

ТРАНЗИЕНТ AT2018cow: СЦЕНАРИЙ С ЭКВАТОРИАЛЬНЫМ ДИСКОМ

© 2021 г. Е. М. Урвачев^{1,2*}, С. И. Блинников^{1,2,3}, К. Номото⁴

¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия

³Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴Кавли институт физики и математики Вселенной, Токийский университет, Кашива, Япония

Поступила в редакцию 19.10.2021 г.

После доработки 05.11.2021 г.; принята к публикации 05.11.2021 г.

Для объяснения наличия раннего рентгеновского излучения от объекта AT2018cow проведено исследование сценария с наличием в системе выброса плотного вещества в экваториальной плоскости. На основе упрощенной одномерной модели разработана двумерная модель с присутствием в системе плотного экваториального диска. В результате двумерного радиационно-гидродинамического моделирования многомерным параллельным кодом FRONT показано, что ударная волна бежит по такому диску медленнее, чем по исходному облаку малой плотности, и приводит к образованию области с высокой температурой, видимой в рентгеновском диапазоне в определенном интервале углов наблюдения.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010821110073

ВВЕДЕНИЕ

Быстропеременный объект (транзиент) AT2018cow обладает целым рядом удивительных наблюдательных особенностей (Прентис и др., 2018; Перли и др., 2019). Высокая светимость объекта может объясняться ударно-волновым сценарием, когда бегущая по плотному околосреднему веществу сильная ударная волна приводит к значительным потерям на излучения. Тем не менее для объяснения высокой светимости на хвосте кривой блеска требуется наличие дополнительного источника энергии: магнитарная накачка, приливное разрушение в поле черной дыры и т.д.

Настоящая статья посвящена исследованию источников раннего рентгеновского излучения от объекта AT2018cow. Согласно одному из возможных сценариев, это излучение объясняется наличием в системе плотного экваториального диска (Маргутти и др., 2019). Для радиационно-гидродинамического моделирования такого сценария используется многомерный параллельный код FRONT (Глазырин, 2013), развиваемый в том числе для моделирования сверхмощных сверхновых (Урвачев и др., 2021).

МОДЕЛЬ

Для транзिएнта AT2018cow с помощью одномерного лагранжевого кода STELLA (Блинников и др., 2006) в приближении ударно-волнового механизма было разработано несколько моделей, согласующихся с наблюдаемыми кривыми блеска в течение первых десятков дней после вспышки. Модель (Леунг и др., 2020) на основе взрыва массивной звезды требует довольно искусственного перемешивания радиоактивного материала во внешних слоях. Другая многообещающая модель (Сорокина и др., готовится к печати) основана на расчетах эволюции и взрыва с выбросом малой массы (Толстов и др., 2019). В настоящей работе используется модификация такой маломассивной модели: в центре находится плотное ядро (“нейтронная звезда”) массой $1.37 M_{\odot}$, окруженное выбросом с малой массой $0.28 M_{\odot}$. Для уменьшения вычислительной стоимости многомерных расчетов эта модель была упрощена: было использовано уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 5/3$ и $\mu = 1.33$, а также постоянная непрозрачность чистого поглощения $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$, не зависящая от частоты и состояния среды. На момент времени $t_m = 0.38$ дней после взрыва профили физических величин из кода STELLA были отображены

*Электронный адрес: urvachevyegor@gmail.com

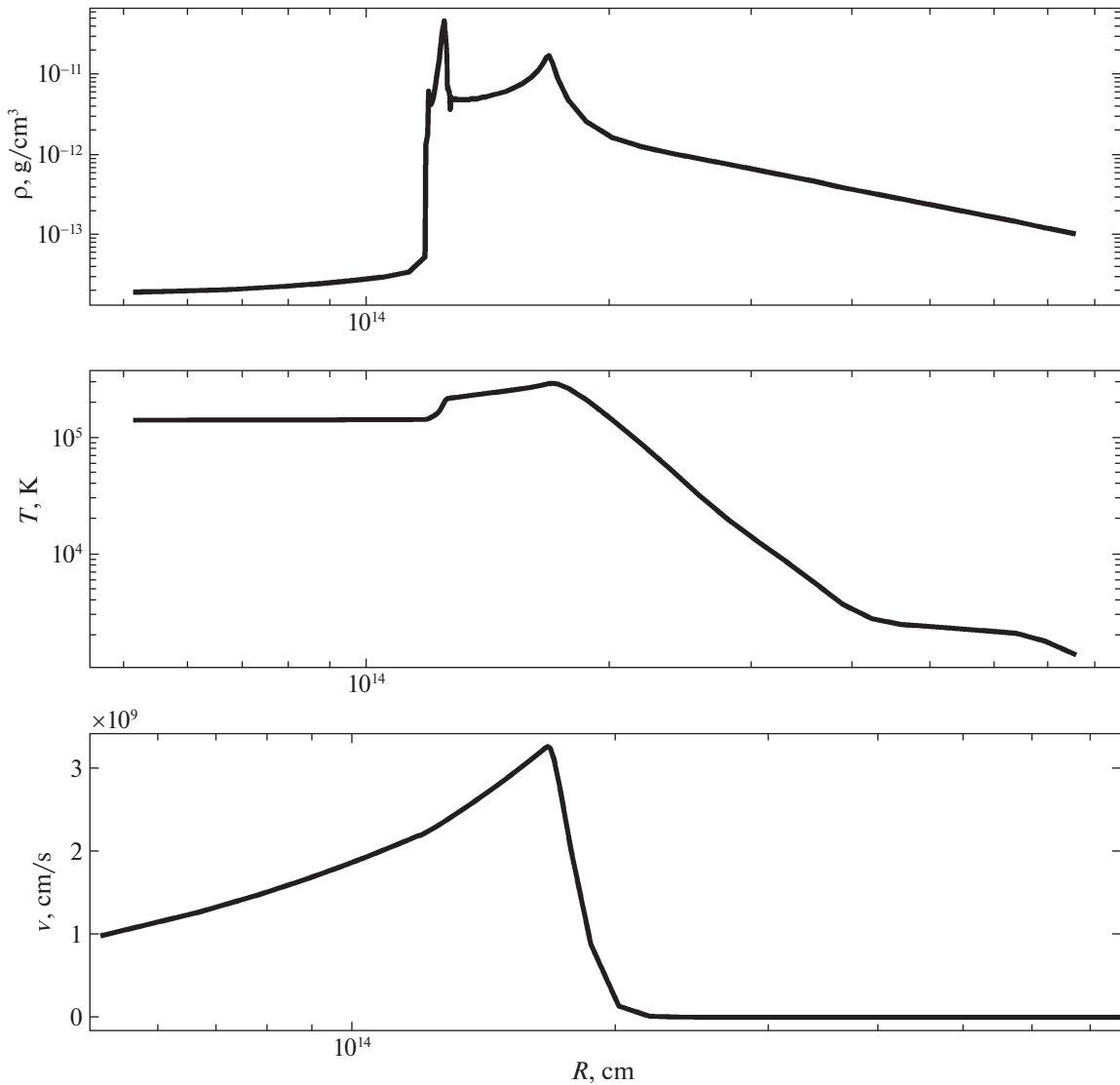


Рис. 1. Профили плотности, температуры и скорости, используемые в качестве начальных для одномерного моделирования кодом FRONT.

на одномерную сферически-симметричную сетку в многомерный радиационно-гидродинамический код FRONT. Используемые профили изображены на рис. 1. Полная энергия системы на этот момент времени составляет 1.2×10^{51} эрг, из которых 6×10^{50} эрг приходится на кинетическую энергию и столько же — на тепловую.

Для построения модели с наличием плотного экваториального диска, окружающего центральный источник, подобного тому, который обсуждался в работе (Маргутти и др., 2019) лишь на качественном уровне, начальные профили физических величин из сферической модели были отображены уже на двумерную сетку кода FRONT с RZ-цилиндрической геометрией, обладающей азимутальной симметрией. Затем была задана область диска со следующими параметрами: $r_{in} = 2 \times$

$\times 10^{14}$ см (внутренний радиус), $r_{out} = 7.5 \times 10^{14}$ см (внешний радиус) и $\text{tg } \theta_{\text{disk}} = 0.18$ (θ_{disk} — угол раскрытия диска). Связь плотности ρ_d , скорости v_d и температуры T_d вещества в каждой конкретной точке диска со значениями аналогичных величин в начальной одномерной модели в точке с соответствующим радиусом (обозначены индексом “0”) задается следующим образом: $\rho_d = 5\rho_0$, $v_d = 0.2v_0$, $T_d = 0.2T_0$. Используемые начальные профили физических величин для двумерного моделирования изображены на рис. 2.

РАДИАЦИОННО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

Методика расчета аналогична использованной в предыдущих исследованиях (Урвачев и др., 2021).

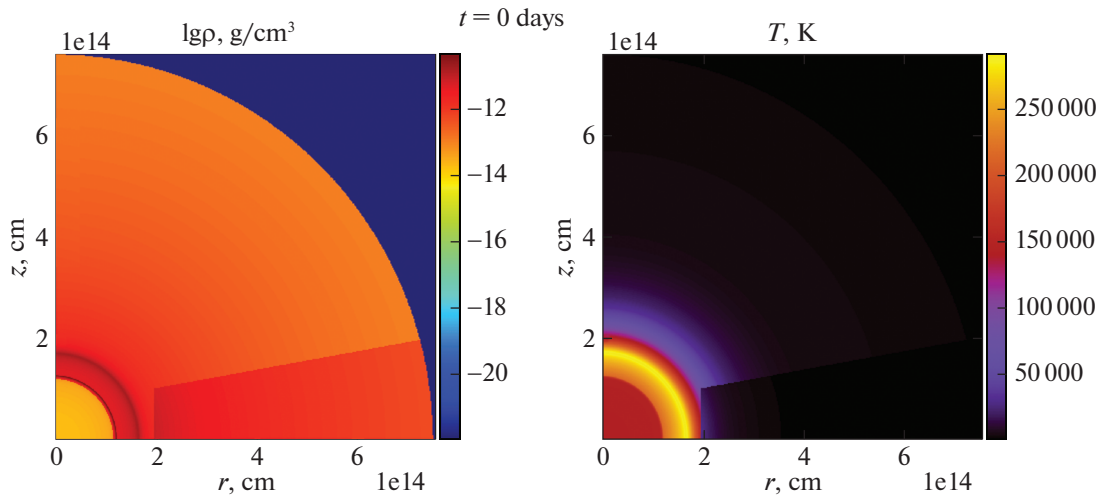


Рис. 2. Профили плотности и температуры, используемые в качестве начальных для двумерного моделирования кодом FRONT.

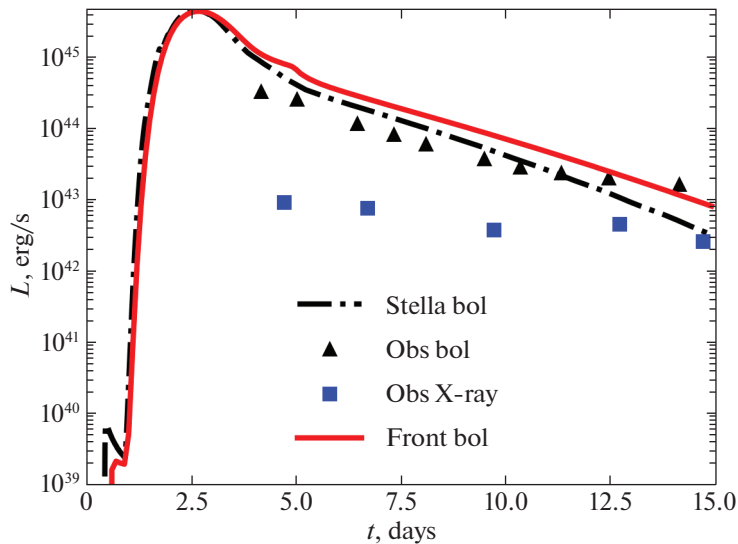


Рис. 3. Болومترические кривые блеска, рассчитанные с помощью кода STELLA (штрихпунктирная линия) и кода FRONT (сплошная линия). Наблюдаемые значения для болометрики изображены треугольниками, а для рентгена (в интервале 0.3–10 кэВ) — квадратами. Данные взяты из статьи Маргутти и др. (2019).

Сравнение кривых блеска в одномерных расчетах различными кодами представлено на рис. 3.

На этапе роста кривой блеска и в максимуме светимости результаты, полученные с помощью различных кодов, хорошо совпадают. Различие начинает проявляться на участке падения светимости (хвосте кривой блеска). В численной схеме кода STELLA присутствует член, ответственный за дополнительное размытие плотного слоя, возникающего на фронте ударной волны. Таким образом, моделируются возможные многомерные эффекты, которые приводят к развалу слоя и, как следствие, меньшей светимости объекта (Блинников и др., 1998). Кроме того, в рассматриваемой модели ве-

щество крайне сильно расширяется по сравнению с радиусом начальной области, в которой оно сосредоточено. Для моделирования такого эффекта на фиксированной эйлеровой сетке в коде FRONT область вне начального радиуса заполняется веществом с низкой плотностью и температурой. Это приводит к образованию на границе плотного и низкоплотного вещества ударной волны, которая ответственна за небольшой горб в кривой блеска на момент времени $t \approx 5$ дней. На лагранжевой же сетке кода STELLA вещество расширяется в вакуум. Несмотря на сильное упрощение модели, расчетные болومترические кривые согласуются с наблюдательными данными. Тем не менее исполь-

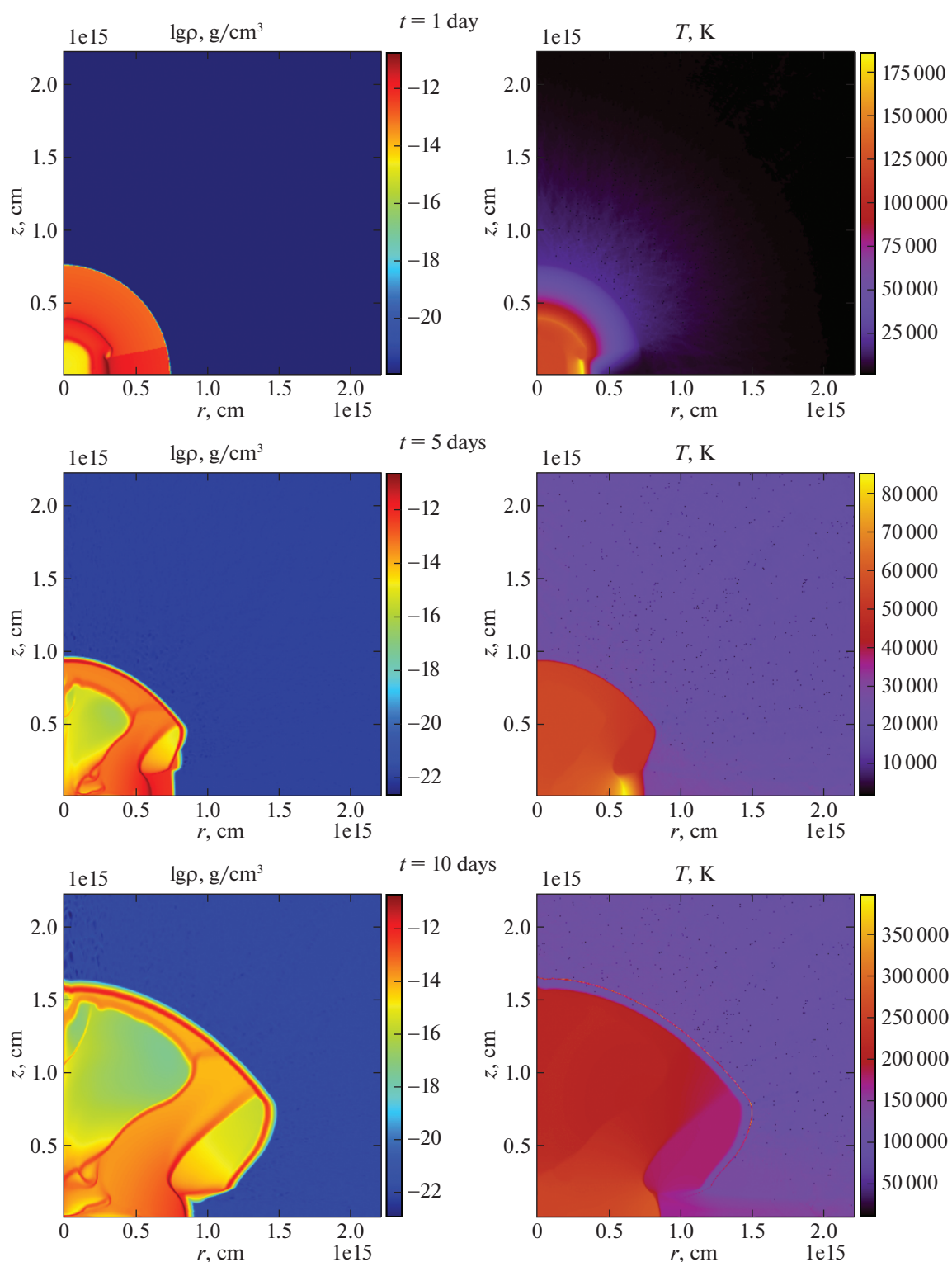


Рис. 4. Профили плотности и температуры вещества на различные моменты времени в двумерном расчете кодом FRONT сценария с наличием экваториального диска для AT2018cow.

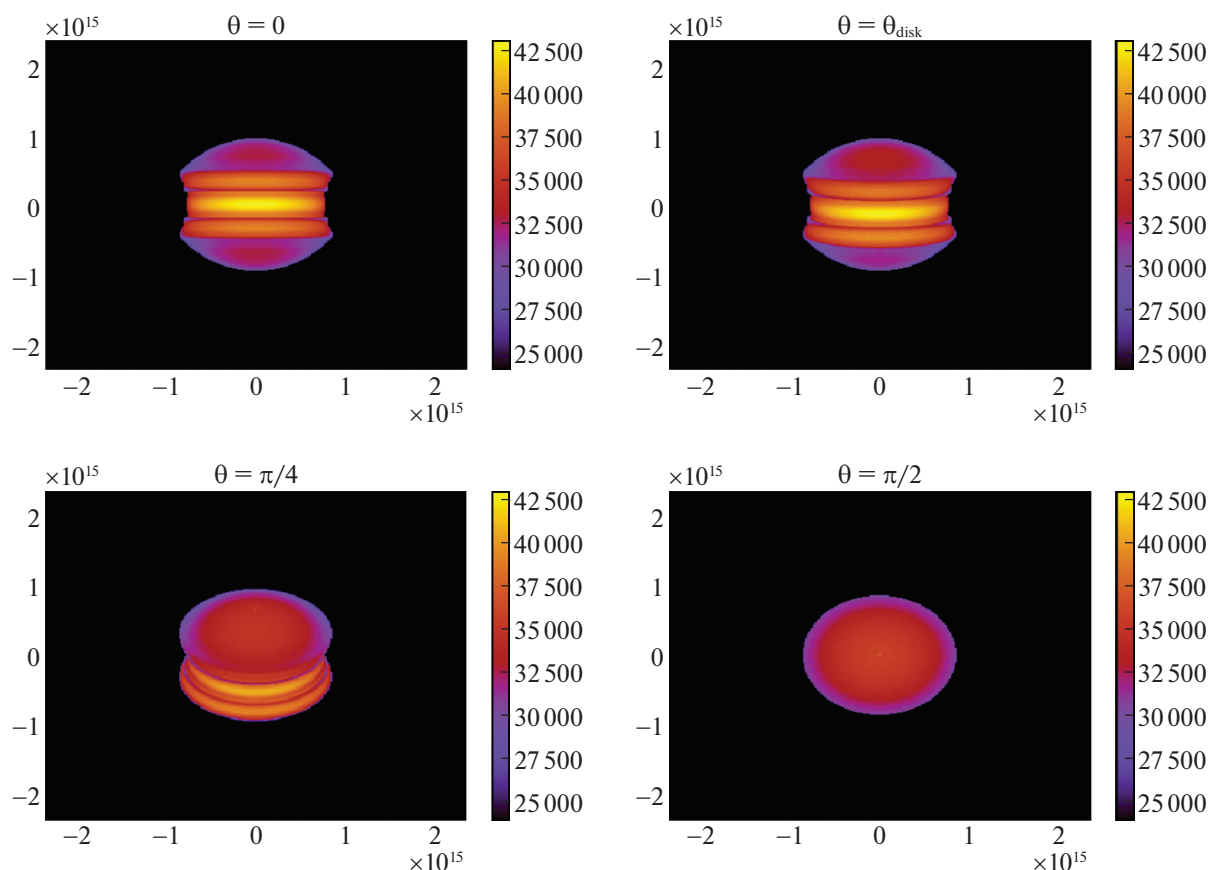


Рис. 5. Карты фотосферных температур для различных углов наблюдения на момент времени $t = 5$ дней при непрозрачности $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$.

зованная модель постоянной непрозрачности, качественно воспроизводящая общую динамику системы, приводит к нефизичному катастрофическому занижению значения рентгеновского потока в интервале 0.3–10 кэВ. Кривая светимости в этом интервале, вычисленная с помощью кода STELLA, идет гораздо ниже, чем 10^{39} эрг/с, поэтому даже не изображается на рис. 3. В коде FRONT не производилось разбиение на группы по энергиям фотонов, поэтому кривая светимости в указанном интервале также не приводится. Расчеты с реалистичной моделью непрозрачности (Сорокина и др., готовится к печати) дают более физически правильную картину, но все равно значения светимости в интервале 0.3–10 кэВ оказываются меньше наблюдаемых. Именно поэтому для их объяснения необходим дополнительный источник рентгеновского излучения. Тем не менее в целом болометрические результаты согласуются друг с другом, что позволяет сделать вывод о возможности использования кода FRONT для моделирования ударно-волнового сценария для AT2018cow.

Результаты двумерного моделирования кодом FRONT на сетке 1024^2 представлены на рис. 4.

Резкие небольшие провалы в профилях температуры (соответствуют черным точкам на графиках) возникают в области низкой плотности, которая нужна для описания расширения в вакуум на эйлеровой сетке. Эти провалы имеют как численную, так и физическую причину: наличие скорости вследствие образовавшейся на границе раздела плотного и низкоплотного вещества ударной волны приводит к тому, что из-за используемой численной схемы образуются ячейки, в которых плотность энергии излучения, а также и температура вещества становятся отрицательными. В рассматриваемом расчете эти значения исправляются на некоторое небольшое число, что, тем не менее, не приводит к изменению динамики системы.

Хорошо видно, что ударная волна по плотному диску распространяется медленнее, чем по исходному облаку меньшей плотности, а также приводит к более сильному нагреву вещества. Такая сильно нагретая область как раз и может объяснять наличие раннего рентгеновского излучения от AT2018cow. Тем не менее эта область будет видна для наблюдателя лишь в некотором интервале углов. Поскольку используется модель постоянной непрозрачности поглощения, то можно

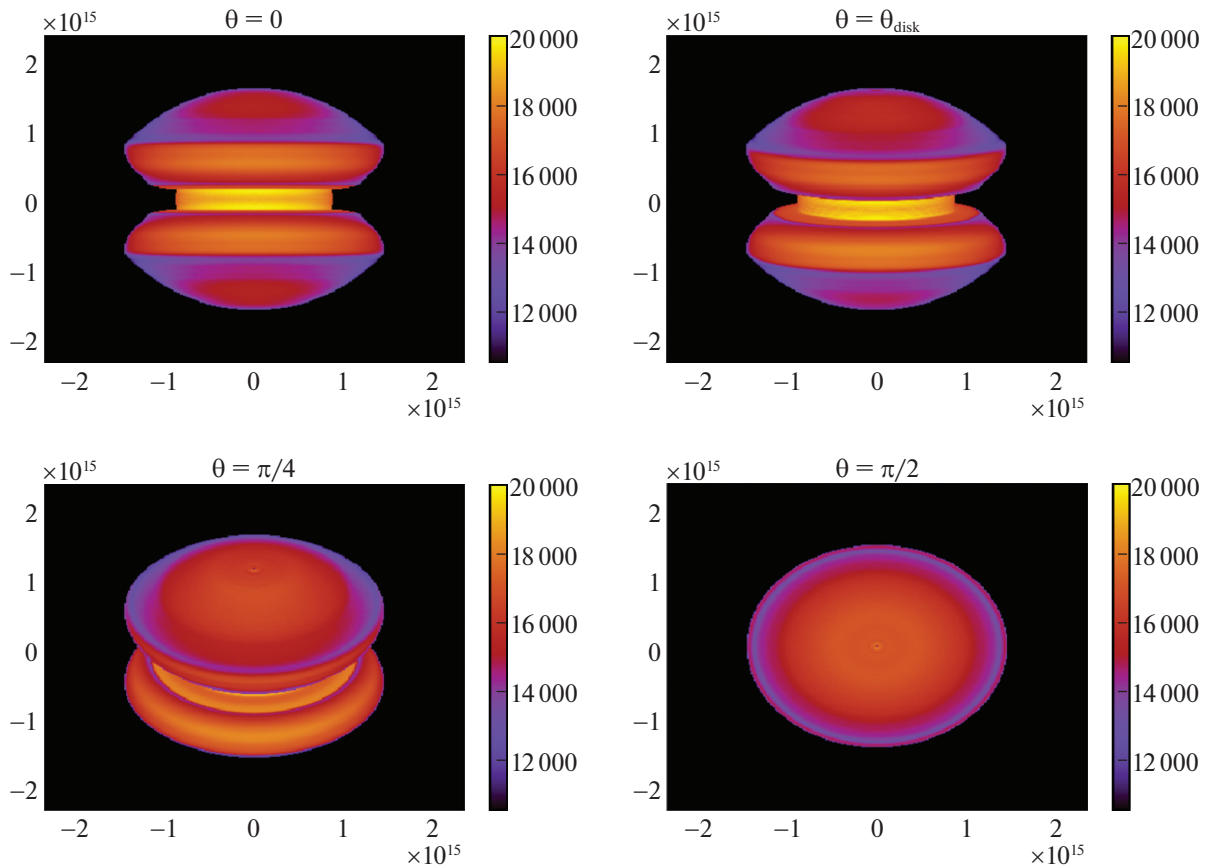


Рис. 6. Карты фотосферных температур для различных углов наблюдения на момент времени $t = 10$ дней при непрозрачности $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$.

легко проинтегрировать оптическую толщину $d\tau = \kappa \rho dx$ (Сузуки, Маеда, 2017) вдоль лучей под определенным углом θ , предполагая, что как и для радиационно-гидродинамического расчета $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$. На следующих рисунках изображены карты фотосферных температур ($T_{\text{ph}} = T$, где T — температура вещества в точке, где $\tau = 1$) для различных углов наблюдения: рис. 5 соответствует моменту времени $t = 5$ дней, а рис. 6 — $t = 10$ дней.

При наблюдениях на объект сверху ($\theta = \pi/2$) четко виден известный эффект потемнения к краю (проявляющийся уже при наблюдениях Солнца), что указывает на правильность реализации постобработки результатов радиационно-гидродинамического моделирования. Область высокой температуры лучше видна при наблюдениях под углами, близкими к углу раскрытия диска. Различие в температурах при этом проявляется сильнее на момент времени $t = 10$ дней, поскольку в этот момент фронт ударной волны находится ближе к внешнему краю диска, чем на момент времени $t = 5$ дней. Если же предположить $\kappa = 0.02 \text{ см}^2/\text{г}$ (что в 10 раз меньше использованного ранее значения), то разница в температуре будет

хорошо заметна уже на момент времени $t = 5$ дней (рис. 7). Важно отметить, что значение $\kappa = 0.02 \text{ см}^2/\text{г}$ использовалось лишь для постобработки результатов проведенного при $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$ радиационно-гидродинамического моделирования. Это позволяет получить более реалистичную картину для наблюдателя, когда высокоэнергичные рентгеновские фотоны имеют больший пробег.

Можно оценить долю излучения, попадающую в наблюдаемый рентгеновский диапазон 0.3–10 кэВ в чернотельном приближении (рис. 8). На рис. 7 хорошо видно, что при наблюдениях объекта сверху ($\theta = \pi/2$) температура фотосферы $T_{\text{ph}} \sim 50\,000 \text{ К}$. Относительный вклад интервала 0.3–10 кэВ в полный поток при такой температуре оказывается пренебрежимо малым ($\sim 2 \times 10^{-24}$). При наблюдениях же в плоскости экваториального диска оказывается видим более горячий участок с $T_{\text{ph}} \sim 65\,000 \text{ К}$. Относительный вклад рассматриваемого интервала в таком случае оказывается больше, но все равно он крайне мал ($\sim 10^{-19}$). Как было отмечено ранее, более реалистичная модель непрозрачности приведет к еще большей доле в этом интервале за счет существенно нетеплового

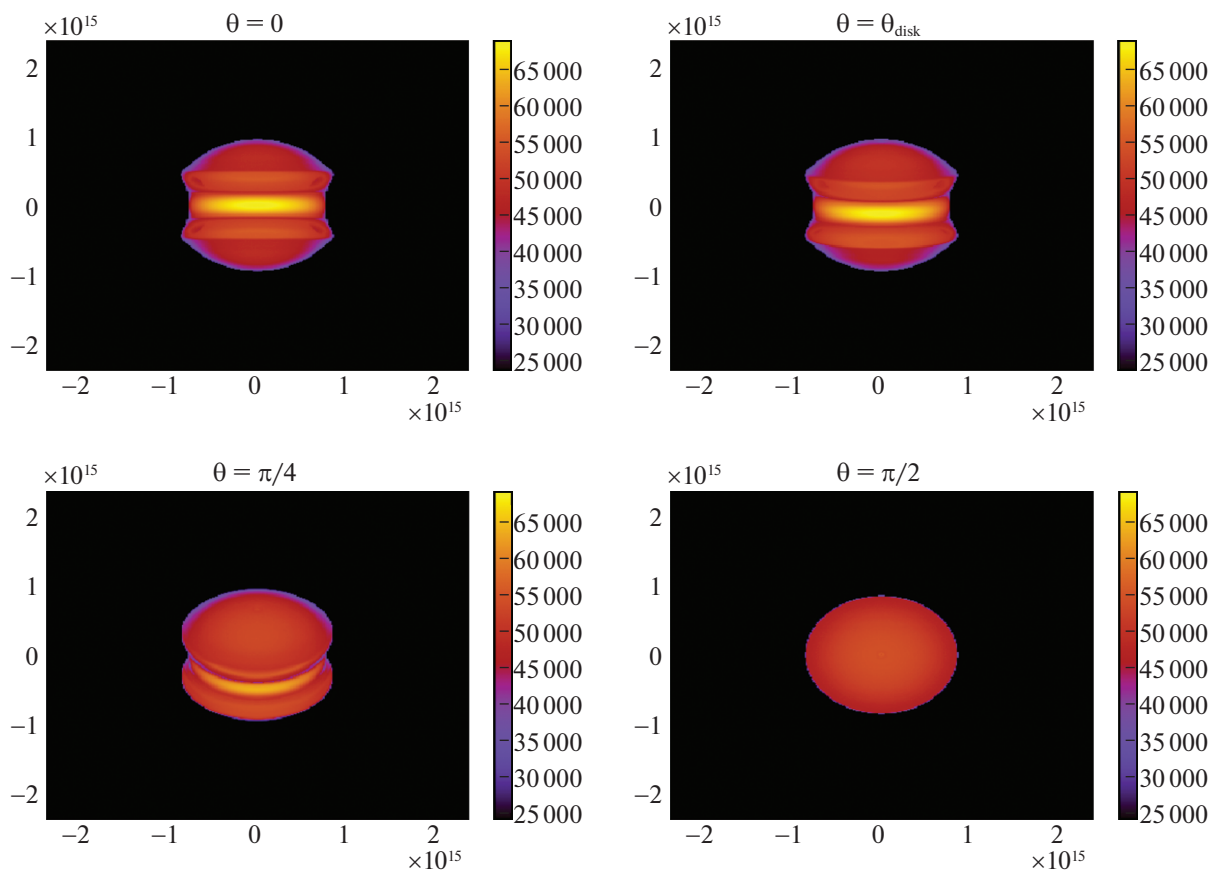


Рис. 7. Карты фотосферных температур для различных углов наблюдения на момент времени $t = 5$ дней при непрозрачности $\kappa = 0.02 \text{ см}^2/\text{г}$.

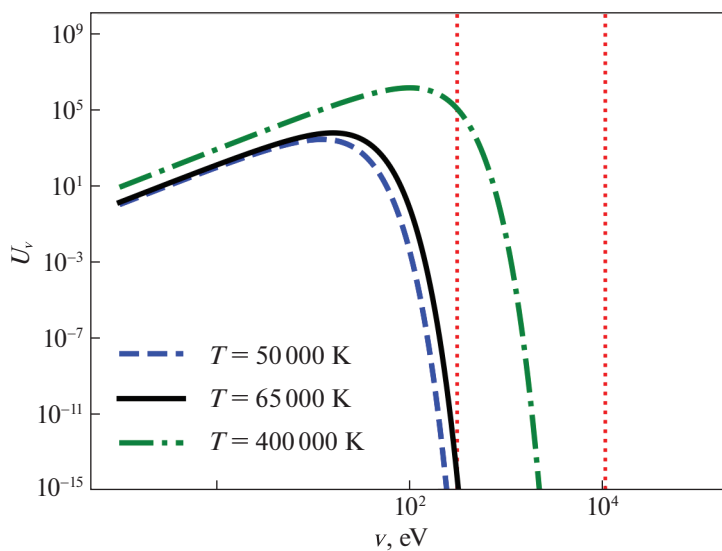


Рис. 8. Спектр черного тела (в условных единицах) при различных температурах вещества. Вертикальными линиями обозначен диапазон энергий 0.3–10 кэВ.

спектра или комптонизации. Заметим также, что другие параметры диска могут увеличить температуру на фронте ударной волны. Например, при $T_{\text{ph}} \sim 400\,000$ К относительный вклад интервала 0.3–10 кэВ в полный поток составляет несколько процентов даже для теплового спектра, что уже может объяснить наблюдаемые данные. Для окончательного ответа на вопрос необходимо проведение многомерных многогрупповых расчетов, что будет являться предметом будущего исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрено моделирование объекта AT2018cow, который помимо прочего примечателен наличием раннего рентгеновского излучения. Одним из возможных объяснений такого излучения является наличие более плотного выброса массы в экваториальной плоскости. Результаты расчета упрощенной одномерной модели ударно-волнового сценария, качественно воспроизводящие болометрическую кривую блеска, согласуются между многомерным кодом FRONT и одномерным кодом STELLA. На основе этой модели была создана двумерная модель с присутствием в системе плотного экваториального диска. Результаты двумерного радиационно-гидродинамического моделирования кодом FRONT показали, что ударная волна движется по такому диску медленнее, чем по исходной области меньшей плотности, и приводит к образованию сильно нагретой области. Такая область, лучше всего видимая в рентгеновском диапазоне под углами, близкими к углу раскрытия диска, как раз и может объяснять особенности рентгеновского излучения транзиента. Детальное моделирование сценария с учетом реалистичной модели непрозрачности, а также конфигурации диска будет являться предметом следующих исследований.

Е.М. Урвачев и С.И. Блинников благодарят грант РНФ № 19-12-00229 за поддержку радиационно-гидродинамического моделирования объекта AT2018cow. Авторы крайне благодарны Е.И. Сорокиной за обсуждение начальных моделей для AT2018cow.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **496**, 454 (1998).
2. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), *Astron. Astrophys.* **453**, 229 (2006).
3. Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **39**, 249 (2013) [S.I. Glazyrin, *Astron. Lett.* **39**, 221 (2013)].
4. Леунг и др. (S.-C. Leung, S. Blinnikov, K. Nomoto, P. Baklanov, E. Sorokina, and A. Tolstov), *Astrophys. J.* **903**, 66 (2020).
5. Маргутти и др. (R. Margutti, B.D. Metzger, R. Chornock, I. Vurm, N. Roth, B.W. Grefenstette, V. Savchenko, R. Cartier, et al.), *Astrophys. J.* **872**, 18 (2019).
6. Перли и др. (D.A. Perley, P.A. Mazzali, L. Yan, S.B. Cenko, S. Gezari, K. Taggart, N. Blagorodnova, C. Fremling et al.), *MNRAS* **484**, 1031 (2019).
7. Прентис и др. (S. Prentice, K. Maguire, S. Smartt, M. Magee, P. Schady, S. Sim, T.-W. Chen, P. Clark, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **865**, L3 (2018).
8. Сузуки, Маэда (A. Suzuki and K. Maeda), *MNRAS* **466**, 2633 (2017).
9. Толстов и др. (A. Tolstov, K. Nomoto, E. Sorokina, S. Blinnikov, N. Tominaga, and Y. Taniguchi), *Astrophys. J.* **881**, 35 (2019).
10. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **256**, 8 (2021).