

О ПРИРОДЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОСОБЕННОСТИ В ФОРМЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛОСКИ В ПОДВЕТРЕННОМ ДЖЕТЕ ПУЛЬСАРНОЙ ТУМАННОСТИ ВЕЛА

© 2023 г. С. С. Фатеева¹, К. П. Левенфиш²,
Г. А. Пономарёв^{1,2}, А. Е. Петров^{2*}, А. Н. Фурсов¹

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 17.01.2023 г.; принята к публикации 17.01.2023 г.

Рентгеновская морфология пульсарных туманностей отражает картину их плазменных истечений. В работе представлены результаты численного моделирования, нацеленного на выяснение природы тонкой особенности на рентгеновской карте пульсарной туманности Вела. Особенность имеет форму узкой *поперечной полосы* размером $4''.5 \times 1''.5$, из которой будто бы появляется юго-восточный джет этой туманности. В рамках релятивистской МГД модели мы показываем, что подобная *полоска* может быть характерной чертой объектов типа Велы — трансзвуковых двухторовых туманностей, наблюдаемых с подветренной стороны. Моделирование указывает на ударно-волновую природу этой полосы. Ударная волна формируется при динамическом взаимодействии джета с двумя регулярными тороидальными вихрями подветренной полусферы туманности — с крупномасштабной циркуляцией плазмы на средних широтах туманности, а также с рециркуляцией плазмы в воронке ударной волны торможения пульсарного ветра. Циркуляционный вихрь способен заблокировать подветренный джет в объеме, занимаемом этим вихрем в туманности. Рециркуляционный вихрь может частично пережимать джет на его начальном участке. Ударная волна, вероятно отвечающая за возникновение рентгеновской *поперечной полосы*, является сильной (выходит за пределы джета) и квазистационарной (всегда формируется в месте выхода джета из рециркуляции).

Ключевые слова: пульсарные туманности, остатки сверхновых, рентгеновские источники.

DOI: 10.31857/S032001082302002X, EDN: PZAQZA

ВВЕДЕНИЕ

Пульсарные туманности (ПТ) служат космическими лабораториями для изучения свойств сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы. Образование ударных волн, турбулентность и диссипация магнитного поля в такой плазме представляют большой интерес. В силу нелинейности этих явлений их часто исследуют в численных экспериментах. Обоснованность численных моделей ПТ проверяется по их способности воспроизводить спектры и морфологию реальных объектов. На сегодняшний день наиболее изученными объектами являются туманности Краб и Вела. В русскоязычной литературе их называют Крабовидной туманностью и туманностью в созвездии Парусов. Они образованы одноименными пульсарами Краб (PSR

B0531+21) и Вела (PSR B0833-45). Спектры и морфология этих ПТ известны в мельчайших деталях (см., например, Хестер и др., 2002; Гельфанд и др., 2001; Павлов и др., 2001; Бюлер, Блэндфорд, 2014; Каргальцев и др., 2015; Рейнольдс и др., 2017; Быков и др., 2017). Обе туманности видны с Земли почти под одним и тем же углом зрения, и обе имеют джет-торовую морфологию в рентгене, с одним тором в туманности Краб и двумя торами в туманности Вела (далее именуемых просто Краб и Вела).

Вскоре после того, как тор туманности Краб наблюдался рентгеновской обсерваторией Chandra (в начале 2000-х гг.), происхождение этой структуры стало понятным. Численные релятивистские магнитогидродинамические модели Краба (РМГД-модели; Дель Занна и др., 2004; Комиссаров, Любарский, 2004; Порт и др., 2014; Олми и др.,

* Электронный адрес: a.e.petrov@mail.ioffe.ru

2016) подтвердили предсказания теории (Любарский, 2002; Боговалов, Хангулян, 2002а,б). Тор формируется благодаря двум свойствам пульсарного ветра — его тороидальному магнитному полю и широтной анизотропии потока энергии. Ветер пульсара представляет собой поток холодной, сильно-замагниченной электрон-позитронной плазмы с вмороженным тороидальным магнитным полем. Максимум потока энергии ветра приходится на область вращательного экватора пульсара ($\mathcal{F} \propto \sin^2 \theta$; здесь θ — полярный угол, отсчитываемый от оси вращения пульсара), а замагниченность ветра максимальна на средних широтах и спадает к экватору и полюсам вращения (см., например, Дель Занна и др., 2004; Комиссаров, Любарский, 2004). Поскольку ветер сверхзвуковой (его скорость близка к скорости света c), он тормозится во внешней среде с образованием ударной волны. Из-за широтной анизотропии ветра эта волна оказывается несферической. Ее фронт выпячен в области экватора и прогнут к пульсару у полюсов напоподобие воронки. При пересечении такого фронта линии тока пульсарного ветра отклоняются от радиального направления. Большая их часть фокусируется к экватору, где они смешиваются и переплетаются, формируя широкое, сильно замагниченное и сильно турбулентное истечение, которое выглядит похожим на тор на оптических и рентгеновских снимках туманности. Меньшая же часть линий тока пульсарного ветра (в основном те, что пересекают воронку его ударной волны остановки) отклоняется к полярной оси ПТ (задаваемой осью вращения пульсара) и коллимируется там окружным напряжением тороидального магнитного поля в два узких полярных истечения (джета), идущих в противоположных направлениях¹.

Первые РМГД модели Краба успешно воспроизвели морфологию этой одноторовой туманности, однако столкнулись с тем, что параметры пульсарного ветра, положенные в основу моделей Краба, не позволяют согласовать его спектр и морфологию (Порт и др., 2014; Камю и др., 2009; Олми и др., 2016; см. подробнее в обзоре Амато, 2020). Кроме того, эти модели не содержат никаких указаний на способ возникновения двухторовых туманностей типа Велы. Последняя проблема связана с тем, что в стандартных РМГД моделях — как осесимметричных (Камю и др., 2009), так и трехмерных (Порт и др., 2014; Олми и др., 2016) — ударная волна торможения ветра очень

динамична. Интенсивные возмущения ее геометрии порождают бурную вихревую турбулентность в экваториальном истечении туманности. Магнитная турбулентность приводит к высокой переменной синхротронных деталей на модельных картах излучения. Такая картина согласуется с наблюдениями одноторовой туманности Краб, с ее подвижными жгутообразными структурами-“виспами” (wisps²; Хестер и др., 2002; Хестер, 2008), но расходится с наблюдениями двухторовой туманности Вела, в которой “виспы” отсутствуют (Павлов и др., 2001, 2003). Наблюдения за Велой в течение 11 лет показали, что два ее диффузных тора очень стабильны (см., например, Каргальцев и др., 2015). Их доплеровски-уярченные части, наблюдаемые как две яркие арки, никогда не перекрывают область пониженной синхротронной яркости в экваториальной зоне туманности.

Бюлер и Джиоми (2016) первыми предприняли попытку создания РМГД модели Велы. Эта первая модель показала определенное сходство со своим прототипом. Однако целый ряд проблем нуждался в дальнейшем анализе: как обеспечить стабильность двухторовой структуры; почему дальний тор выглядит больше ближнего; почему пульсар смещен от центра ближнего тора; что представляет из себя межторовая приосевая деталь, называемая “внутренним джетом” (Павлов и др., 2001, 2003); почему подветренный джет будто бы возникает из яркой поперечной полоски; почему его яркая часть так коротка и что за узелки ее окружают?

Анализ этих проблем показал, среди прочего, важность учета относительного движения туманности и внешней среды. Для интерпретации рентгеновской морфологии джет-торовых объектов этот учет важен даже при малой скорости собственного движения пульсара. Направленный внешний поток, в частности, способствует формированию стабильной двухторовой туманности у пульсара с большим магнитным наклоном и слабо-замагниченным ветром и порождает отличие джета и контр-джета (Пономарёв и др., 2021; Левенфиш и др., 2021). Поток также помогает создать структуру типа “внутреннего кольца” в одноторовой туманности с небольшим магнитным наклоном и сильно замагниченным ветром, если последняя видна с наветренной стороны (Левенфиш и др., 2021). Весьма вероятно, что согласование структуры и спектров ПТ может потребовать выхода за рамки идеальных РМГД-моделей и их взаимодополнения

¹Окружным напряжением (hoop stress) называют давление, связанное с натяжением силовых линий тороидального магнитного поля, которое приводит к возникновению эффективной силы, поджимающей плазму к оси туманности.

²Напомним, что виспы связывают с крупномасштабными магнитными вихрями, которые возникают в экваториальной зоне туманности за ударной волной остановки ветра.

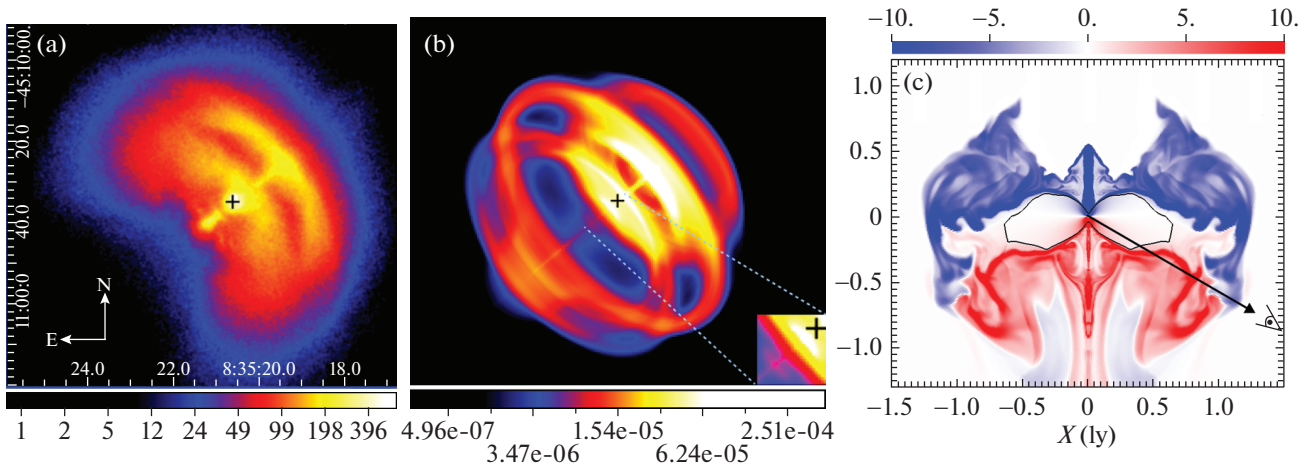
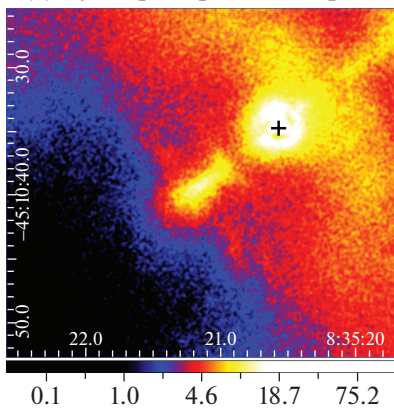


Рис. 1. (a) — Рентгеновское изображение Велы, полученное слиянием данных 11 наблюдений телескопа Chandra (номера наблюдений в архиве телескопа (ObsID): 10132–10139 и 12073–12075). (b) — модельная карта синхротронного рентгеновского излучения двухторовой ПТ, построенная на основе трансзвуковой РМГД-модели с параметрами $\alpha = 80^\circ$, $\sigma_0 = 0.1$, $M_s \sim 2.3$. Модель показана в той же проекции на небесную сферу, в которой Вела видна с Земли. (c) — топология тороидального магнитного поля модельной туманности слева, в ее полоидальном сечении. Цветовая шкала отражает величину поля (в микро-гауссах) в сильнозамагнитенных истечениях туманности. Красным и синим показаны истечения противоположной полярности. Черный контур очерчивает приблизительное положение ударной волны остановки пульсарного ветра. Черной стрелкой указано направление на наблюдателя. Пределы цветовой шкалы на магнитной карте подобраны так, чтобы подчеркнуть структуру потоков ПТ, и не отражают максимальные значения поля в туманности.

(a) Суммарная рентген. карта



(b) Рентгеновские карты отдельных наблюдений

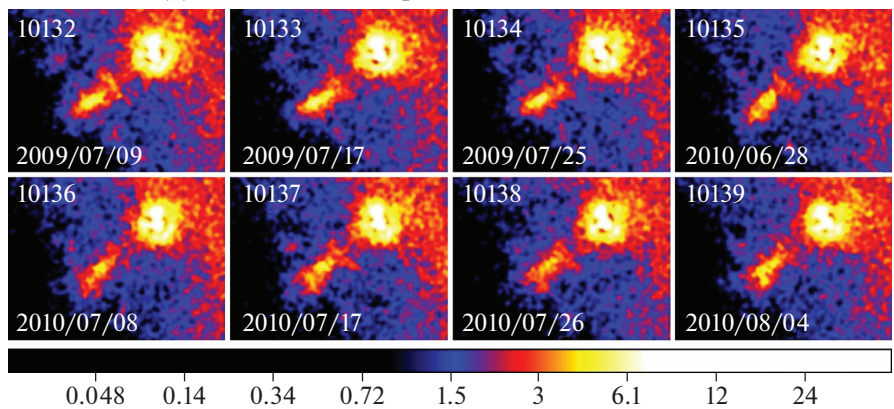


Рис. 2. (a) — Увеличенное комбинированное рентгеновское изображение юго-восточного джета Велы. (b) — Рентгеновские изображения джета в отдельных наблюдениях, показывающие его динамику. Данные телескопа Chandra. Каждое изображение помечено датой соответствующего наблюдения и его номером (ObsID) в каталоге телескопа.

микроскопическими моделями ПТ³. Такое взаимодействие, например, лежит в основе интерпретации узелковых подструктур в ударной волне остановки пульсарного ветра в Крабе (Черутти, Джьячинти, 2021); оно может понадобиться для объяснения ударных волн в джетах, а также для исследования диссипации магнитного поля и турбулентности в рентгеновских ПТ.

Помимо торов и джетов, у Краба и Велы есть

³Выяснение механизмов ускорения частиц в объеме ПТ, расчет спектров этих частиц, расчет диссипации магнитного поля не могут быть выполнены в рамках идеальных РМГД, но должны проводиться согласованно с РМГД-расчетами структуры ПТ.

ряд более мелких рентгеновских структур. Способность воспроизвести эти структуры является хорошей проверкой достоверности РМГД моделей ПТ. В данной работе эти модели проверяются на их способность объяснить природу тонкой рентгеновской детали Велы — маленькой полоски с угловыми размерами $4''.5 \times 1''.5$, поперечной юго-восточному джету туманности (мы используем название этой детали, введенное в работе Левенфиш и др., 2013).

Рентгеновское изображение Велы приведено на рис. 1а, а увеличенное изображение ее юго-восточного подветренного джета — на рис. 2. Джет весьма необычен: он будто бы внезапно возникает из узкой поперечной полоски на угловом

расстоянии $5''.4$ от пульсара, затем тянется наружу до $10''.5$, где внезапно исчезает (Каргальцев и др., 2015). Настроивая шкалу яркости рентгеновского изображения, можно обнаружить, что юго-восточный джет Велы намного длиннее, чем он видится на рис. 1. Его слабо различимый внешний участок простирается на расстояние $\sim 2'$ (Павлов и др., 2003). Более того, в наблюдениях с номером ObsIDs = 10132, 10136, 10137 (рис. 2) можно заметить, что джет вероятно формируется еще до полоски. Таким образом, юго-восточный джет имеет, по-видимому, трехчастную структуру: едва видимые начало, внешнее продолжение и яркий участок между ними. Серия изображений на рис. 2 иллюстрирует ЮВ джет Велы в динамике. Согласно ей, полоска, из которой возникает яркий сегмент этого джета, является квазистационарной структурой. Она меняется в яркости от наблюдения к наблюдению и может даже исчезнуть на время, но возникает вновь и вновь на том же самом месте (иногда — спустя лишь неделю после исчезновения; ср. изображения 10136 и 10137).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования природы рентгеновской особенности на карте Велы — тонкой *поперечной полоски*, из которой будто бы возникает яркий сегмент юго-восточного джета Велы — мы провели численное моделирование ПТ в рамках идеальной РМГД. Наши расчеты основаны на модели ПТ из работы Пономарёва и др. (2021). Эта модель учитывает взаимодействие ПТ с внешним потоком, обтекающим туманность. Наличие такого потока с севера в Веле следует из радионаблюдений (см., например, Шевалье, Рейнольдс, 2011, и ссылки в этой работе). Внешний поток может существенно изменить картину течений в ПТ. В том числе, он может побудить пульсарную туманность с большим магнитным наклоном и малой замагниченностью пульсарного ветра сформировать двухторовую структуру, схожую с той, что наблюдается у Велы в рентгене (Пономарёв и др., 2020).

Используемая нами модель ПТ является осесимметричной, при этом “северная” и “южная” полусферы моделируются независимо (2.5D модель). Ее применение обусловлено несколькими соображениями. Во-первых, радио и рентгеновское излучение Велы имеет высокую степень поляризации (Додсон и др., 2003; Кси и др., 2022), что свидетельствует о сильно регулярном характере ее магнитного поля. Регулярность магнитного поля является отличительной чертой 2.5D моделей, тогда как в 3D моделях, основанных на идеальной РМГД, мощная вихревая турбулентность и шланговая неустойчивость серьезно хаотизируют поле (Порт и

др., 2014; Олми и др., 2016). Во-вторых, переход к трехмерным моделям туманности Краба пока что не способствовал согласованию морфологии и спектра этой туманности (см., например, обзоры Амато 2020 и Олми и Буккиантини 2023). В-третьих, опыт моделирования двухторовых туманностей показывает, что осесимметричные модели позволяют сформировать два стабильных тора и прояснить природу многих деталей на картах рентгеновского излучения Велы (Пономарев и др., 2020, 2021).

Эти карты содержат большое число уникальных деталей, аналогов которым нет ни у Краба, ни у других известных пульсарных туманностей. Это может говорить об уникальности Велы и условий ее формирования. Моделирование Велы из первых принципов потребовало бы огромных численных ресурсов для подбора наилучшей комбинации параметров для описания всех особенностей ее морфологии. По этой причине в данной работе мы подбирали указанную комбинацию феноменологически.

Известно, что и умеренно, и сильно сверхзвуковые внешние течения повышают давление с наветренной стороны ПТ и понижают с подветренной. В общем случае эта разность давлений зависит от многих параметров внешнего течения и самой туманности. В наших расчетах мы формировали эту разность искусственным подбором локального течения и затем путем моделирования определяли интервал ее значений, который позволяет наилучшим образом воспроизвести большинство деталей морфологии Велы.

Прежде чем обсудить результаты моделирования, вкратце опишем структуру и наименования истечений в двухторовых ПТ. Магнитное поле пульсара имеет преимущественно дипольную конфигурацию. Закрытые силовые линии магнитного диполя охватывают магнитосферу звезды, в которой электрон-позитронные (e^\pm) пары обильно рождаются в каскадных процессах. У быстро вращающегося диполя силовые линии открываются на определенном расстоянии от звезды (R_{LC}), где e^\pm плазма покидает магнитосферу и дает начало пульсарному ветру. Ветер уносит большую часть потерь вращательной энергии пульсара. Именно ветер питает синхротронную пульсарную туманность. У звезды с дипольным полем “северная” и “южная” полусферы имеют противоположную полярность, а магнитная ось диполя обычно наклонена к оси вращения пульсара на угол α . Из-за этого наклона, в секторе с углом раствора $\pm\alpha$ вокруг вращательного экватора поле ветра меняет свою полярность дважды за период вращения пульсара. Ветер внутри этого 2α -сектора называют “полосатым”, поскольку он несет полосы плазмы переменной магнитной полярности. По пути к ударной волне торможения, или на фронте этой волны,

энергия электромагнитного поля в “полосатом” ветре эффективно поглощается благодаря магнитному пересоединению полос (Коронити, 1990; Любарский, 2003; Сируни, Спитковский, 2011; Комиссаров, 2013; Порт и др., 2014; Черутти и др., 2020). В результате “полосатый” ветер эффективно тормозится и входит в экваториальные широты ПТ едва замагниченным. На более высоких широтах ПТ ситуация иная: вне “полосатого” сектора замагниченность ветра σ остается высокой вплоть до ударной волны торможения, где она дополнительно возрастает, согласно соотношению Ранкина—Гюонио (σ — отношение плотностей энергии электромагнитного поля фоновой плазмы и кинетической энергии ее частиц). Как известно, сильно замагниченная плазма плохо тормозится на косых ударных волнах. Поскольку участки ударной волны торможения на средних широтах ПТ наклонены к радиальным линиям тока ветра, по пересечении ударного фронта скорость сильно замагниченных плазменных истечений остается выше магнитозвуковой скорости (Дель Занна и др., 2004). Благодаря геометрии ударного фронта, эти высокоскоростные магнитные истечения фокусируются в два узких канала, которые граничат со слабо замагниченным медленным экваториальным истечением ПТ, как показано на рис. 3. Под воздействием внешнего потока внешние участки экваториального и быстрых магнитных истечений отстают от внутренних и туманность приобретает очертания купола (ср. рис. 3а и 3б).

Быстрые разнополярные каналы могут сходиться, а могут и не сходиться к экваториальной плоскости ПТ. Если они сходятся, на экваториальных широтах туманности развивается бурная магнитная турбулентность, и такая туманность выглядит в рентгене как одноторовый объект. Если же разнополярные каналы не встречаются, а держатся поодаль друг от друга до самых границ ПТ, последняя может выглядеть в рентгене двухторовой (при наблюдении в подходящем ракурсе). В последнем случае ПТ имеет два ярких регулярных тора (или две яркие регулярные арки, если ближние к наблюдателю половинки торов уячены из-за эффекта Доплера) с темной областью между ними. Торы образуются двумя крупномасштабными циркуляторными течениями с тороидальной геометрией — по одному на каждую полусферу ПТ. Циркуляторные течения подпитываются быстрыми ($v/c \sim 0.75-0.85$) сильно замагниченными истечениями, которые при налете на внешнюю среду тормозятся и поворачивают обратно в ПТ, поднимаясь в сторону более высоких широт. В зоне разворота, от каждого циркуляторного вихря обычно отщепляется еще один крупномасштабный тороидальный пограничный вихрь с противоположным

направлением вращения. Таким образом, в каждой полусфере туманности на деле развивается по две тороидальных магнитных структуры. Какая из них отвечает за данную половинку определенного тора — зависит от луча зрения наблюдателя. Схема, где яркие рентгеновские особенности на карте синхротронного излучения двухторовой туманности сопоставлены с магнитными структурами этой самой туманности, показана на рис. 3. В движущихся ПТ пограничные вихри обычно разрываются под воздействием внешнего потока и вытягиваются в некое подобие плазменных язычков; последние ясно различимы на магнитной карте правой панели рис. 3.

Несмотря на более чем два десятилетия численного моделирования ПТ, еще только предстоит понять, как именно формируются двухторовые объекты, подобные Веле. Первые исследования показали, что для формирования двухторовых ПТ необходимо поддержание стабильной геометрии ударной волны остановки и повышенного давления в экваториальном истечении по отношению к смежным течениям ПТ. Согласно Пономареву и др. (2019–2021), этому способствуют большее наклонение магнитной оси пульсара к оси его вращения ($\alpha \gtrsim 70^\circ$), низкая начальная замагниченность пульсарного ветра ($\sigma_0 \sim 0.01-0.1$) и взаимодействие туманности с трансзвуковым внешним потоком (с числом Маха $M_s \gtrsim 1$).

В настоящей работе расчеты основаны на модели с $\alpha = 80^\circ$ и $\sigma_0 = 0.1$. Эта модель наилучшим образом воспроизводит морфологию Велы, если отношение давлений с наветренной и подветренной сторон туманности составляет $\sim 10^2-10^3$, что для этой модели приблизительно соответствует числам Маха потока $M_s \sim 1.3-2.3$. Такой поток отводит избыточную плазму и заметно стабилизирует ударную волну, тем самым способствуя поддержанию повышенного давления на экваторе ПТ. При этом поток не разрушает джет-торовую структуру. Оговоримся, что наши результаты слабо зависят от числа Маха, пока последнее остается трансзвуковым или слабо сверхзвуковым⁴.

Рисунок 1с представляет характерную магнитную карту нашей двухторовой модельной туманности, надутой в трансзвуковом внешнем потоке. Напряженность магнитного поля (в мГс) показана

⁴ Увеличение числа Маха и соответствующий рост динамического давления натекающего потока вызовет схождение быстрых разнополярных каналов к экватору и превращение туманности в одноторовую. При очень больших $M_s \gg 1$ давление замагниченной плазмы туманности не сможет противостоять напорному давлению среды, тор исчезнет, и пульсарная плазма будет сноситься с потоком, формируя типичную для ПТ быстродвижущихся пульсаров кометообразную структуру.

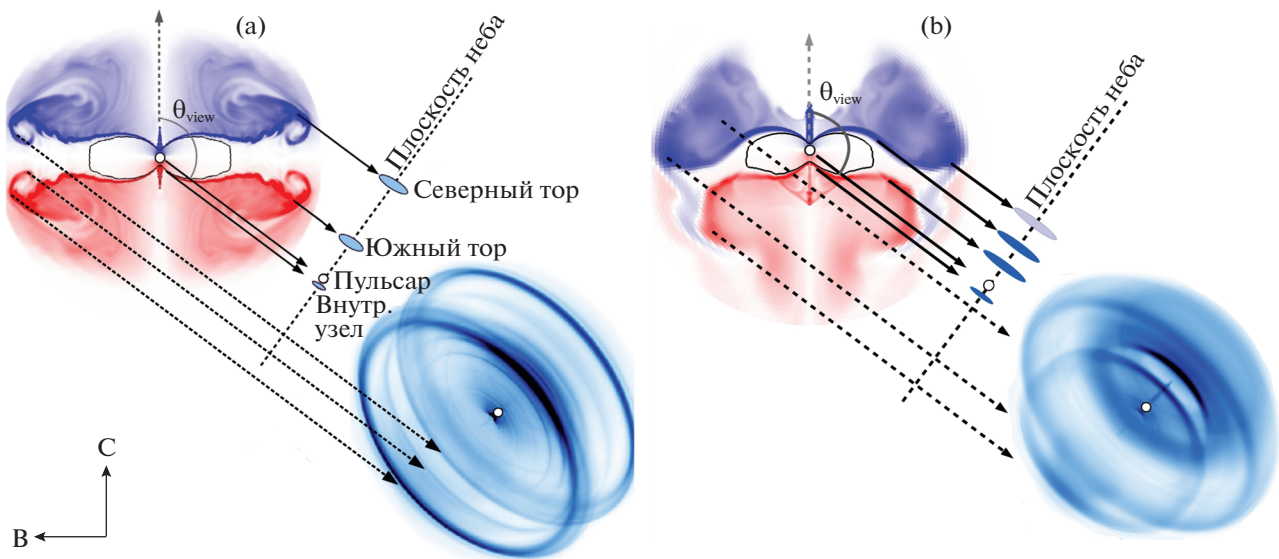


Рис. 3. Связь между магнитными и синхротронными структурами туманности. На двух панелях показаны две модельные двухторовые туманности: (a) — покоящаяся (Пономарёв и др., 2019), (b) — взаимодействующая с трансзвуковым течением (Пономарёв и др., 2020). Картина плазменных течений в каждой модели показана на ее магнитной карте слева. Черные стрелки берут свое начало в сильно замагниченных структурах ПТ, в которых течение направлено на наблюдателя и поэтому уярчено из-за эффекта Доплера. Далее стрелки следуют направлению на наблюдателя (составляющему угол 120° с СЗ концом оси ПТ, как в туманности Вела) и показывают взаиморасположение ярких синхротронных деталей: сперва — на плоскости неба наблюдателя, затем — на синхротронной карте ПТ. Направление на восток и север на каждой карте отмечено в левом нижнем углу рисунка. Черным контуром на магнитных картах отмечено положение фронта ударной волны остановки, а белым кружком — положение пульсара.

на цветовой шкале под картой, а потоки противоположной магнитной полярности — синим и красным цветом. Черный контур очерчивает приблизительное положение ударной волны остановки ветра, а белый кружок указывает положение пульсара. Черная стрелка на рисунке отмечает направление на наблюдателя, которое составляет с наветренным джетом туманности угол 120° , как у Велы (именно этот угол принят при построении проекции туманности на синхротронной карте на рис. 1b).

На рис. 1с видны основные структуры трансзвуковой двухторовой ПТ, которые представляют интерес в контексте нашего исследования — широкий слабо замагниченный экваториальный пояс туманности, пара джетов и пара сильно замагниченных истечений, граничащих с экваториальным поясом. Каждое из этих быстрых истечений порождает крупномасштабную циркуляцию плазмы в своей полусфере ПТ. Мы будем называть наветренной ту полусферу, которая обращена к внешнему потоку, и подветренной — противоположную ей полусферу.

Для краткости изложения мы будем ссылаться на наветренный и подветренный джеты ПТ как на джет и контр-джет соответственно. На рис. 1с можно видеть, что в ПТ, обтекаемой трансзвуковым течением, эти джеты очень различны (Пономарёв и др., 2021). Предмет нашего исследования — яркая рентгеновская полоска, из которой возникает яркий участок подветренного (юго-восточного) джета Велы. Исследуя модельную туманность в

динамике, мы определили вероятный механизм образования такой полоски. По всей видимости, она формируется при прямом динамическом взаимодействии полярного истечения (контр-джета) с регулярными течениями, характерными для подветренной полусферы ПТ, как пояснено далее.

Когда внешний поток огибает ПТ и смыкается позади, его напорное давление поджимает подветренную циркуляцию к оси туманности столь сильно, что циркуляторный вихрь входит в прямое динамическое взаимодействие с полярным истечением. Этот факт хорошо иллюстрирует векторное поле скоростей плазменных истечений, наложенное на магнитную карту модельной ПТ (см. левую панель рис. 4). Когда это происходит, подветренный джет ПТ более не может развиваться так же свободно, как в случае расширения ПТ в радиально разлетающуюся сброшенную оболочку сверхновой. При определенном напорном давлении линии тока тороидального циркуляторного вихря могут практически смыкаться на оси туманности и “запруживать” контр-джет, задерживая большую часть поставляемой им плазмы в объеме туманности, занятом циркуляторным вихрем (рис. 4). В этом случае контр-джет может оказаться намного короче противоположного (наветренного) джета. Последний развивается относительно свободно, поскольку в наветренной полусфере внешний поток не придвигает, а наоборот, отодвигает циркуляторный вихрь подальше от оси туманности. Указанное

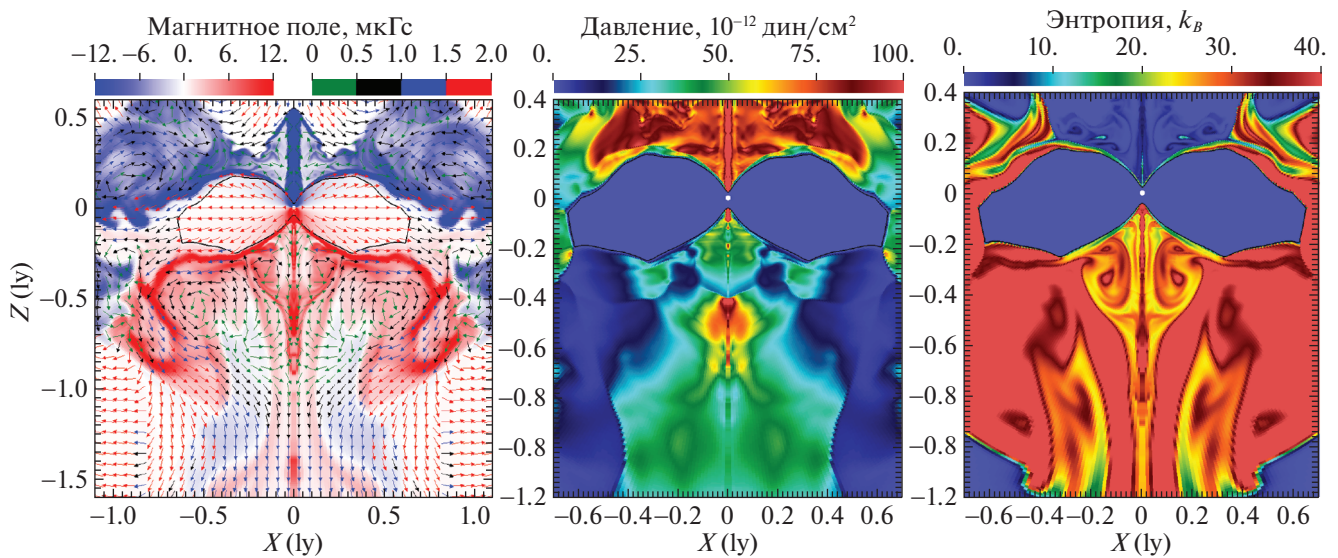


Рис. 4. Увеличенная область подветренного джета модели двухторовой пульсарной туманности, взаимодействующей с трансзвуковым потоком, представленной на рис. 1b,c. Три панели иллюстрируют ударную волну в начале яркого сегмента подветренного джета модели. Слева направо: карты магнитного поля, давления и энтропии (полоидальные срезы туманности). Стрелочками на карте магнитного поля показано поле скоростей. Цвет стрелок показывает число Маха ($M_s = v/c_s$) согласно с правой цветовой шкалой сверху панели.

выше взаимодействие полярного и циркуляторного истечений ПТ может объяснить, почему яркий участок подветренного джета Велы внезапно обрывается на расстоянии в $\approx 10''.5$, приблизительно равном толщине подветренного тора этой туманности ($\approx 10'' - 12''$).

В приосевой области ПТ контр-джет и циркуляторное истечение идут навстречу друг другу. Их интенсивное динамическое взаимодействие приводит к увлечению плазмы из головной части контр-джета обратно к его основанию. На рис. 1c эта плазма формирует своего рода кокон, или оболочку контр-джета. Возвратный поток магнитной плазмы из головы контр-джета увлекается циркуляторным вихрем к воронке ударной волны остановки ветра, ныряет в нее и порождает там регулярный сильно замагниченный тороидальный вихрь, который мы будем называть *рециркуляцией* (из-за обратного направления его вращения). Пока контр-джет заперт рециркуляцией ниже по течению, значительная часть его плазмы перенаправляется в воронку и аккумулируется там в рециркуляционном вихре. В результате последний раздувается в размерах, заполняет собой почти всю подветренную воронку и начинает пережимать полярное истечение в самом его начале. Будучи дозвуковым в глубине воронки, полярное истечение становится сверхбыстромагнитозвуковым в ходе прорыва через рециркуляцию. Оставив последнюю позади, сверхбыстромагнитозвуковое истечение налетает на замедлившуюся и уплотнившуюся плазму в головной части контр-джета, заблокированного ниже по те-

чению. Из-за резкого торможения сверхзвукового потока в месте его выхода из рециркуляции формируется ударная волна. Эта ударная волна хорошо видна на картах энтропии и давления модельной ПТ на рис. 4, а также на профиле скорости полярного истечения, представленного на рис. 5.

Скачок скорости в 7 раз⁵ (рис. 5) совпадает с теоретическим предельным сжатием для ударной волны в релятивистской плазме с показателем адиабаты $4/3$. Эта сильная ударная волна распространяется в плазму вокруг контр-джета, в результате чего ее фронт по протяженности оказывается шире, чем сечение самого контр-джета. Скачок давления и магнитного поля на фронте оказывается достаточно сильным, чтобы область за фронтом оказалась заметной на фоне модельного диффузного излучения туманности. Это подтверждается синтетической картой синхротронного излучения нашей модельной туманности, рассчитанной по стандартным для РМГД моделей рецептам⁶ (см., например, Дель Занна и др., 2006), на которой заметна слабая синхротронная особенность. Она напоминает *поперечную полосу* и появляется в начале яркого участка контр-джета модельной

⁵Ударные волны с большим скачком скорости возможны при наличии эффективного отвода энергии из окрестностей фронта за счет высвечивания или ускорения частиц.

⁶Наш подход к построению синхротронных карт подробно описан в Приложении С в статье Пономарева и др. (2023) "О природе цепочки узелков в туманности Вела" в этом выпуске журнала.

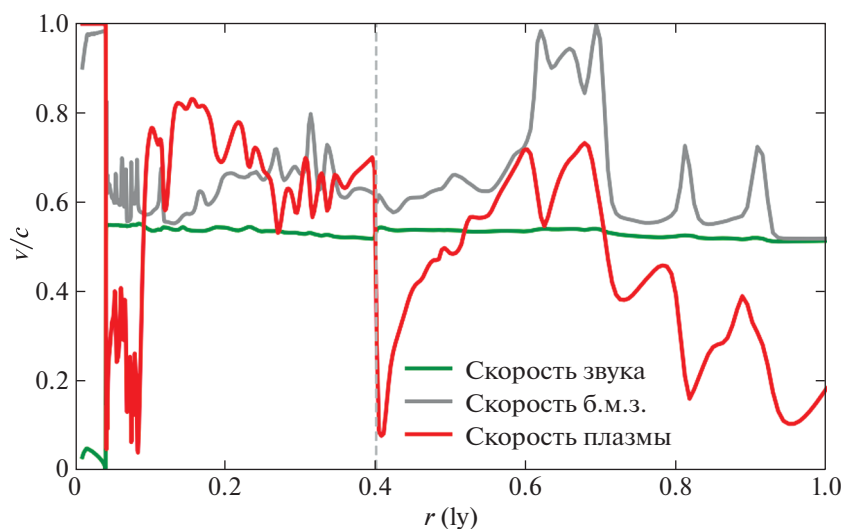


Рис. 5. Профили скоростей плазмы (красная кривая), звука (зеленая кривая) и быстрого магнитного звука (серая кривая) в подветренном полярном истечении (джете) туманности. Профили построены вдоль оси джета. Вертикальным пунктиром отмечено положение ударной волны.

туманности (рис. 1b). Совсем так, как это наблюдается на рентгеновских изображениях ПТ Вела (рис. 1a).

Интересно, что анализ профилей яркости вдоль джета в изображениях ПТ Вела и модельных изображениях дает сопоставимое значение для превышения яркости в области полосы над яркостью соседних областей (~ 1.5 – 2 раза). Заметим, что в согласии с наблюдениями Велы яркий участок модельного контр-джета, обусловленный повышенным давлением и магнитным полем в “запруженном” участке, формируется на много большем расстоянии от пульсара, чем яркий наветренный джет, а также имеет едва заметное внешнее продолжение (подробно рассмотренное в работе Пономарёва и др., 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование структуры и динамики транзвуковых пульсарных туманностей, проведенное в рамках идеальной РМГД (в приближении осевой симметрии туманности с независимым моделированием “северной” и “южной” полусфер), указывает на ударно-волновую природу яркой тонкой детали на рентгеновской карте пульсарной туманности Вела — так называемой поперечной полосы в основании яркой части юго-восточного (подветренного) джета туманности. Такая ударная волна может быть характерной для подветренных джетов пульсарных туманностей с двойным тором, взаимодействующих с транзвуковым или слабо сверхзвуковым потоком и наблюдаемых с подветренной стороны. Ударная волна формируется в

результате интенсивного взаимодействия полярного истечения (джета) с регулярными течениями, характерными для подветренной стороны двухторовых туманностей — с крупномасштабным тороидальным циркуляционным вихрем и менее крупным тороидальным рециркуляционным вихрем в подветренной воронке ударной волны остановки пульсарного ветра. От прочих ударных волн, которые во множестве возникают в джетах туманностей, волна, отвечающая за поперечную полосу, отличается по двум признакам. Она столь сильна, что распространяется из тела джета в окружающую его плазму; и она квазистационарна, т.е. упорно появляется всегда в одном и том же месте туманности — на выходе полярного истечения из рециркуляционного вихря. Вывод об ударно-волновой природе поперечной полосы находится в согласии со спектром этой рентгеновской особенности. Этот спектр степенной и имеет показатель ~ 1.6 – 1.65 (Пономарёв и др., 2018), близкий к показателю спектра излучения нетепловых частиц, ускоренных на ударной волне (см., например, Быков и др., 2017, и ссылки в этой работе)⁷.

Авторы благодарны рецензенту за внимательное прочтение нашей работы и за конструктивные замечания, позволившие нам прояснить ряд

⁷ Отметим, однако, что степенные распределения ускоренных частиц довольно универсальны и формируются во многих других случаях: при пересоединении, при ускорении в сдвиговых течениях, при пересоединении и пр. В последнем случае, однако же, ускорение e^\pm до тераэлектронвольтовых энергий имеет место благодаря тому же механизму Ферми I типа (см., например, Гуо и др. 2021).

вопросов и улучшить представление результатов. Авторы благодарны А.М. Быкову за полезные обсуждения. Авторы также признательны разработчикам кода PLUTO (Миньоне и др., 2007). Численное моделирование двухторовых пульсарных туманностей с помощью кода PLUTO проведено Г.А. Пономарёвым и А.Е. Петровым. Моделирование частично выполнено на подсистеме “Торнадо” суперкомпьютерного центра СПбПУ Петра Великого. Обработка данных наблюдений пульсарной туманности Вела проведена К.П. Левенфиш. Г.А. Пономарёв, А.Е. Петров и К.П. Левенфиш поддержаны базовым проектом 0040-2019-0025 ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амато (E. Amato), arXiv:2001.04442 (2020).
2. Боговалов С.В., Хангулян Д.В., Письма в Астрон. журн. **28**, 425 (2002a) [S.V. Bogovalov and D.V. Khangoulyan], *Astron. Lett.* **28**, 373 (2002a)].
3. Боговалов, Хангулян (S.V. Bogovalov and D.V. Khangoulian), *MNRAS* **336**, L53 (2002b).
4. Бюлер, Блэндфорд (R. Bühler and R. Blandford), *Rep. Prog. Phys.* **77**, Iss. 6, id. 066901 (2014).
5. Бюлер, Джоми (R. Bühler and M. Gioni), *MNRAS* **462**, 2762 (2016).
6. Быков и др. (А.М. Быков, Е. Амато, А.Е. Петров, А.М. Крашилччилов, и К.П. Левенфиш), *Space Sci. Rev.* **207**, 235 (2017).
7. Гельфанд и др. (D.J. Helfand, E.V. Gotthelf, and J.P. Halpern), *Astrophys. J.* **556**, 380 (2001).
8. Гуо и др. (F. Guo, X. Li, W. Daughton, et al.), *Astrophys. J.* **919**, 111 (2021).
9. Дель Занна и др. (L. Del Zanna, E. Amato, and N. Bucciantini), *Astron. Astrophys.* **421**, 1063 (2004).
10. Дель Занна и др. (L. Del Zanna, D. Volpi, E. Amato, and N. Bucciantini), *Astron. Astrophys.* **453**, 621 (2006).
11. Додсон и др. (R. Dodson, D. Lewis, D. McConnel, and A.A. Deshpande), *MNRAS* **343**, 116 (2003).
12. Камю и др. (N.F. Camus, S.S. Komissarov, N. Bucciantini, and P.A. Hughes), *MNRAS* **400**, 1241 (2009).
13. Каргальцев и др. (О. Каргальцев, В. Серутти, Ю. Любарский, и Е. Стриани), *Space Sci. Rev.* **191**, 391 (2015).
14. Комиссаров, Любарский (S.S. Komissarov and Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **349**, 779 (2004).
15. Комиссаров (S.S. Komissarov), *MNRAS* **428**, 2459 (2013).
16. Коронити (F.V. Coroniti), *Astrophys. J.* **349**, 538 (1990).
17. Кси и др. (F. Xie, A. Di Marco, F. La Monaca, K. Liu, F. Muleri, N. Bucciantini, R.W. Romani, E. Costa, et al.), *Nature* **612**, 658 (2022).
18. Левенфиш и др. (К.П. Левенфиш, А.М. Быков, М. Дурент, О.У. Каргальцев, Ю.А. Кропотина, Г.Г. Павлов, А.М. Крашилччилов, и А.А. Уваров), *Mem. S. A. It.* **84**, 588 (2013).
19. Левенфиш и др. (К.П. Levenfish, G.A. Ponomaryov, A.E. Petrov, A.M. Bykov, and A.M. Krassilchtchikov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012020 (2021).
20. Любарский (Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **329**, L34 (2002).
21. Любарский (Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **345**, 153 (2003).
22. Миньоне и др. (A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 228 (2007).
23. Олми, Буккиантини (B. Olmi and N. Bucciantini), eprint arXiv:2301.12903 (2023).
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.12903>.
24. Олми и др. (B. Olmi, L. Del Zanna, E. Amato, N. Bucciantini, and A. Mignone), *J. Plasma Phys.* **82**, 635820601 (2016).
25. Павлов и др. (G.G. Pavlov, O. Kargaltsev, D. Sanwal, and G.P. Garmire), *Astrophys. J.* **554**, L189 (2001).
26. Павлов и др. (G.G. Pavlov, M.A. Teter, O. Kargaltsev, and D. Sanwal), *Astrophys. J.* **591**, 1157 (2003).
27. Пономарёв и др. (Г.А. Ponomaryov, К.П. Levenfish, А.М. Krassilchtchikov, Ю.А. Kropotina, and А.Е. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1038**, 012013 (2018).
28. Пономарёв и др. (Г.А. Ponomaryov, К.П. Levenfish, and А.Е. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400**, 022027 (2019).
29. Пономарёв и др. (Г.А. Ponomaryov, К.П. Levenfish, А.Е. Petrov, and Ю.А. Kropotina), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 012022 (2020).
30. Пономарёв и др. (Г.А. Ponomaryov, К.П. Levenfish, and А.Е. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012021 (2021).
31. Пономарёв Г.А., Фурсов А.Н., Фатеева С.С. и др., Письма в Астрон. журн., в печати (2023).
32. Порт и др. (O. Porth, S.S. Komissarov, and R. Keppens), *MNRAS* **438**, 278 (2014).
33. Рейнольдс и др. (S.P. Reynolds, G.G. Pavlov, O. Kargaltsev, et al.), *Space Sci. Rev.* **191**, 391 (2017).
34. Сирони, Спитковский (L. Sironi and A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **741**, 39 (2011).
35. Черутти, Джьячинти (B. Cerutti and G. Giacinti), *Astron. Astrophys.* **656**, id. A91 (2021).
36. Черутти и др. (B. Cerutti, A.A. Philippov, and G. Dubus), *Astron. Astrophys.* **642**, id. A204 (2020).
37. Шевалье, Рейнольдс (R.A. Chevalier and S.P. Reynolds), *Astrophys. J.* **740**, 26 (2011).
38. Хестер и др. (J.J. Hester, K. Mori, D. Burrows, J.S. Gallagher, J.R. Graham, M. Halverson, A. Kader, F.C. Michel, and P. Scowen), *Astrophys. J.* **577**, L49 (2002).
39. Хестер (J.J. Hester), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 127 (2008).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Численная 2.5D модель основана на РМГД модуле кода PLUTO (Миньоне и др., 2007). Вычислительная сетка — сферическая (r, θ) , с логарифмически растущим шагом по радиальной координате r . Расчетная область имеет размер от 0.01 до 3.13 световых лет. Базовая сетка содержит 96 интервалов по r и 32 интервала по полярному углу $\theta \in [0; \pi]$. Для разрешения мелких структур код автоматически активирует трехуровневое адаптивное измельчение сетки (Adaptive Mesh Refinement — AMR); между соседними уровнями размеры ячеек по каждой из координат отличаются в 2 раза. Расчеты основаны на модели туманности с высоким наклоном ($\alpha = 80^\circ$) и слабо замагниченным

ветром ($\sigma_0 = 0.1$). Модель пульсарного ветра и карты синтетического синхротронного излучения построены общепринятым способом (Дель Занна и др., 2006; Порт и др., 2014; Бюлер, Джиоми, 2016; см. подробное описание в работе Пономарёва и др. (2023) в этом выпуске журнала). Мощность ветра нормирована на скорость вращательных потерь энергии пульсара Вела: $L = 6.9 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} . Плотность внешней среды выбрана такой же, как в работе Бюлера и Джиоми (2016): $\rho_a = 10^{-28}$ г см^{-3} . При надувании модельной туманности вокруг нее искусственным подбором локального течения создавалась разница давлений, имитирующая разность давлений с наветренной и подветренной сторон туманности в трансзвуковом внешнем потоке.