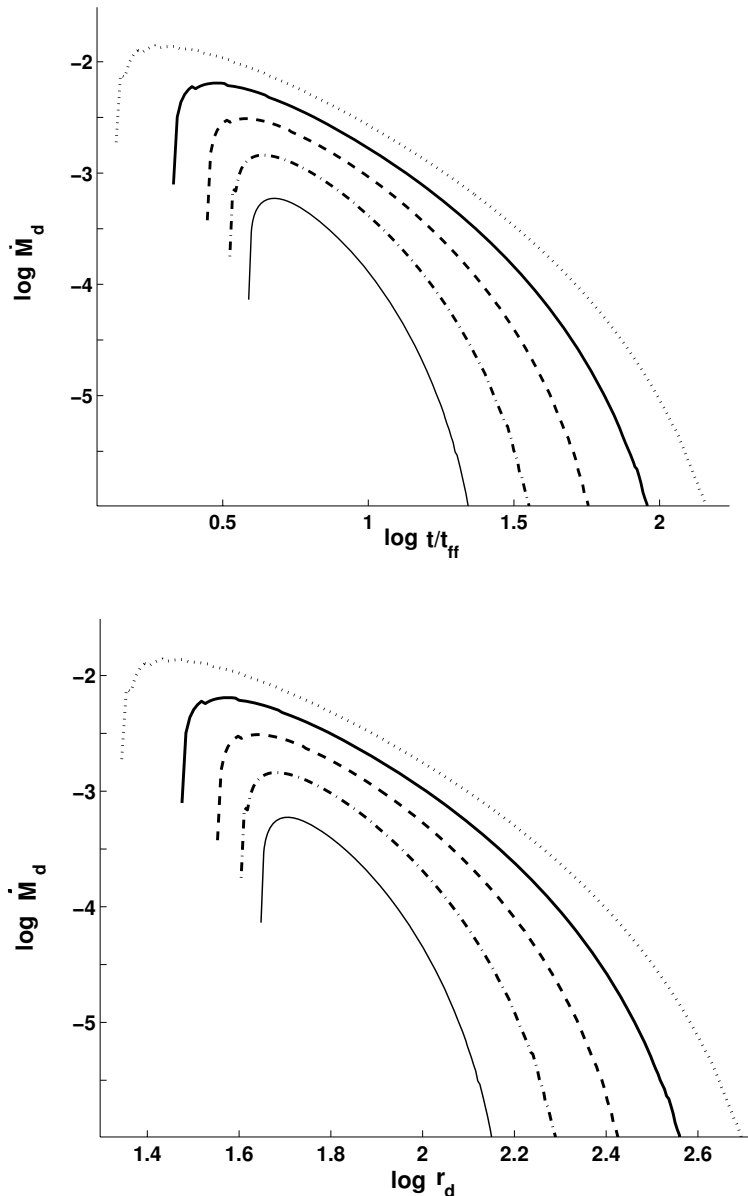
следовательно, нейтринным охлаждением можно пренебречь.

Сложная топология магнитного поля может сильно уменьшить эффективность энерговыделения, вследствие чего поток энергии может быть в 10 раз меньше вышеприведенных оценок [28]. Другой фактор, ограничивающий магнитный поток на горизонте ЧД — убегание магнитного поля. Если давление магнитного поля вблизи горизонта ЧД становится сравним с давлением плазмы в аккреционном диске [29], то магнитный поток начинает диффундировать через диск и убегать наружу. Введем в формулу (12) параметр магнетизации  $\beta$ , который может быть порядка 0.1.

В предыдущих рассуждениях, следуя модели ADAF, подразумевалось, что вся материя из диска аккрецирует на ЧД. Однако модель ADAF должна быть модифицирована: в нее необходимо включить истечение из аккреционного диска, что было сделано в работе [30], где была представлена модель адвективного аккреционного потока с истечением вещества (Advection Dominated Inflow Outflow Solution, ADIOS). По сравнению с моделью ADAF (Рис.) учет ветра в ADIOS приводит к уменьшению темпа аккреции. Несмотря на то, что необходимость учета ветра очевидна, сама величина этого эффекта точно не известна. Можно оценить влияние ветра следующим образом:  $\eta \equiv \dot{M}/\dot{M}_{init} \approx (r_{in}/r_{out})^p$ , где  $r_{in} \approx r_{ms} \approx 5r_g$  — радиус внутренней границы диска,  $r_{out} \approx 100r_g$  — эффективный радиус распада ядер тяжелых элементов, а  $p \approx 0.75$ . В результате получаем  $\eta \approx 0.1$ .

Используя (12), можно оценить максимально возможный темп энерговыделения как

$$\dot{E}_{BZ} \sim 1.7 \times 10^{51} \eta_{-1} \beta_{-1} D_{-1} \text{ эрг/с}, \quad (17)$$



**Рис.** Темп аккреции из диска в зависимости от времени (верхняя часть рисунка) и эффективного радиуса диска (нижняя часть рисунка) при разной величине параметра вращения  $J$  ( $J = 0.97$  — пунктирная линия,  $0.82$  — жирная сплошная,  $0.69$  — штриховая,  $0.58$  — штрихпунктирная,  $0.49$  — тонкая сплошная). Рисунок построен в единицах  $M_s/t_{ff} = \frac{2.3 \times 10^{-38} c^3}{G} = 9.4 M_\odot c^{-1}$ ,  $\alpha = 1/30$ .

где  $D_{-1} = D/0.1$ ,  $\eta_{-1} = \eta/0.1$  и  $\beta_{-1} = \beta/0.1$ . Удивительное свойство механизма Блэндфорда-Знаека с поддержкой магнитного потока на горизонте за счет магнитного динамо в аккреционном диске — независимость от массы источника.

Основной параметр, определяющий яркость и длительность гамма-всплеска, — угловой момент СМЗ (14). Больше угловой момент — дольше и ярче всплеск (см. верхний Рис.).

Полная энергия всплеска огромна  $E_{tot} \approx t_d \times \dot{E}_{BZ} \sim 10^{56}$  эрг. Этой энергии доста-

точно, чтобы разметать протогалактику с барионной массой  $\sim 10^8 M_\odot$ .

Учитывая коллимацию струи, можно ожидать очень яркий источник, который можно обнаружить с очень больших космологических расстояний.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

СМЗ могли образовываться только на самой ранней стадии звездообразования ( $z \approx 10$ ), следовательно, наблюдаемая длительность всплесков

суперколлапсаров должна быть порядка

$$t_{do} = (1 + z)t_d \approx 10 \text{ дней.} \quad (18)$$

Вследствие больших красных смещений спектр будет смещён из гамма диапазона в жёсткий рентген. Полагая, что спектры обсуждаемых явлений похожи на спектры коротких гамма-всплесков, можно ожидать пик спектрального распределения в районе 60 кэВ.

Природа коротких гамма-всплесков до сих пор неясна. Наиболее вероятно, что это слияния двух компактных звёзд. Это приводит к формированию компактного аккреционного диска и релятивистской струи, которая коллимируется интенсивным ветром от аккреционного диска. В случае суперколлапсара ожидается подобное поведение. Отсюда, угол раскрытия струи можно оценить как 0.1 радиана, а степень коллимации  $A \sim 10^{-3}$ .

Оценим яркость такого всплеска. Для  $z \approx 10$  и космологических параметров  $\Omega_0 = \Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$  и  $\Omega_\Lambda = 0.72$ ,  $\Omega_m = 0.28$  [31] фотометрический радиус будет равен  $d_L \approx 3.2 \times 10^{29}$  см [32]. Соответственно поток у Земли должен быть равен

$$F = \frac{\dot{E}_{BZ}}{4\pi d_L^2 A} \approx 1.3 \times 10^{-7} \eta_{-1} e_{c,-1} \beta_{-1} D_{-1} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \text{ с}), \quad (19)$$

где  $e_{c,-1} = e_c/0.1$  — коэффициент конверсии из потока Блэндфорда-Знаека в излучение.

СМЗ формировались из газовых облаков массой порядка  $10^8 M_\odot$ . Следуя работе [8], можно оценить плотность СМЗ при  $z = 10$  как  $n_{mh} \sim 0.01 \text{ Мпк}^{-3}$ . По аналогии с работой [7] оценим вероятность наблюдения таких явлений. Для простоты предположим, что все суперколлапсары произошли одновременно на космологическом времени  $t_e$ , соответствующем  $z = 10$  (небольшое распределение вокруг этого красного смещения не будет значительно менять результат). В плоской Вселенной наблюдаемое разделение во времени между событиями произошедшими одновременно при  $r_0$  и  $r_0 + dr_0$ , где  $r_0$  — сопутствующая радиальная координата, равно  $dt_o = c dr_0$ . Соответствующий физический объем в одном стерадиане (поле зрения прибора BAT на спутнике SWIFT) равен

$$dV = a^3(t_e) r_0^2 dr_0,$$

где  $a(t_e) = (1 + z)^{-1}$  — масштабный фактор Вселенной при  $t = t_e$  (при вычислениях масштабный фактор выбирался так, чтобы удовлетворить условию  $a(t_0) = 1$ ). При этом  $r_0$  и  $t_e$  относятся как

$r_0 = r_L(1 + z)^{-1}$ . Объединяя всё вместе, найдем частоту таких явлений:

$$f_c = \mathcal{A} \frac{cn_{mh}r_L^2}{(1 + z)^5} \simeq 0.03 \mathcal{A}_{-3} \frac{n_{mh}}{10^{-2}} / \text{лет.} \quad (20)$$

Суперколлапсары должны быть достаточно редкими, и только длительные наблюдения могут обнаружить их.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на значительный прогресс в области астрофизики гамма-всплесков, как в наблюдениях, так и в теории, возможно, ещё не скоро будет достигнуто полное понимание физики явления и природы их прародителей. В настоящее время существует несколько соревнующихся теорий и слишком много неизвестного. Мы знаем недостаточно о звёздообразовании в ранней Вселенной. По этой причине анализ, представленный выше, несколько спекулятивен, а оценки приблизительны. Дальнейшие исследования суперколлапсара необходимы, чтобы сделать более надежные ограничения на наблюдательные проявления.

Коллапс СМЗ может быть одним из самых энергичных явлений во Вселенной. Суперколлапсар может разрушить затравочное скопление и сформировать одиночную сверхмассивную ЧД. Большая длительность события и относительная низкая яркость могут потребовать проведения специальной программы поиска. Подобный поиск будет полезен даже в случае неудачного обнаружения, так как это наложит ограничения на начальное звёздообразование, физику источников гамма-всплесков и одиночные массивные ЧД.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен Проф. С. Комиссарову за помощь в работе над статьей, Проф. Ф. Аграняну за полезное обсуждение. Исследование было поддержано грантом PPARC по программе “Theoretical Astrophysics in Leeds” (MVB). За частичную поддержку программу NORDITA on Physics of relativistic flows.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993).
2. V. Bromm, P. S. Coppi, and R. B. Larson, *Astrophys. J.* **564**, 23 (2002).
3. V. Bromm and A. Loeb, *Astrophys. J.* **596**, 34 (2003).
4. B. Devecchi and M. Volonteri, *Astrophys. J.* **694**, 302 (2009).
5. F. Santoro and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **643**, 26 (2006).

6. C. L. Fryer, S. E. Woosley, and A. Heger, *Astrophys. J.* **550**, 372 (2001).
7. S. S. Komissarov and M. V. Barkov, accepted to *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.*, arxiv:0909.0857.
8. M. C. Begelman, M. Volonteri, and M. J. Rees, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **370**, 289 (2006).
9. G. S. Bisnovatyi-Kogan, Ya. B. Zeldovich, and I. D. Novikov, *Soviet Astron.* **11**, 419 (1967).
10. F. Hoyle and W. A. Fowler, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **125**, 169 (1963).
11. R. V. Wagoner, *ARA&A* **7**, 553 (1969).
12. Ya. B. Zeldovich and I. D. Novikov, *Soviet Phys. Usp.* **8**, 522 (1965).
13. Y. Suwa, T. Takiwaki, K. Kotake, and K. Sato, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **59**, 771 (2007).
14. A. M. Beloborodov, *AIPC* **1054**, 51 (2008).
15. M. V. Barkov and S. S. Komissarov, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **385**, L28 (2008).
16. R. D. Blandford and R. L. Znajek, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **179**, 433 (1977).
17. Ya. B. Zeldovich and I. D. Novikov, *Relativistic Astrophysics*, Vol. 1 (Univ. Chicago Press, Chicago, 1971).
18. S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects* (Wiley-Interscience, New York, 1983).
19. M. Shibata and S. L. Shapiro, *ApJ* **572**, L39 (2002).
20. M. V. Barkov and S. S. Komissarov, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **401**, 1644 (2010).
21. R. Narayan and I. Yi, *Astrophys. J.* **428**, L13 (1994).
22. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astronom. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
23. C. A. Tout and J. E. Pringle, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **281**, 219 (1996).
24. C. S. Reynolds, D. Garofalo, and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **651**, 1023 (2006).
25. J. M. Bardeen, W. H. Press, and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **178**, 347 (1972).
26. S. S. Komissarov, arXiv:0804.1912.
27. D. G. Yakovlev, A. D. Kaminker, O. Y. Gnedin, and P. Haensel, *Phys. Rep.* **354**, 1 (2001).
28. M. V. Barkov and A. N. Baushev, arXiv:0905.4440.
29. I. Igumenshchev, *Astrophys. J.* **677**, 317 (2008).
30. R. D. Blandford and M. C. Begelman, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **303**, L1 (1999).
31. E. Komatsu et al., *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 330 (2009).
32. V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology*, (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).

## HARD X-RAY BURSTS IN COLLAPSE OF SUPERMASSIVE STARS

**M.V. Barkov**

The first stars in the Universe were very massive, with masses as large as  $10^6 M_{\odot}$ . They evolved into massive black holes (BH), which could have become the grains of the formation of supermassive BH in active galactic nuclei. If a supermassive star (SMS) rapidly rotates, it ends up as a supermassive collapsar and produces a magnetically accelerated jet. In this paper we discuss the possibility of the detection of hard x-ray bursts similar to gamma-ray bursts, which are associated with normal collapsars [1]. We show that in the process of the formation of a supercollapsar a jet may form via the Blandford–Znajek mechanism. The power of the jet may be as high as several  $10^{51}$  erg/s and the total energy of the outburst may amount to  $10^{56}$  erg. Because of the long time scales and large redshifts, the initial bright phase of the burst may last for about  $10^5$  s, whereas the activity time of the central engine may be as long as 10 days. The large redshifts should make the spectrum softer compared to those of common gamma-ray bursts. The maximum of the spectral distribution should lie near 60 keV. The maximum flux is relatively small—the order of several  $10^{-7}$  erg/(cm<sup>2</sup> s)—but quite detectable. Such events for SMS should be rather rare: their occurrence frequency must be of about 0.03/yr. Observations are to be carried out as long-term programs and will possibly be made in the future.

Key words: *X-rays: bursts — Stars: gamma-ray burst: individual*