

УДК: 524.3:53

*Памяти Виктора Амазасповича Амбарцумяна*

## ФИЗИКА КРУПНОМАСШТАБНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ: ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

А.Д.ЧЕРНИН

Поступила 3 сентября 1996

Принята к печати 10 октября 1996

Тема обзора - природа областей крупномасштабного вспышечного звездообразования в галактиках. Излагаются и обсуждаются главным образом теоретические исследования. Основное внимание уделяется газодинамическому подходу к проблеме. План обзора таков. Сначала дается краткая сводка эмпирических данных о сверхассоциациях как областях коллективного звездообразования самого большого масштаба в дисковых и неправильных галактиках (п.2); затем описывается один из возможных газодинамических сценариев происхождения этих объектов (п.3); ключевой физической механизм, лежащий в основе сценария, - столкновение ударных волн - изучается на основе соображений общего характера (п.4), а также с помощью компьютерного моделирования (п.5) и лабораторного эксперимента с ударными волнами (п.6); вопрос о возможностях протекания этого процесса в конкретных условиях межзвездной среды дисковых и неправильных галактик обсуждается в п.7; далее в п.8 рассматриваются особенности крупномасштабного коллективного звездообразования в галактиках с перемычкой; эволюция спиральных ударных волн, способная инициировать на этот процесс, служит предметом обсуждения в п.9; далее описаны возможные пути возникновения крупномасштабных областей звездообразования типа сверхассоциаций у центра бара (п.10) и вблизи его концов (п.11); краткое заключение дается в п.12.

1. *Введение.* Около 50 лет назад было выяснено, что звезды образуются группами, причем коллективное звездообразование в галактиках происходит и в современную эпоху эволюции звездных систем [1-6]. Прямым указанием на продолжающееся звездообразование стало обнаружение группировок очень молодых звезд, названных В.А. Амбарцумяном ОВ - ассоциациями. Это дало начало современному развитию физики звездообразования. Разработка первых содержательных теоретических моделей этого процесса обязана в первую очередь накоплению и изучению данных наблюдений о строении и кинематике звездных ассоциаций как примера областей активного формирования массивных звезд [7-10].

Позднее в сферу наблюдательных и теоретических исследований стали включаться также и другие области коллективного звездообразования, имеющие иные массы и пространственные масштабы. Анализ возрастающего объема данных об этих объектах позволил в последние годы сделать ряд новых выводов о закономерностях космогонического процесса в галактиках. Особенно важно, что в сложном многообразии агрегатов звезд и межзвездного вещества удалось выделить особый тип структуры, которой принадлежит, по-видимому, роль первичной ячейки звездообра-

зования [11-14]. Это наибольшая по массе и размерам совокупность отдельных звезд, звездных скоплений и ассоциаций, а также и облаков межзвездной среды, связанных общим происхождением. Такие системы, изученные Ю.Н.Ефремовым и названные им звездными комплексами, охватывают области с поперечником до одного кпк (что по крайней мере в 10 раз больше размера ОВ ассоциаций) и включают в себе массы в десятки миллионов масс Солнца. Процесс активного звездообразования длится в них обычно около 100 млн лет. Таким образом было выяснено, что процесс массового коллективного звездообразования имеет два фундаментальных масштаба - масштаб звездной ассоциации и масштаб звездного комплекса.

В нашей Галактике, в окрестностях Солнца в круге радиусом 3-4 кпк обнаружено более трех десятков звездных комплексов. В один из них, известный уже более ста лет как Пояс Гулда, или Местная система, входит Солнце [12,13]. Типичным образцом таких систем можно считать также комплекс диаметром 0.6 кпк в Персее [12,13]. В его центральной области располагаются два близких друг к другу рассеянных скопления, окруженные 60 звездами-сверхгигантами. В том же объеме присутствуют около десятка цефеид, а рядом находится область продолжающегося звездообразования, погруженная в протяженное и массивное газопылевое облако. Чуть поодаль имеется компактная группа из 8 скоплений.

Большинство звездных комплексов Галактики лежит вдоль ее спиральных рукавов; их особенно много в кольце молекулярных облаков в пределах от 3 до 7 кпк от галактического центра. Комплексы с весьма похожими общими характеристиками наблюдаются и в других галактиках, содержащих значительную газопылевую составляющую. Более полутора сотен комплексов обнаружено, например, в М31. Похоже, что эти объекты являются универсальными "строительными блоками" в структуре спиральных галактик [12-15].

Можно ожидать, что открытие и изучение звездных комплексов окажутся столь же продуктивными для понимания природы звездообразования на современном этапе исследований, как и выяснение в свое время особой космогонической роли ОВ-ассоциаций.

Звездным комплексам посвящены книга [12] и недавние обзоры [14,15], в которых можно найти обширный эмпирический материал о физических характеристиках этих систем, соображения теоретического характера об их происхождении и эволюции, о роли комплексов в структуре дисковых галактик. Не повторяя того, что уже сказано в упомянутой книге и обзорах о звездных комплексах, мы сосредоточимся в данном обзоре на одном особом типе этих систем, который характеризуется самым высоким темпом и самой высокой эффективностью звездообразования.

Эти объекты, открытые В. Бааде еще в конце 50-х годов, получили

название сверхассоциаций [10]. Роль и место этих объектов в общем ряду объектов коллективного звездообразования стали понятны с изучением звездных комплексов. При тех же размерах и массе, сверхассоциации имеют в десятки раз большую светимость, чем типичные комплексы. Если в обычных комплексах содержится по 1-3 ОВ - ассоциации (а то их и нет вовсе), то в ярчайших сверхассоциациях может быть 10-20 ассоциаций плюс еще области III и очень молодые скопления [13]. Пожалуй, самая характерная их особенность состоит в том, что в них происходит коллективная вспышка звездообразования, охватывающая одновременно весь их объем с поперечником до одного кпк или даже больше.

Примерами такого рода объектов могут служить комплекс 30 Золотой Рыбы в Большом Магеллановом Облаке (БМО) и комплекс ОВ 78 = NGC 206 в М31 [16,17]. Первый из них послужил для Бааде прообразом сверхассоциаций [10]. В духе современных представлений о крупномасштабном звездообразовании можно сказать, что сверхассоциации представляют собой экстремальный по светимости класс звездных комплексов: это самые крупные по массе и размеру области бурного вспешечного звездообразования в галактиках [17].

Выяснение (в указанных работах, а также и в ряде других исследований - см. ниже) особенностей пространственно-временной структуры сверхассоциаций, их роли и места в общем ряду объектов тех же размеров и масс позволяет, как представляется, по-новому поставить вопрос о физической природе крупномасштабных вспышек коллективного звездообразования в галактиках. Ниже рассматривается газодинамический аспект проблемы сверхассоциаций. Дается обзор нелинейных сверхзвуковых газодинамических течений большого пространственного масштаба в межзвездной среде, основное внимание уделяется газодинамическим эффектам, связанным с ударными волнами, их эволюцией и взаимодействием ударных фронтов друг с другом. Эти эффекты, судя по всему, существенны для физики крупномасштабного звездообразования - наряду, конечно, с эффектами гравитационными (джинсова неустойчивость) и термодинамическими (тепловая неустойчивость), а также, возможно, и эффектами, связанными с магнитным полем.

Как известно, сверхзвуковые движения и ударные волны представляют собой одну из наиболее характерных черт динамики межзвездной среды [18,19]. Самые большие по пространственному масштабу ударные волны связаны с протеканием межзвездного газа через гравитационный потенциальный рельеф спиральной структуры. Сферические ударные фронты с радиусами, достигающими килопарсека и более, возникают в результате мощного энерговыделения при множественных вспышках сверхновых звезд и благодаря интенсивному звездному ветру, сопровождающему

эволюцию массивных звезд. Наконец, ударные волны галактического масштаба возникают при приливных и контактных взаимодействиях галактик, богатых газом.

Распространяясь в космической среде, ударные фронты могут сталкиваться друг с другом. В межзвездной среде такого рода взаимодействия способны, вероятно, происходить не слишком редко, особенно в неправильных галактиках. Наблюдения гигантских и сверхгигантских расширяющихся оболочек в газе БМО (см. [20,21]) довольно определенно указывают как на саму возможность столкновений, так и на их связь с областями активного звездообразования. Крупномасштабное вспышечное звездообразование может быть также связано с нелинейной трансформацией спиральных ударных волн в газовых дисках галактик.

Эти возможности изучаются в последнее время с привлечением и общих качественных газодинамических соображений, и компьютерного моделирования.

Теория звездообразования все еще далека от полноты и завершенности, и это относится не только к коллективным вспышечным явлениям типа сверхассоциаций, но в почти равной степени и к обычному, не бурному течению процесса. Можно ожидать, что привлечение новых газодинамических механизмов, ранее не обсуждавшихся в данном контексте, позволит продвинуться в разработке всего "газодинамического сектора" будущей общей теории коллективного формирования звезд.

2. *Сверхассоциации.* Представление о сверхассоциациях как наибольших по размеру и массе областях бурного звездообразования было выдвинуто Бааде в его знаменитых Гарвардских лекциях [10] на основе изучения объекта 30 Золотой Рыбы в БМО и подобных ему объектов в других галактиках. Бааде говорил: "Шепли заметил их несколько лет назад и назвал созвездиями; я думаю, что по аналогии с термином "ассоциации" мы можем назвать их сверхассоциациями..."

Сравнение с ассоциациями было существенно для Бааде; он отмечал, что сверхассоциации - это не просто очень большие ассоциации, превышающие по размеру обычные ассоциации в десятки раз, а совершенно особый новый класс объектов. "Я полагаю, очень важно осознать, что звездообразование происходит на двух масштабах - в ассоциациях, как их определил В.А.Амбарцумян, с диаметрами порядка 10 или 100 пк и в обширных областях с диаметрами в 500 пк или даже 600 пк."

Сверхассоциации - довольно редкие объекты; в нормальных галактиках их не более одного процента по числу от звездных комплексов, имеющих те же размеры и массы [12,17]. Например, в Местной группе имеется по крайней мере три сотни "стандартных" комплексов и только три сверхассоциации: это уже упомянутые выше 30 Золотой Рыбы (30 Doradus) в БМО и объект NGC 206 = OB 87 в М 31, а также NGC 604 в М 33.

Бюраканские астрономы [22] нашли 150 сверхассоциаций в 57 гигантских спиральных галактиках за пределами Местной группы. Относительно часто сверхассоциации встречаются в неправильных галактиках типа БМО и особенно в так называемых клочковатых неправильных галактиках, которые по существу просто состоят каждая из нескольких (а иногда и до десятка) сверхассоциаций [12,23,24].

Ряд аргументов свидетельствует в пользу того, что сверхассоциации вряд ли представляют собой короткую начальную эволюционную стадию в истории каждого стандартного комплекса [12,17]. Скорее их рождение обязано возникновению каких-то особенно благоприятных физических условий для вспышки крупномасштабного коллективного звездообразования в данной области межзвездной среды. Некоторые указания на характер этих условий могут быть, возможно, получены на основе данных о пространственной структуре этих систем и их звездном составе.

Сверхассоциация NGC 206 = OB 78 служит в этом смысле одним из показательных примеров. Она расположена в одном из спиральных рукавов М 31 вблизи края газового диска. Эта сверхассоциация обладает весьма четко очерченной бинарной пространственной структурой [12]. В системе имеются две отчетливо отделенные друг от друга компоненты более или менее одинаковых (во всяком случае, сравнимых) размеров с примерно сотней OB звезд в каждой из компонент. Возраст этих звезд меньше 10 млн лет. На внешнем крае одной из компонент располагаются области H II. В другой компоненте наблюдаются цефеиды с возрастом около 40 - 50 млн лет. Между компонентами протянулась пылевая полоса, длина которой сравнима с размерами компонент.

Эти данные указывают как на пространственную структуру системы, так и на ее эволюционную историю. Можно сказать, что данная сверхассоциация обнаруживает не только бинарную пространственную структуру, но также и бинарную временную структуру. Очевидно, что в ее истории имели место по крайней мере два события коллективного звездообразования - одно около 50 млн лет назад, а другое менее 10 млн лет назад. По-видимому именно это второе событие и превратило систему в сверхассоциацию: бурное звездообразование охватило практически одновременно целиком обе области двухкомпонентной системы.

"Образцовая" сверхассоциация 30 Золотой Рыбы обладает весьма сложной пространственной структурой; в ней, однако, определенно могут быть выделены две доминирующие компоненты приблизительно одинаковых размеров - восточная и западная. Стоит уточнить, что под сверхассоциацией понимается так называемая область IV, которая включает в себя компоненты 30 Dor East и 30 Dor West [12]. (Сверхновая 1987A вспыхнула именно в этом комплексе.) Две эти компоненты находятся в пределах сверхоболочек, обнаруженных Мибурном [20,21];

при этом границы компонент по своим очертаниям почти точно совпадают с этими оболочками. Форма и размеры обих компонент весьма близки друг к другу. Они представляют собой на фотографиях почти правильные круги с практически равными радиусами, составляющими 450-500 пк.

Между компонентами имеется пылевая полоса, а с востока к этой полосе примыкает самый яркий объект сверхассоциации - Туманность Тарантул. Она представляет собой обширную область Н II, подсвеченную множеством молодых ОВ-звезд.

Бинарная структура сверхассоциации 30 Золотой Рыбы была отмечена еще в работах Воронцова-Вельяминова [25,26], где две подобласти называются "голубыми близнецами". У Воронцова-Вельяминова указываются также и другие образцы такого рода бинарных структур в галактиках (часто пекулярных и/или взаимодействующих).

Еще один интересный пример бинарной пространственно-временной структуры демонстрирует объект ОВ 21 в М 31. Это не "классическая" сверхассоциация, но, возможно, сверхассоциация на самой ранней стадии своего формирования [26]. Молодые области Н II делают в этом случае бинарную пространственную картину еще более контрастной: они располагаются по обеим сторонам пылевой полосы. Два поколения звезд отчетливо различимы в обеих подобластях системы - сравнительно старое поколение цефеид и очень молодое поколение ОВ звезд и областей Н II.

По-видимому, бинарная структура характерна для большинства крупномасштабных областей бурного звездообразования. Немалое число объектов такого рода обнаружено в наблюдениях Хаббловского космического телескопа (см., например, сообщения на конференции [16]). К этому нужно добавить, что существуют сверхассоциации, в которых наблюдается и более сложная - трехкомпонентная или даже многокомпонентная - структура [16].

Далее мы обсудим предпринимаемые в последние годы попытки объяснить характерные свойства сверхассоциаций, выявить обстоятельства, превращающие звездный комплекс в крупномасштабную область экстремально эффективного звездообразования. Речь пойдет главным образом о результатах теоретических работ, в основе которых лежит газодинамический подход к данной проблеме, содержатся соображения о возможных эволюционных схемах, или сценариях, для картины формирования сверхассоциаций и изучаются базовые физические процессы, на которые эта картина могла бы опираться.

3. *Столкновение ударных волн: газодинамический сценарий для сверхассоциации.* Начнем с одного примера возможной последовательности событий, способных привести в итоге к возникновению

явления сверхассоциации. Это сценарий, в котором ключевая роль принадлежит ударным волнам и их взаимодействиям [27]. В самом простом варианте он мог бы выглядеть следующим образом:

1. В отдельных, но соседних участках межзвездной среды происходит почти одновременное формирование двух очагов звездообразования (например, в спиральной рукаве за фронтом спиральной ударной волны). Энерговыведение, обязанное интенсивному звездному ветру от массивных звезд, а также множественным вспышкам сверхновых, порождает в каждой из этих областей сферическую ударную волну, которая быстро расширяется и собирает газ в плотную оболочку.

2. Два расширяющихся сферических фронта в определенный момент приходят в соприкосновение между собой в области между центрами исходных очагов звездообразования и испытывают затем нелинейное взаимодействие. Один из результатов взаимодействия - формирование отраженных ударных волн, которые движутся назад к центрам первоначальных сферических ударных фронтов.

3. Отраженные фронты увлекают за собой значительные массы газа, который оказывается весьма плотным: он дважды сжат ударными волнами - сначала исходными, а затем и отраженными. Этот плотный газ впрыскивается таким путем внутрь почти пустых сферических объемов, что вызывает эффект прорыва (как это называют в теории сильного взрыва в неоднородной атмосфере), или, что то же, эффект шампанского (как чаще говорят в астрофизике). Распространение газа в этих объемах сопровождается его турбулизацией и фрагментацией, что в конечном итоге создаст условия для эффективного и повсеместного бурного звездообразования одновременно в обоих объемах.

Первая стадия этой эволюционной схемы опирается на довольно хорошо изученную газодинамику формирования расширяющихся сферических оболочек - или, как часто говорят, сверхоболочек, учитывая их килопарсековые размеры - вокруг областей звездообразования, изложенную, например, в обзорах [28,29]. Расширяющиеся крупномасштабные оболочки, созданные ударными волнами, реально наблюдаются в межзвездной среде [20,21].

Для второй стадии привлекается нелинейная физика столкновения ударных волн, которая, насколько известно, до работы [27] не использовалась в данном контексте. По этой причине о физике столкновения ударных фронтов будет подробно рассказано ниже в трех следующих параграфах. Исходным базовым образцом для этого анализа служит теория, построенная Курантом и Фридрихсом [30]. В астрофизических приложениях она впервые рассматривалась в работе [31].

Третья стадия основывается на результатах теории столкновения ударных волн, а также на результатах, относящихся к эффекту прорыва,

или, что то же, эффекту шампанского [28,32,33]. Что же касается высокой эффективности массового звездообразования в турбулизованном газе большой плотности, как это предполагается на третьей стадии процесса, то на этот счет имеются аргументы, приводимые в работах [17,29,34-36].

4. *Конфигурация Куранта-Фридрихса*. Процесс взаимодействия ударных фронтов изучается в классической книге [30], на примере которой фигурируют два одинаковых по интенсивности и радиусу сферических ударных фронта, распространяющиеся в однородной среде. В определенный момент фронты приходят в соприкосновение друг с другом в точке, лежащей на равных расстояниях от центров "взрывов" на соединяющей эти центры прямой. Здесь скорости фронтов равны по величине и противоположны по направлению; очевидно, что течение останавливается в этой точке, через нее нет переноса вещества. В моменты времени, непосредственно следующие за моментом первого контакта фронтов, происходит формирование двух отраженных ударных фронтов, распространяющихся в противоположные стороны от зоны контакта первоначальных ударных фронтов. Эта зона, представлявшая собой в первый момент точку, превращается затем в объем, разделенный пополам центральным кругом остановки течения, через который нет переноса вещества. Такая структура течения сохраняется качественно до тех пор, пока возрастающий со временем угол между вектором скорости первоначального фронта на границе круга остановки течения и нормалью к плоскости симметрии не достигнет некоторого критического значения (близкого обычно к  $25^\circ$ ).

С достижением критического угла начинается перестройка течения, и к моменту, когда указанный угол составит примерно  $40^\circ$  (при показателе адиабаты  $\gamma = 5/3$ ) зона взаимодействия фронтов приобретает сложную структуру, которая включает в себя еще один ударный фронт, а также и две поверхности тангенциального разрыва (рис. 1). Новый ударный фронт, называемый маховским, представляет собой кольцевую поверхность, которая соединяет встречные сферические ударные фронты, не доходящие теперь до плоскости симметрии течения. Маховский фронт распространяется наружу, так что радиус и ширина этой поверхности возрастают со временем. Две поверхности тангенциального разрыва отделяют газ, прошедший через маховский фронт, от газа, который прошел последовательно через падающие и отраженные ударные фронты. На этих поверхностях претерпевают разрыв как касательная компонента скорости, так и плотность газа.

Динамическая структура, показанная на рис. 1, называется конфигурацией Куранта-Фридрихса.

Построенная из таких нелинейных динамических элементов, как ударные фронты и тангенциальные разрывы, эта конфигурация, очевидно,

не может быть стационарной. Она должна продолжать эволюционировать как из-за взаимодействия этих элементов между собой, так и в результате собственных их (элементов) трансформаций. В результате общая структура течения должна претерпеть значительные изменения, которые, начиная с некоторой стадии, уже не описываются моделью Куранта-Фридрихса. Основные направления этих изменений можно выяснить с помощью соображений качественного характера, которые мы сейчас приведем; затем, в следующем параграфе, будет сказано также и о численном моделировании процесса.

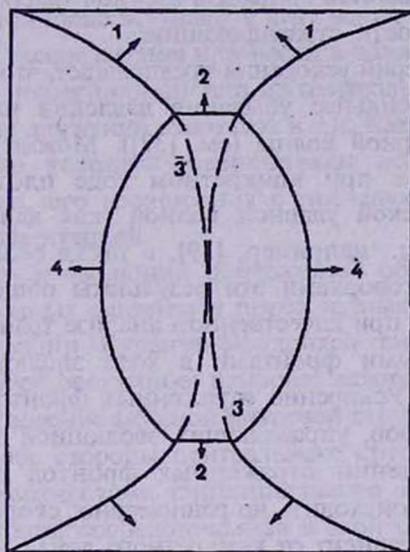


Рис. 1. Конфигурация Куранта-Фридрихса. 1 - исходные сталкивающиеся фронты; 2 - маховский фронт; 3 - тангенциальные разрывы; 4 - отраженные фронты.

Начнем с отраженных ударных волн. Их динамика и геометрия существенным образом зависят от распределения плотности газа в области, где они распространяются. Характер этого распределения определяется исходными ударными фронтами, которые "выметают" газ из сферического объема, ограниченного их фронтами, и формируют из него плотные и сравнительно тонкие расширяющиеся оболочки с довольно крутым падением плотности внутрь к их центрам. По этой причине каждый из отраженных фронтов движется в неоднородной среде. Для головного участка фронта (а в первое время и для фронта в целом) плотность газа оказывается падающей в направлении распространения.

Из общей теории ударных волн известно, что в случае распространения в среде убывающей плотности динамика ударных волн обладает рядом особенностей. Основная из них состоит в том, что при таких условиях

ударная волна движется, вообще говоря, с ускорением: там, где плотность среды падает, скорость фронта со временем должна возрастать [37,38]. Отсюда вытекает, что отраженные ударные фронты в конфигурации Куранта-Фридрихса должны двигаться внутрь каверн с ускорением.

Существует простое соотношение [37,38], количественно описывающее этот эффект:

$$V \propto \rho^{-N},$$

где  $N = 1/5$  и  $N = 1/2$  для соответственно адиабатического и изотермического режимов распространения ударных волн. Оно получено в случае плоско стратифицированной среды для плоской ударной волны с фронтом, параллельным плоскости стратификации.

Физический критерий ускорения предполагает, что влияние локального падения плотности сильнее убывания давления или момента в ходе распространения ударной волны (см. [32]). Можно проверить, что это условие выполняется при конкретном ходе плотности в кавернах, образуемых сферической ударной волной (как адиабатической, так и изотермической) - см., например, [39], а также обзор [28].

С очевидными оговорками эти результаты общего характера могут быть использованы и при качественном анализе трансформаций, претерпеваемых отраженными фронтами в ходе эволюции конфигурации Куранта-Фридрихса. Ускорение отраженных фронтов - один из самых существенных факторов, управляющих эволюцией этой конфигурации.

При распространении отраженных фронтов вглубь каверны их ускорение должно происходить не равномерно: скорость в данной точке поверхности фронта зависит от конкретного локального хода плотности в соответствующей области пространства в направлении распространения данного участка фронта. Это создает возможность изменения не только динамики, но и геометрии отраженных фронтов по мере их углубления в каверны. Анизотропия распределения плотности вдоль направления распространения фронта ведет к тому, что движение газа за фронтом отраженной волны становится коллимирующимся. Действительно, самоускорение ударного фронта происходит быстрее всего в головном участке фронта у оси симметрии течения: там падение плотности особенно крутое. Вместе с тем боковые участки фронта движутся в среде с более пологим профилем плотности в направлении их распространения; поэтому ускорение таких участков происходит медленнее, чем "головы" отраженного фронта. На определенном этапе движения фронта отставшие боковые его участки окажутся, как легко видеть из общей геометрии картины, в условиях, когда плотность среды для них будет уже не падающей, а, наоборот, растущей в направлении распространения.

Такое различие в скоростях движения разных участков отраженного фронта возрастет со временем и должно вести в итоге к трансформации

поля скорости в потоке за фронтом и самой формы этого потока. Каждый из отраженных фронтов имел с самого начала выпуклую (в сторону движения) поверхность. Ясно теперь, что с течением времени кривизна фронта в его головной части должна нарастать из-за неравномерного ускорения фронта. Поток газа за таким фронтом стремится превратиться в направленное течение или даже струю, движущуюся вдоль оси симметрии картины. Это происходит на тех стадиях развития течения, на которых головная часть отраженной ударной волны не достигла еще центра каверны. То, что происходит с потоком позднее, на тех стадиях, когда центр уже пройден, не поддается простому качественному рассмотрению. На этом этапе вступают в игру новые физические факторы: изменение характера распределения плотности в области движения фронта, вовлечение в поток новых порций газа из центральной зоны структуры, завихренный характер движений этого газа и т.п. Как можно предполагать, в совокупности эти условия обеспечивают возможность быстрой деколлимации потока, его расширения с последующей турбулизацией, охлаждением и фрагментацией.

Обратимся теперь к эволюции центральной области картины, зоны взаимодействия исходных фронтов и порожденных им новых разрывов. Эта часть конфигурации Куранта-Фридрихса также претерпевает со временем значительную эволюцию, наиболее важным моментом которой должно быть возникновение мощной вихревой структуры в двух объемах, расположенных по обе стороны центрального круга остановки движения и ограниченных поверхностями тангенциального разрыва и отраженных фронтов. Завихренность, сосредоточенная в этой области, рождается на фронтах отраженных ударных волн.

Исходное течение, связанное с первоначальными ударными фронтами, является, очевидно, безвихревым, - но лишь до тех пор, пока не началось взаимодействие этих фронтов и не возникли отраженные фронты. С возникновением отраженных фронтов течение существенным образом перестраивается. Если рассматривать процесс генерации вихрей в системе отсчета, связанной с отраженным фронтом, то окажется, что натекающий на него безвихревой поток должен становиться после пересечения фронта расходящимся. Действительно, на фронте сильно уменьшается нормальная к фронту компонента скорости, тогда как тангенциальная компонента остается неизменной. Такое течение уже не может быть безвихревым. Завихренность генерируется в любой точке фронта, в которой кривизна фронта не равна нулю и имеется также отличная от нуля касательная компонента скорости натекающего газа. Тангенциальные разрывы, располагающиеся в центральной зоне, тоже дают вклад в картину вихревого движения; они представляют собой, как принято говорить, сосредоточенные вихри, или вихревые слои. На центральные вихревые структуры в их развитом состоянии должна, по-видимому, приходиться

значительная доля кинетической энергии всего течения. С течением времени завихренный поток газа из этой зоны должен устремиться вслед за убегающими отраженными фронтами. Можно ожидать, что на определенном продвинутом этапе эволюции газ из центральной зоны будет двигаться как бы в "каналах", проложенных в общем распределении газа головными частями отраженных ударных фронтов. При такой сильной анизотропии среды и сами эти вторичные потоки должны быть, как можно ожидать, анизотропными, коллимированными.

*5. Эволюция конфигурации Куранта-Фридрихса: компьютерное моделирование.* Изложенные выше качественные соображения, касающиеся продвинутых стадий эволюции конфигурации Куранта-Фридрихса, находят подтверждение и количественную конкретизацию в трехмерных (с аксиальной симметрией) численных моделях взаимодействия сильных сферических ударных фронтов [40-43] (см. также [44]). Численное моделирование [40-43] выполнялось в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН с использованием эффективного метода компьютерного моделирования гидродинамических процессов, разработанного Фурсенко и др. [45]. Описываемая ниже модель соответствует адиабатическому режиму течения, при котором потери энергии на излучение пренебрежимо малы. (Ниже будут указаны условия, когда адиабатическое приближение применимо, и когда высвечивание должно считаться существенным.)

Принятое при моделировании "начальное" состояние ударных фронтов и создаваемых ими сферических оболочек отвечает решению Седова. В момент начала счета отношение давления сжатого газа непосредственно за фронтом к давлению среды перед фронтом задается (в данном конкретном варианте модели) равным 20. Рис. 2-5 демонстрируют результаты моделирования тех стадий процесса взаимодействия сильных сферических ударных фронтов, которые не описываются теорией Куранта-Фридрихса. На рис. 2 показана картина в момент времени, следующий вскоре за моментом прохождения отраженными фронтами центров исходных "взрывов". Заметно ослабление тангенциального разрыва, выходящего из тройной (маховской) точки конфигурации (в ней сходятся три ударных фронта). Интенсивность же маховского фронта мало отличается от интенсивности исходного фронта.

Что касается потока, сформированного отраженным фронтом, то его скорость, достигнув наибольшего значения при приближении к центру каверны, далее убывает; граница головного участка потока становится лишь слабо различимой ввиду его относительно малой интенсивности и в еще более поздние моменты уже не отслеживается расчетной сеткой. После прохождения центра каверны поток испытывает быстрое расплывание практически по всему ее объему.

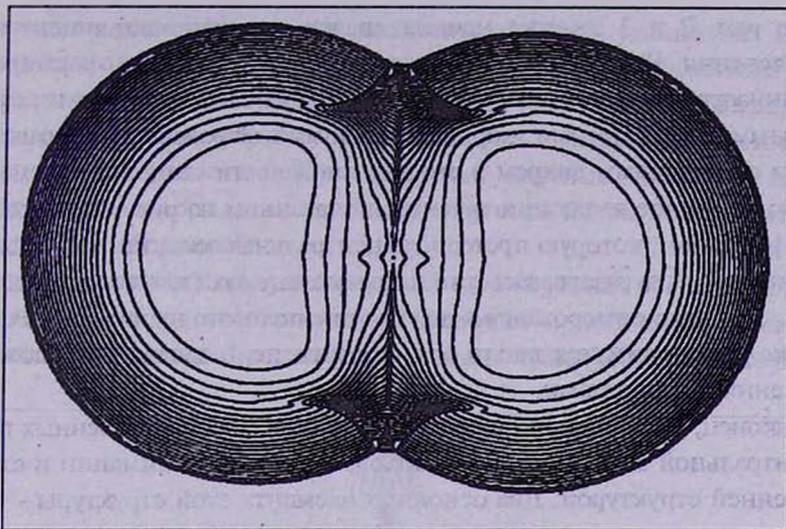


Рис. 2. Картина течения, даваемая изолиниями плотности, в момент времени  $t = 3.5t_*$ , где  $t_*$  - время от момента "взрыва" до момента первого касания фронтов. Численный эксперимент [42].

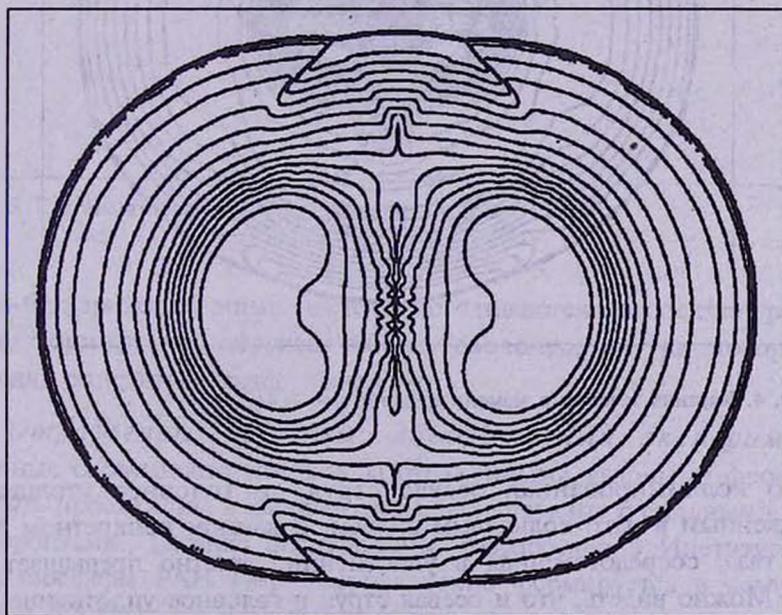


Рис. 3. Картина течения в момент времени  $t = 11.9t_*$ .

На рис. 2 и 3 заметна начинающаяся трансформация центральной зоны течения. В этой зоне появляются первые признаки формирования двух анизотропных потоков, устремляющихся вслед за потоками, сформированными отраженными ударными фронтами. Зарождение направленного потока с кольцевым вихрем в его головной части становится заметно на следующем этапе эволюции течения, показанном на рис. 4. Это результат трансформации, которую претерпела центральная зона, которая к данному моменту времени разорвалась уже на два кольцевых (точнее, тороидальных) вихря. Эти вихри вморожены в два противоположно направленных потока газа, которые движутся вдоль оси картины по "каналам", проложенным отраженными фронтами.

Наконец, рис. 5 демонстрирует стадию развитых направленных потоков из центральной зоны с весьма высокой степенью коллимации и сложной внутренней структурой. Два основных элемента этой структуры - тонкая,

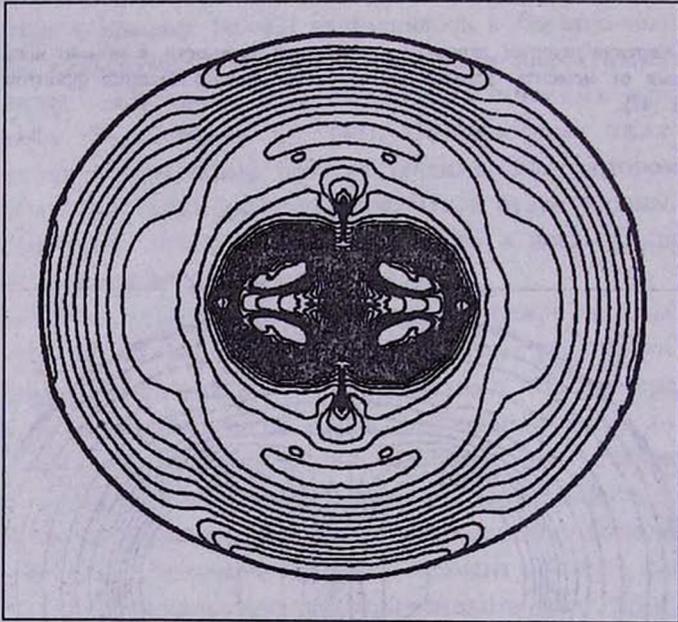


Рис. 4. Картина течения в момент времени  $t = 34.4t_0$ .

сильно коллимированная осевая струя и головное утолщение с вмороженным в него кольцевым вихрем. В данном конкретном расчете масса газа, сосредоточенная в уплотнении, заметно превышает массу струи. Можно видеть, что и осевая струя и головное уплотнение имеют "трубчатое" строение: плотность в них мала на самой оси и возрастает к краю поперечного сечения. На рис. 5 хорошо различим также центральный круг остановки течения; он выглядит как тонкий диск с

центральным утолщением и с вложенным в это утолщение малым центральным диском. Слева и справа от большого диска располагаются два мощных кольцевых вихря, вобравших в себя и преобразовавших в четкую регулярную структуру почти весь запас завихренности, сосредоточенной ранее в центральной зоне картины. Внешняя кромка большого центрального диска тоже несет круговой вихрь, но сравнительно небольшой интенсивности.

Отметим одну характерную черту всей этой картины: исходные фронты и созданные ими плотные внешние оболочки практически полностью сохраняются на весьма продвинутых стадиях трансформации структуры

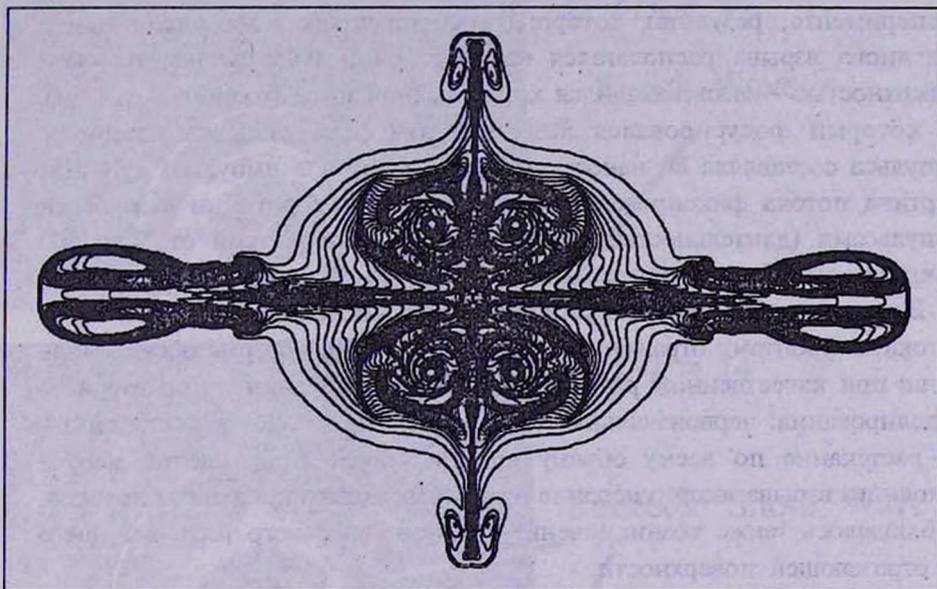


Рис. 5. Картина течения в момент времени  $t = 856\frac{1}{2}$ .

Куранта-Фридрихса. С ними постепенно сливаются маховские фронты, так что формируется округлая общая оболочка, внутри которой и происходят описанные выше процессы.

#### 6. *Отраженные фронты: лабораторный эксперимент.*

Интересные особенности потоков за отраженными ударными фронтами могут быть прослежены в лабораторном эксперименте с сильными ударными фронтами. Техника эксперимента разработана в Институте динамики геосферы РАН [46]. Ударная волна формируется в воздухе в результате быстрого энерговыделения при падении лазерного импульса большой мощности на острие металлической иглы. По условиям эксперимента реализуется адиабатический режим течения. Ударный фронт быстро сферизуется и картина оказывается близкой к автомобильному

решению Седова. Структура волны и ее эволюция фиксируется с помощью специальной высокоскоростной съемки при освещении лазерным лучом (с применением так называемого шпирен-метода в темном поле). На сделанных таким путем снимках яркость данного участка потока преобразует локальный градиент плотности газа, причем яркость тем больше, чем больше градиент.

В специально поставленном (по нашему предложению) модельном эксперименте изучалось столкновение двух ударных волн и возникновение отраженных ударных волн [47]. Сферический ударный фронт, созданный указанным способом, испытывал столкновение с плоской (стеклянной) поверхностью, которая имитировала второй ударный фронт. В конкретном эксперименте, результат которого воспроизводится на рис.6, центр исходного взрыва располагался на расстоянии 0.45 см над плоской поверхностью - здесь находился конец медной иглы (толщиной 0.2 см), на который фокусировался лазерный луч. Длительность лазерного импульса составляла 80 наносекунд (нс), энергия в импульсе - 10 Дж. Картина потока фиксировалась при освещении короткими лазерными импульсами (длительностью около 30 нс) с интервалами от 5 до 800 микросекунд. Полная длительность процесса - около 1 миллисекунды.

В эксперименте довольно четко проявились основные черты эволюции потока за фронтами отраженных ударных фронтов, которые обсуждались выше при качественном рассмотрении и на основании компьютерного моделирования: первоначальная тенденция этих потоков к коллимации, их растекание по всему объему кавсрны после прохождения центра исходного взрыва, возникновение вторичных коллимированных потоков. Наблюдалось также возникновение мощного вихревого тора, лежащего на отражающей поверхности.

Дополнительный важный момент - неосесимметричные возмущения, которые развиваются и усиливаются со временем, причем они особенно ярко проявляются в динамике вторичных потоков (см. рис. 6). (В компьютерном моделировании такие возмущения отсутствуют по причине принятой с самого начала симметрии течения.) В духе космогонического сценария, о котором речь шла выше, подобная гидродинамическая неустойчивость может рассматриваться как один из возможных механизмов турбулизации газа, служащего материалом для формирования второго поколения звезд сверхассоциации.

**7. Сверхоболочки и сверхассоциации.** В природе существует грандиозная естественная лаборатория космической газодинамики - это БМО. Для целей нашего рассмотрения особенно важно, что в этой неправильной галактике наблюдаются 9 сверхоболочек с диаметрами от 600 до 1000 пк [20,21]. Типичная оболочка состоит из внешнего нейтрального слоя и внутреннего слоя, в котором газ ионизован

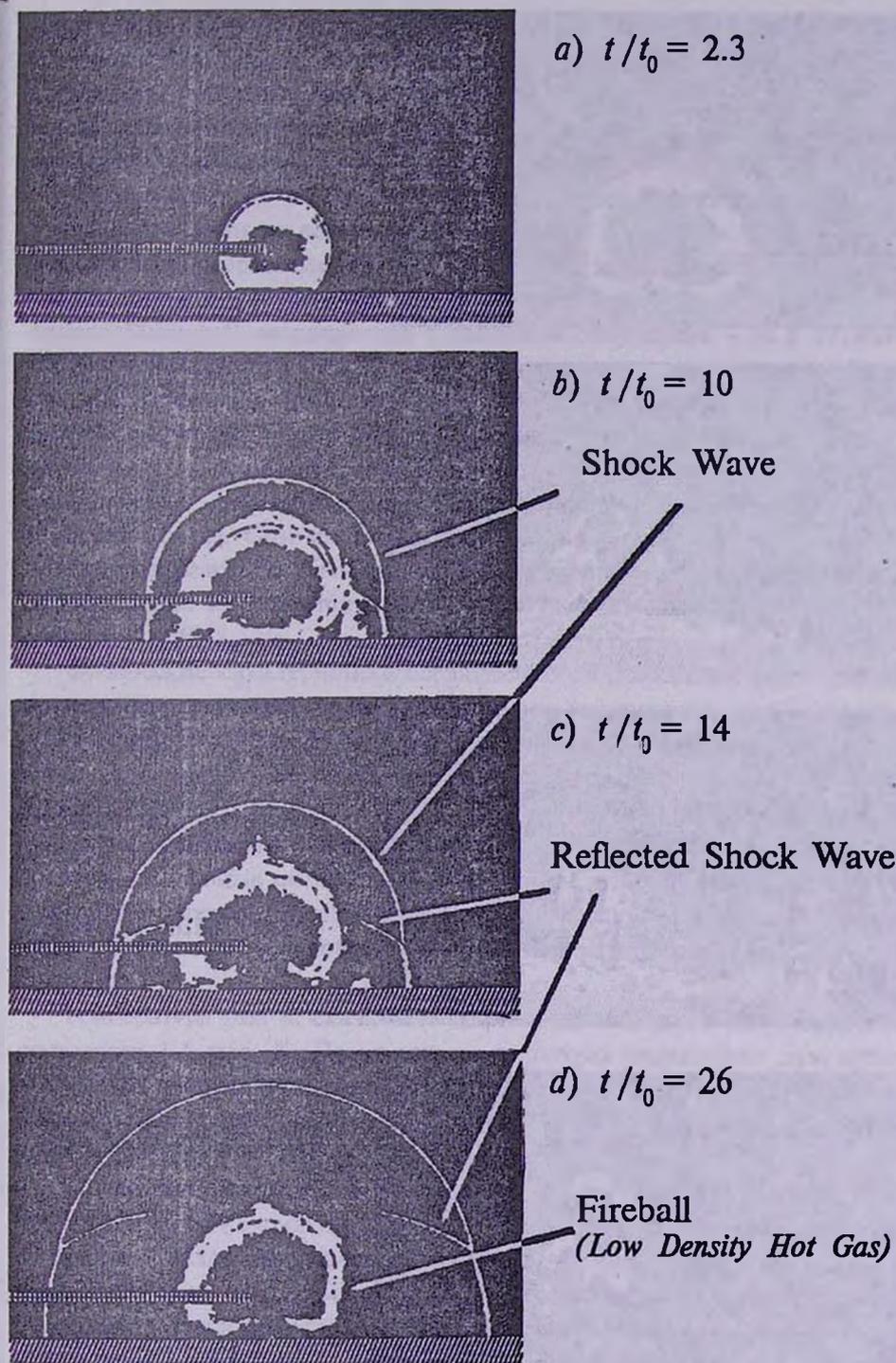
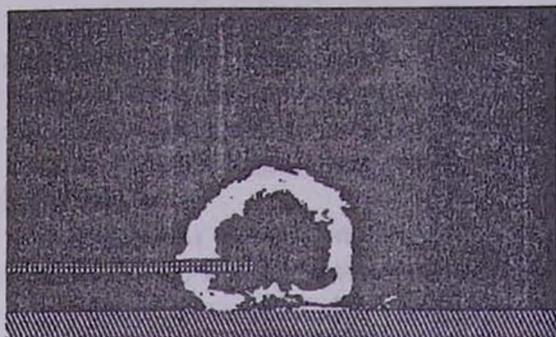
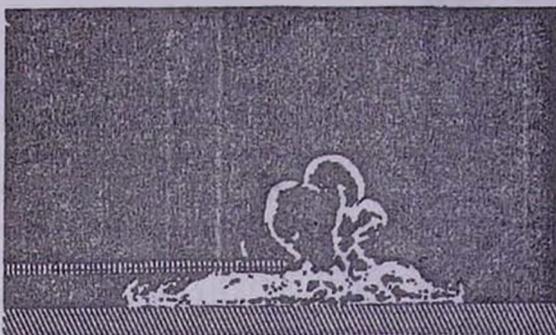


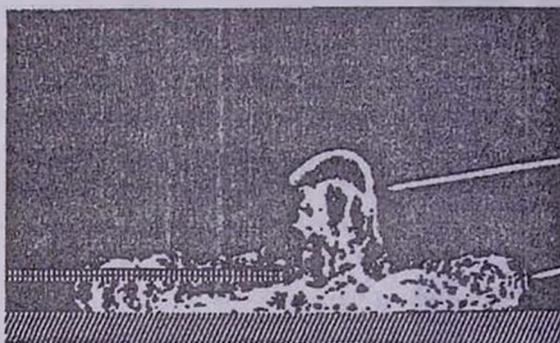
Рис. 6. Лабораторный эксперимент с отраженным ударным фронтом - последовательные стадии процесса [47].



e)  $t/t_0 = 46$



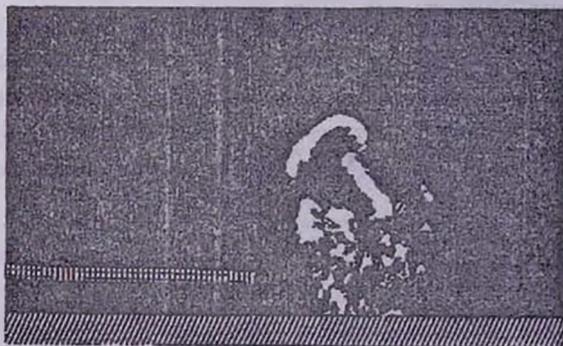
f)  $t/t_0 = 300$



g)  $t/t_0 = 670$

Vortex Jet

Toroidal Vortex



h)  $t/t_0 = 5300$

Рис. 6. (продолжение).

излучением сотен ОВ звезд, содержащихся внутри области, ограниченной оболочкой. Имеются оценки скорости расширения оболочек: они составляют 9-18 км/с. Возраст оболочек оценивается в 15 - 26 млн. лет. Среда вне оболочек имеет плотность около одной частицы в см<sup>3</sup> и температуру примерно 80 К.

Обнаружено по крайней мере два случая, когда сверхоболочки сталкиваются или во всяком случае касаются друг друга. Столкновение испытывают сверхоболочки, очерчивающие две главные компоненты сверхассоциации 30 Золотой Рыбы. Эти оболочки (их номера 2 и 3 в списке Мибурна) расширяются с близкими скоростями - 14 и 13 км/с. Их возраст составляет 19 и 22 млн лет. По краткому замечанию Мибурна [48], столкновение сверхоболочек может создавать здесь область активного звездообразования. В описанном выше (п.3) сценарии эта идея находит развитие и физическое обоснование. Другой случай возможного столкновения - две близкие оболочки, имеющие номера 4 и 5 в списке Мибурна [20,21]. Они имеют скорости расширения 18 и 9 км/с.

Важные результаты наблюдений и интерпретации сверхоболочек и порождающих их гигантских взрывов и ударных волн можно найти в работах [28,29,48-52].

Физические характеристики наблюдаемых сверхоболочек подсказывают возможные значения газодинамических параметров для гидродинамической картины формирования сверхассоциаций (см. указанный выше сценарий). Так, скорости ударных фронтов в момент их столкновения должны быть равны 10-20 км/с. При указанной выше температуре среды перед фронтом соответствующие числа Маха составляют 5-10. Это достаточно сильные по интенсивности волны, чтобы к ним можно было применять теорию Куранта-Фридрихса и результаты компьютерного и лабораторного моделирования для процесса столкновения ударных фронтов.

Температура газа за скачком в ударных волнах такой интенсивности составляет 1-6 тыс. К. При таких температурах охлаждение газа путем объемного излучения происходит очень медленно, так что процесс взаимодействия фронтов можно считать с хорошей степенью точности адиабатическим (ср. выше).

Возвращаясь к сценарию п.3, отметим, что в рамках описанной в нем космогонической схемы двухкомпонентность сверхассоциации заложена в качестве исходного предположения: речь идет о двух соседних и приблизительно одновременно возникших областях звездообразования. В пользу правдоподобности такой возможности можно привести следующее соображение. Звездообразование за фронтом спиральной ударной волны действительно происходит так, что более или менее одновременно возникают отдельные области звездообразования,

образующие цепочки вдоль спиральных рукавов. Судя по всему, это надежный наблюдательный факт [12-14,53].

Из условия "единства места и времени" вытекает возможность "единства действия" - столкновение фронтов ведет к повторной и, вероятно, более яркой вспышке звездообразования одновременно в обеих областях в результате впрыскивания вещества в эти области отраженными ударными фронтами.

Похоже, что такого рода сценарий дает возможность ответить на ряд существенных вопросов, связанных со структурными особенностями сверхассоциаций, с их происхождением. Вот лишь некоторые из них. Почему взаимодействие соседних и одновременно возникающих областей звездообразования происходит так редко в нормальных спиральных галактиках? Чем определяется возможность этого взаимодействия, когда оно действительно происходит? Почему в неправильных (особенно клочковатых) галактиках сверхассоциации встречаются, как правило, чаще, чем в регулярных дисковых?

Возможно, все дело в том, что взаимодействие ударных волн, о котором идет речь в обсуждаемом сценарии, представляет собой существенно трехмерный эффект. Для столкновения расширяющихся сферических фронтов требуется, чтобы в дисковой галактике соседние сверхоболочки смогли как минимум прийти в соприкосновение друг с другом. Это не так легко, ибо в тонком диске расширение фронтов происходит крайне анизотропно - фронт быстрее всего движется в вертикальном направлении, перпендикулярно плоскости диска, тогда как встречные горизонтальные движения довольно быстро замедляются и останавливаются. Возможность столкновения фронтов возникает только там, где толщина газового слоя достаточно велика, т.е. сравнима с расстояниями между центрами расширяющихся фронтов или больше их; тогда горизонтальные встречные движения фронтов могут оказаться достаточно быстрыми и продолжительными.

Если так, то в плоских галактиках сверхассоциации должны располагаться на краях дисков, где толщина газового слоя максимально велика, но плотность газа все еще достаточна для эффективного звездообразования (о критической плотности для звездообразования см. [54-56]). Судя по примеру сверхассоциации OB 78, находящейся у края газового диска в M 31, подобное соображение кажется не лишним основания. В том же духе можно попытаться ответить и на вопрос о сверхассоциациях в неправильных галактиках. Действительно, пример БМО с его толстым (и неправильным по форме) газовым диском и неправильных клочковатых галактик с цепочками сверхассоциаций, кажется, находится в согласии с предположением о связи между большой толщиной газового диска и возможностью взаимодействия крупномас-

штабных ударных фронтов в газе как причиной возникновения сверхассоциаций.

8. *Вспышки звездообразования и ударные волны в галактиках с перемычкой.* Наблюдательные данные указывают на заметно повышенное содержание крупномасштабных областей активного звездообразования в галактиках с перемычкой по сравнению с галактиками других типов (см., например, труды симпозиума МАС 1993г. [57]). (Напомним, что "образцовая" сверхассоциация 30 Золотой Рыбы тоже располагается вблизи бара в БМО). Типичный пример области активного звездообразования у конца бара в том месте, где с баром соединяется спиральный рукав, найден в галактике с перемычкой M83 [58]. Весьма распространенным наблюдаемым явлением оказываются также околоядерные области активного звездообразования в SB-галактиках [59-62].

По этой причине стоит, возможно, внимательнее приглядеться к SB-галактикам, чтобы попытаться выяснить, как и почему процессы вспышечного коллективного звездообразования происходят в них более эффективно, чем в галактиках других типов - за исключением разве что неправильных ключковатых галактик.

Как известно, галактики с перемычкой - весьма распространенная метagalacticкая популяция. Почти треть всех дисковых галактик обнаруживает присутствие перемычек-баров (типичные SB-галактики) и еще одна треть имеет относительно более слабые бароподобные центральные структуры (SAB-галактики); бар находят и в нашей Галактике (см. [63]). SB-галактики (а, возможно, также и SAB) замечательны тем, что в этом случае имеется, по-видимому, известная определенность в том, что касается природы спиральной структуры в их дисках: ее генератором является вращающаяся перемычка (см., например, [64] и цитируемую там литературу). Даже если последнее и не считать окончательно доказанным, утверждение такого рода следует считать по крайней мере весьма правдоподобным.

Важно также, что в последние годы появились прямые наблюдательные данные о крупномасштабных движениях газа в SB-галактиках. Имеются указания на то, что физические механизмы формирования наблюдаемой спиральной структуры связаны в этих галактиках со сложными по структуре газовыми потоками в окрестностях бара (см. [57]). Крупномасштабные неосесимметричные течения в газовых подсистемах этих галактик несомненно возбуждаются барами. Движения практически всегда имеют сверхзвуковой характер. В SB-галактиках нередко непосредственно наблюдаются ударные волны, фронты которых обычно располагаются вдоль спиральных рукавов [65]. Как и в случае нормальных спиралей, в галактиках с перемычкой фронты ударных волн представляются в виде узких темных пылевых полос. Так фронты выглядят в проекции с ребра

в тех случаях, когда галактика видна плашмя.

Имеются непосредственные измерения скоростей газа в зоне спиральных ударных фронтов пересеченных спиралей. Например, в NGC 6221 удалось (по оптическим эмиссионным линиям) обнаружить крутой градиент скорости поперек пылевой полосы, который соответствует разности скорости в 150 км/с на длине 200 пк [66]. На адиабатическом ударном скачке такая разность скоростей соответствует скорости натскания газа на фронт около 200 км/с, что в 20-40 раз больше скорости звука в среде перед фронтом.

Замечательна геометрия спиральных ветвей и располагающихся вдоль них ударных фронтов: удаляясь от центра, ветви нередко стремятся распрямиться. По словам Воронцова-Вельяминова [26], "превращение пылевых спиралей в прямые перемычки с удалением от центра особенно удивительно".

Действительно, во многих случаях, и чаще всего во внешних областях спиральных ветвей, наблюдаются прямолинейные сегменты пылевых полос ("тонкие, резкие темные волокна"), длина которых может достигать нескольких килопарсек (например, NGC 5383, 1300, 6951, 1097, 3504). Такая прямолинейная геометрия и в самом деле удивительна, если учесть, что на подобных расстояниях существенно меняется угловая скорость вращения газового диска и его плотность, а распределение газа может иметь сильно клочковатый, нерегулярный характер.

Стоит заметить, что это не исключительное свойство именно SB-галактик: SAB-галактики и нормальные спирали тоже (но, кажется, все же относительно реже), обнаруживают прямолинейные структуры большой длины.

С точки зрения динамики, эволюция крупномасштабных газовых потоков в дисках пересеченных спиралей, а также и в неправильных галактиках с барами, определяется главным образом двумя физическими факторами: гравитационным эффектом бара и нелинейными газодинамическими эффектами в этих потоках. То обстоятельство, что овальное возмущение (уплотнение) в распределении массы вблизи центра галактики способно создать спиральную волну плотности благодаря своему гравитационному действию на диск, было выяснено еще четверть века назад в работе [67] (см. также [53, 68-72]). В численных экспериментах [70-72] показано, что гравитационное воздействие бара вызывает в газе (за 0.5-1.5 характерного времени оборота диска) "отклик" в виде двухрукавной закручивающейся спиральной структуры, которая вращается твердотельно с тем же периодом, что и овальное уплотнение. В качестве "невозмущенного" состояния в компьютерных моделях чаще всего принимается гладкое распределение газа при более или менее однородной температуре, отвечающей скорости звука 5-10 км/с, а ударные волны

считаются изотермическими (быстрое высвечивание за фронтом).

Судя по компьютерным экспериментам, кинематика газовой подсистемы галактик обнаруживает некоторые черты сходства с кинематикой подсистемы звезд. Как оказывается, линии тока газа близко следуют орбитам звезд в гравитационном потенциале бара [73]. При этом между обеими подсистемами сохраняется принципиальное различие: подсистема газа является столкновительной и диссипативной, тогда как подсистема звезд является бесстолкновительной и бездиссипативной.

Относительно звездных орбит вблизи бара известно, что они распадаются на два семейства: орбиты, вытянутые вдоль бара, которые принято называть орбитами типа  $x_1$ , и орбиты, ориентированные преимущественно поперек бара и располагающиеся в основном во внутренней области бара, которые называют орбитами типа  $x_2$  [74]. Линии тока типа орбит  $x_1$  обнаруживаются, как правило, за ударным фронтом спиральной волны, тогда как перед фронтом преобладают линии тока типа орбит  $x_2$  [75]. Скачок скорости газа на фронте связан как раз с резкой сменой характера линий тока - с типа  $x_2$  на тип  $x_1$ , причем амплитуда скачка может составлять 30-100 км/с, а иногда достигать и 200 км/с.

Существенно, что газодинамическая картина довольно быстро становится нелинейной, и в газе диска возникает ударная волна, фронт которой располагается на внутренней кромке каждого из спиральных рукавов. Газ втекает в рукав со сверхзвуковой скоростью относительно рукава и резко тормозится на фронте. При этом возможны также и искажения циркулярных линий тока в газе перед фронтом: в пространстве между рукавами возникают дополнительные потоки, соответствующие чаще всего локальному расширению среды [76].

Как оказывается, даже весьма слабые овальные уплотнения в центре галактики могут инициировать сильные сверхзвуковые движения газа; например, неосесимметричная гравитационная сила, составляющая всего 20-40% от осесимметричной силы уже создает нелинейные газодинамические структуры [75]. Характер этих структур (и прежде всего, их геометрия) существенно зависит от массы бара и его размеров. Сверхзвуковые потоки газа с сильными ударными фронтами могут возникать вдоль всего бара или образовываться только около его краев [72,77-82].

Два характерных типа спиральной структуры, возбуждаемой барами различной формы и мощности (которые будут использованы в дальнейшем рассмотрении), схематически показаны на рис. 7. В обоих случаях спиральные рукава сильно искривлены во внутренней области структуры и гораздо слабее - во внешних ее областях.

Стационарное состояние звездной подсистемы галактики с перемычкой устанавливается примерно за один оборот диска; точнее, остается

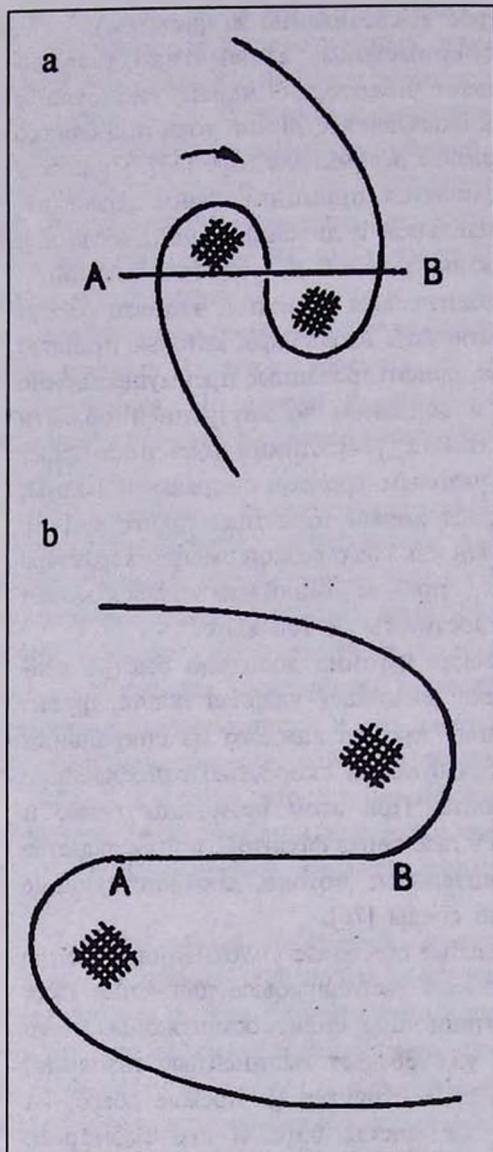


Рис. 7. Два типа спиральной структуры в SB-галактиках (схема). АВ - большая ось бара; стрелки указывают направление его вращения; заштрихованы области, где можно ожидать возникновения вспышечного звездообразования. *a* - спиральные рукава выходят из области около центра бара (о наблюдениях таких структур см. [26]; *b* - спиральные рукава выходят из концов бара (о наблюдениях и численном моделировании см. [64]).

стационарным созданный баром и звездным диском потенциальный рельеф. Он вращается как целое твердотельно и включает в себя две спиральные потенциальные ямы, или, лучше сказать, два спиральных потенциальных желоба. Что же касается газовой подсистемы, то она принципиально не может быть стационарной: во всех элементах газодинамической структуры, а быстрее и эффективнее всего в ударных волнах, протекают необратимые процессы диссипации кинетической энергии газовых потоков в тепло. При всем сходстве линий тока газа с орбитами звезд, диссипативная подсистема газа устроена так, что - в отличие от звездной подсистемы - она продолжает эволюционировать, непрерывно изменяться на фоне установившегося состояния звездной подсистемы.

В общем (и несколько формальном) виде утверждение о нестационарности газодинамических структур, связанных со спиральным узором, формулируется как теорема (см., например, [83]), которая доказывалась от противного: если бы ситуация была стационарной, то все характеристики обеих подсистем, звездной и газовой, должны были бы быть периодическими функциями времени; однако в диссипативной подсистеме газа энтропия, а с ней и другие термодинамические потенциалы, не

могут быть периодическими функциями времени. Следовательно, стационарная ситуация в газовых потоках с ударными волнами невозможна.

Если газодинамические элементы спиральной структуры нестационарны, то каковы тогда главные направления их эволюции?

Из двух упомянутых в начале этого раздела физических факторов, воздействующих на состояние газовой подсистемы галактик, первый, а именно гравитационный эффект бара, является ведущим на самой первой стадии возбуждения и существования спиральной структуры. На этой начальной стадии процесса вращающийся бар действует на газ подобно поршню, который толкает массы газа своей гравитационной силой, приводя их в несимметричное движение, и вскоре формирует в газе ударную волну. (Большая часть упомянутых выше компьютерных экспериментов относится как раз к этой стадии.)

После возникновения ударной волны ведущим оказывается второй из указанных выше физических факторов - нелинейные газодинамические эффекты. По силе воздействия на газ они сравнимы с гравитационным эффектом бара, а скорее всего и превосходят последний, особенно в самой ударной волне.

9. *Эволюция спирального фронта.* В предположении, что гидродинамическая нелинейность является главным фактором, определяющим эволюцию спирального фронта после его формирования, можно при рассмотрении этой эволюции следить за газодинамическими процессами, привлекая для этой цели как некоторые известные "стандартные" результаты газодинамики, так и соображения общего характера.

Для изучения эволюции внутренних - сильно искривленных - сегментов спирального фронта можно воспользоваться известным примером волны с сильно искривленной вогнутой поверхностью фронта. Это фокусирующийся, сходящийся цилиндрический ударный фронт. Фронт должен быть именно сходящимся, а не расширяющимся, так как в ударной волне, генерируемой баром, газ натекает на фронт со стороны его вогнутости внутри коротационного круга. Можно думать, что для поведения локальных характеристик фронта (прежде всего, скорости его распространения) существенна большая локальная кривизна поверхности. Когда условие сильной искривленности удовлетворяется, существуют основания считать, что, как сказано в книге Уизема [84], "вогнутая ударная волна фокусируется и при этом ускоряется, избегая наложений". При этом имеется в виду как раз незамкнутая поверхность фронта с относительно сильной вогнутостью на одном из его участков.

О том, как происходит такое стягивание с ускорением, можно судить по точному решению задачи о сходящейся к оси цилиндрической волне, данному Гудерлеем [85]. По замечанию Ландау и Лифшица [86], эта

задача обладает "рядом поучительных особенностей"; в частности, характер движения газа на продвинутой стадии процесса в значительной степени не зависит от начальных условий формирования фронта. Что же касается механизма формирования волны, то "достаточно представить себе, что волна создана каким-то "сферическим поршнем" (или, добавим от себя, цилиндрическим), сообщаящим газу начальный толчок; по мере схождения к центру волна усиливается".

В цилиндрическом случае усиление волны, т.е. возрастание скорости ее фронта по мере уменьшения радиуса его поверхности  $r$ , описывается формулой

$$V \propto r^{-q},$$

где показатель степени  $q$ , являющийся, вообще говоря, иррациональным числом, не может быть найден по соображениям размерности (как в известных простых примерах автотомельных решений) и определяется путем интегрирования самих уравнений движения. Показатель степени зависит также от принятого показателя адиабаты (отношения удельных теплоемкостей газа)  $\gamma$ . Для обычных значений  $\gamma$ , таких как 5/3, 7/5, 6/5, показатель  $q \approx 0.2$  с точностью до первой значащей цифры. Численное интегрирование [87] дает зависимость  $q$  от  $\gamma$  с любой нужной точностью. Решение предполагает, что среда перед фронтом однородна и стационарна.

В решении Гудерля скорость волны возрастает со временем и формально стремится к бесконечности при стремлении  $r$  к нулю. Можно ожидать, что режим ускорения прекращается из-за развития гидродинамических неустойчивостей. В самоускоряющейся ударной волне действует гидродинамическая неустойчивость, впервые обнаруженная в работе [88]. Простые качественные соображения показывают, что в этом случае фронт ударной волны должен быть неустойчив. Действительно, легко представить себе, что случайно выдвинувшийся вперед элемент фронта должен будет далее перемещаться с увеличенной скоростью и, следовательно, его опережение будет все более возрастать. Точно так же у случайно отставшего элемента фронта скорость должна быть меньше, чем у основного фронта, так что его отставание будет все более возрастать. Эти соображения подтверждаются подробным расчетом [89-91]; критический анализ проблемы неустойчивости ударных волн дается в книге Горбачко [19]. Сходная картина возникает при распространении ударной волны в трубе переменного сечения [84]; такая волна тоже способна при определенных условиях самоускоряться и потому оказываться неустойчивой (см. [86], где приводится этот результат Уизема).

Если рассматривать плоскую ударную волну, распространяющуюся в неоднородной среде в направлении убывания ее плотности, то характерное время развития неустойчивости

$$\tau \approx |V \nabla \ln \rho|^{-1},$$

где  $V$  - скорость фронта рассматриваемой волны,  $\rho$  - плотность среды. Развитие неустойчивости должно вести к тому, что за время  $\tau$  фронт разобьется на отдельные малые участки, размеры которых порядка  $|V \ln \rho|^{-1}$  (т.е. порядка так называемой высоты однородной атмосферы). Эти малые элементы фронта, двигаясь в различных направлениях, сталкиваясь друг с другом, отражаясь друг от друга и т.д., будут разбиваться, вообще говоря, на более мелкие отрезки. В результате возникнет картина "диффузии" многочисленных отрезков фронта вниз по течению. Детальная теория неустойчивости самоускоряющихся ударных волн в духе работ [88-90] развивается в [93]; интересная численная модель процесса этой неустойчивости как в линейном, так и в нелинейном режиме, построена в [94].

Нетрудно видеть, как должен измениться вид выражения для характерного времени развития неустойчивости, чтобы приспособить его к решению Гудерлея:

$$\tau \approx (d \ln V / dt)^{-1} = |\nabla V|.$$

Из этой формулы при подстановке в нее решения Гудерлея получаем:

$$\tau \approx \frac{1}{q} (r/V) \propto r^{1+q} \approx r^{1.2}.$$

Отсюда видно, что неустойчивость развивается тем быстрее, чем меньше радиус фронта; в этом смысле она оказывается особенно эффективной на продвинутых стадиях фокусировки цилиндрической ударной волны.

Что касается характерной длины неустойчивости, т.е. размера наибольших отрезков, на которые должен распадаться фронт, то для фокусирующейся цилиндрической волны решения Гудерлея эта длина должна быть сравнима с радиусом цилиндрической поверхности фронта, т.е. характерный размер отрезков фронта, генерируемых неустойчивостью, убывает со временем, причем отношение радиуса фокусирующегося фронта к характерной длине отрезка остается все время постоянным - как и следовало ожидать для автомодельного режима течения.

Исчерпывающей теории неустойчивости на ее нелинейной стадии до сих пор еще нет; поэтому не исключено, например, что неустойчивость развивается по описанному пути только в том случае, если исходная интенсивность ударной волны весьма велика [91]. Возможно, для слабых и умеренных ударных волн, когда число Маха меньше 1.5-2, непосредственная диссипация на фронте происходит быстрее, чем генерация мелких гармоник. Тогда процесс может развиваться таким образом, что фокусирующийся фронт ускоряется ровно настолько, насколько он

затухает из-за диссипации, а число Маха почти все время поддерживается на уровне, который не превышает некоторого предельного значения вблизи единицы.

В численных моделях галактик с перемишкой фронты умеренной интенсивности возникают, например, в тех случаях, когда гравитационным поршнем бара генерируется не спираль, а кольцеобразная структура. К замкнутому фронту кольцевой ударной волны решение Гудерля применимо, очевидно, с еще большим основанием, чем к сильно вогнутым сегментам спиралей. Как можно заметить по результатам некоторых компьютерных экспериментов (см., например, [95, 96]), стягивание колец происходит с ускорением, но число Маха при этом не слишком превышает единицу. При достижении наибольшей скорости внутренней кромки кольца, в структуре течения возникают и усиливаются сравнительно мелкомасштабные искажения гладкой до того кольцевой поверхности. Их можно интерпретировать как проявление неустойчивости [88-94]. Через некоторое время, когда из-за этой неустойчивости число Маха кольцевого фронта окажется вблизи единицы, искажения разглаживаются и происходит почти полное восстановление замкнутой кольцевой структуры.

10. *Звездообразование у центра бара.* Изложенные выше результаты, касающиеся сильно искривленных вогнутых ударных фронтов, могут быть применены - со всеми необходимыми оговорками [97] - к изучению эволюции внутренних сегментов спиральных волн типа изображенных на рис. 7а. Пусть, например, скорость фронта (относительно натекающего на него газа) составляет в начале газодинамической фазы эволюции спирального узора  $V(t) = 100$  км/с, а его радиус кривизны  $r(t) = 0.5$  кпк. Тогда можно ожидать, что в соответствии с решением Гудерля, существенное усиление интенсивности фронта и соответ-

ствующее уменьшение его радиуса потребует времени  $\tau_{\text{shrinking}} = \frac{1}{q} (r/V) \approx 25$

млн лет. Что же касается периодов вращения баров, то они, как правило, в 5-10 раз больше.

Фактически за это время произойдет полное схлопывание сегмента. Можно ожидать, что с примерно тем же характерным временем 25 млн лет и меньше способна развиваться - при наличии в среде возмущений подходящего масштаба - и гидродинамическая неустойчивость, упомянутая в предыдущем разделе.

Результатом стягивания вогнутого сегмента фронта и развития неустойчивости в нем должно стать значительное сжатие газа и его турбулизация в области вблизи концов бара. Как уже говорилось в п.3, высокая плотность и высокая дисперсия скоростей газа создают

благоприятные условия для активного звездообразования с преимущественным формированием быстро эволюционирующих массивных звезд. Если так, то вокруг центров кривизны вогнутых сегментов спиралей практически одновременно должны возникнуть две более или менее одинаковые по своим общим характеристикам области интенсивного звездообразования с большой долей массивных звезд в них [97].

Эта пара областей звездообразования вблизи центра бара начинает затем собственную эволюцию, на определенном этапе которой оказывается возможным эффективное взаимодействие двух областей друг с другом. Это связано с тем, что мощное энерговыделение в каждой из областей, обязанное звездному ветру и множественным вспышкам сверхновых, создает вокруг каждой из них через 10-20 млн лет расширяющуюся оболочку (см. п.3, 7). Внешней границей такой оболочки служит сферическая ударная волна, которая в адиабатическом приближении описывается решением Седова, а в изотермическом - решением Каплана [98].

Две расширяющиеся оболочки, формирующиеся таким путем, могут в определенный момент встретиться вблизи центра прямой, соединяющей их центры, и в результате произойдет столкновение ударных фронтов приблизительно равного радиуса и равной интенсивности. Это событие способно дать начало новой цепочке сверхзвуковых газодинамических процессов в центральной области галактики, уже описанных в пп. 3-6. Данная там газодинамическая модель сверхассоциации легко переносится в условия пересеченной спирали. При этом не требуется прибегать к специальному дополнительному предположению о близости двух исходных вспышек звездообразования во времени и пространстве. Теперь указанные условия возникают сами собой, причем заодно имеет место и близость параметров исходных вспышек (и создаваемых ими оболочек).

Возвращаясь к гидродинамической эволюции спирального фронта (см. выше), стоит заметить, что параллельно со стягиванием внутренних сильно искривленных сегментов ударных фронтов должна происходить, и, скорее всего, с близким характерным временем, также и эволюция слабо искривленных внешних сегментов спиральной структуры. Основной тенденцией эволюции внешних сегментов должно быть уплощение их фронтов. После создания нелинейной волны в газе гравитационным поршнем бара, здесь начинает действовать механизм устойчивости плоских фронтов относительно слабого искривления их поверхности [32, 86], и эта поверхность стремится распрямиться.

Газодинамический процесс, ведущий к уплощению фронта, развивается так, что, например, вогнутые, "оставшие", участки фронта получают ускорение в системе отсчета, связанной со спиральным узором как целым. Поэтому они постепенно догоняют те участки фронта, которые

находятся впереди них по направлению распространения волны относительно газа. Если же фронт является слабо выпуклым, то его "опережающий" участок тормозится, и потому остальные участки фронта догоняют его.

Эволюция внешних сегментов спиральной ударной волны не ограничивается только их уплощением. Одновременно с этим должно происходить, по-видимому, и общее смещение всей спиральной ударной волны как целого относительно породившей ее потенциальной ямы. Это тоже одно из следствий уже упоминавшейся общей теоремы о нестационарности спирального узора в газовой подсистеме [83]. Численные и аналитические модели [99] показывают, что даже плоская изотермическая ударная волна, сформировавшаяся в гравитационной потенциальной яме, не является, вообще говоря, стационарной и ее фронт должен смещаться относительно ямы. В зависимости от конкретных условий (касающихся механизма формирования волны, распределения плотности перед фронтом и т.п.), фронт может смещаться и вниз, и вверх по течению. Возможно, существен также профиль искривленного фронта - является ли он вогнутым или выпуклым.

Этот вопрос остается недостаточно ясным, для его рассмотрения требуются дополнительные исследования. В предварительном порядке можно предположить, что чаще всего фронт должен все же тормозиться, и если так, то он будет сдвигаться вниз по течению.

Оставив потенциальную яму в диске галактики и отступив от нее вниз по течению (если волна действительно тормозится), фронт уступит тем самым место новым порциям несжатого газа, которые начнут скатываться в яму, приобретая сверхзвуковые скорости. Поэтому гравитационный поршень бара получит возможность вновь произвести толчок в газе и создать в нем новую (тоже, конечно, нестационарную) спиральную ударную волну. Подобным образом в потенциальном рельефе, созданном баром в диске галактики, могли бы рекуррентно возникать ударные фронты, и в каждом из них внешние сегменты будут стремиться распрямиться со временем и стать плоскими [97].

Если в газе диска возникают последовательно друг за другом новые и новые ударные фронты, то нужно ожидать, что за ними столь же последовательно будут возникать друг за другом и цепочки звездных комплексов. В наблюдениях они проявили бы себя как более или менее параллельные друг другу филаменты в пределах протяженных спиральных рукавов. Наблюдаемые спиральные галактики с перемычкой действительно имеют, как правило, сложную структуру спиральных рукавов, часто рукав состоит из двух, трех и более филаментов (как в NGC 2835, 7424, 2336, 3124 и др.). Если так, то можно ожидать, что в наблюдениях самые прямолинейные филаменты будут, как правило, более молодыми, а более

искривленные - более старыми. Иными словами, среди протяженных филаментов спиральных рукавов, образуемых молодыми звездами в дисках SB-галактик, прямолинейные структуры должны быть более голубыми по цвету; кажется, такие примеры действительно встречаются.

11. *Звездообразование у концов бара.* Генерация баром новых фронтов взамен тех, которые успели выйти из потенциальной ямы, возможна не только для внешних сегментов, испытывающих уплощение, но также и для внутренних сегментов, испытывающих стягивание. Причина в обоих случаях одна: гравитационный поршень бара способен толкать новые порции газа в освободившуюся потенциальную яму, придавая им сверхзвуковые скорости. При этом в случае внутренних сегментов не возникает неопределенности в том, что касается направления смещения из потенциальной ямы: эти сегменты определенно смещаются вверх по течению, так как происходит их фокусировка. Возобновление внутренних и внешних сегментов должно, вероятно, происходить более или менее синхронно.

В этой связи стоит обратиться теперь к тому типу спирального узора, который показан на рис. 7b. Можно предполагать, что стягивание сильно вогнутых сегментов у концов бара способно и в этом случае, как и при геометрии рис. 7a, вызвать две одновременные вспышки звездообразования. Но теперь области вспышки находятся на значительном удалении друг от друга, будучи разделенными всей длиной бара (3-10 кпк). В таком варианте спирального узора вряд ли эффективно непосредственное взаимодействие областей звездообразования друг с другом через столкновение расширяющихся оболочек, как это обсуждалось выше. Можно, однако, предполагать, что при этих условиях способен протекать другой, не менее бурный газодинамический процесс - столкновение расширяющейся сферической ударной волны, порожденной вспышкой звездообразования, с вновь образующимся и стягивающимся к той же области вогнутым сегментом спиральной ударной волны.

Для анализа такого рода процесса могла бы пригодиться в качестве "стандартного образца" модель столкновения фокусирующейся цилиндрической ударной волны Гудерля с расширяющейся навстречу ей сферической ударной волной Седова (в адиабатическом приближении) или Каплана (в изотермическом приближении). Однако такой опорный образец в газовой динамике отсутствует. Ни аналитической теории, ни компьютерного моделирования для подобной геометрии и динамики столкновения фронтов пока что нет.

Тем не менее из соображений общего порядка вытекает, что главным результатом столкновения фокусирующегося и расширяющегося фронтов должно быть формирование двух отраженных ударных фронтов, один из которых будет распространяться внутрь, к центру оболочки, а другой -

наружу, в область за фронтом фокусирующей волны. В некотором смысле, произойдет как бы обмен режимами движения: от расширяющегося фронта отойдет фокусирующийся отраженный фронт, а от фокусирующегося фронта отойдет расширяющийся отраженный фронт. При этом фокусирующаяся отраженная волна может быть описана решением, близким к решению Гудерлея, а расширяющаяся отраженная волна - решением типа Седова или Каплана.

Для процесса звездообразования важно, что газ оболочки, созданной вспышкой звездообразования, будет практически весь возвращен в область вспышки, причем он будет теперь очень сильно сжат. По примеру процесса, рассмотренного в п. 10, можно ожидать, что этот газ будет также и турбулизован. Все это способно создать благоприятные условия для новой вспышки звездообразования, которая будет еще более яркой, чем первая. Таким путем могли бы возникать области весьма интенсивного звездообразования, часто наблюдаемые у концов бара. Если взаимодействие с вновь возникающими внутренними сегментами спиральных фронтов в этом случае действительно возможно, то, как и сверхассоциации, они могли бы содержать два (и более?) поколения звезд с существенно различающимся возрастом.

Некоторые из результатов и соображений, относящихся к обсуждавшимся выше SB-галактикам, могли бы быть применимы также к нормальным спиральям, хотя в таком случае возникли бы дополнительные вопросы о природе спиральной структуры. Возможно, результаты, касающиеся газодинамического механизма возникновения областей активного звездообразования в галактиках с барами, могли бы пригодиться и для галактик типа БМО, которые иногда считают не неправильными, а "полуразрушенными" SB-галактиками [26]. Стоит напомнить, что представление о сверхассоциациях как самых крупных по размеру и массе областях особенно эффективного звездообразования было выдвинуто на примере ярчайшего объекта этой галактики - 30 Золотой Рыбы, располагающегося у северо-восточного края бара в БМО. Известно, что спиральная структура имеет в БМО нерегулярный, клочковатый характер; ударные волны вдоль обрывков спиральных рукавов непосредственно не прослеживаются. Скорее всего, спиральная структура здесь деформирована именно потому, что у края бара произошло формирование крупной сверхассоциации и кроме того в нескольких других областях (тоже хорошо заметных) вдоль рукавов имело место весьма эффективное звездообразование с последующим формированием сверхоболочек. Несомненно, что на характер спирального узора, как и на протекание интересующих нас газодинамических процессов в БМО, существенно повлияла близость гигантской галактики Млечный Путь, приливное воздействие которой способно помешать формированию регулярной спиральной структуры.

Вместе с тем ясно, что приливные эффекты вряд ли могут предотвратить возбуждение крупномасштабных сверхзвуковых движений газа гравитационным полем бара. Похоже, что бар в БМО мог бы, действуя как гравитационный поршень, дать газу толчок, достаточный для формирования ударной волны: контраст плотности в нем таков, что неосесимметричная добавка к потенциалу явно не меньше, чем критическая величина 20-40% (см. п.8). Скорее всего, в данном случае имеет место совместное действие приливных сил и гравитационной силы бара, которое способно генерировать в газе сложные по геометрии и динамике течения, охватывающие большие пространственные масштабы и значительные массы газа.

12. *Заключение.* Данный обзор представляет собой, насколько известно, первую попытку обобщения современных результатов теоретического изучения одного из самых ярких астрономических феноменов - сверхассоциаций. Основное внимание было уделено газодинамическому аспекту проблемы. При этом за рамками изложения оказались, к сожалению, многие важные и интересные работы, особенно наблюдательного плана. Но даже и ряд теоретических работ, которые имеют непосредственное отношение к проблеме, не был отражен достаточно полно. Это, однако, позволило дать в пределах доступного для статьи объема более или менее систематическое изложение результатов, относящихся к нелинейным крупномасштабным газодинамическим явлениям, которые связаны с ударными волнами и их взаимодействием. Эти результаты пока еще не сложились в полную и связную картину, и, как представляется, дальнейшее изучение этого круга явлений было бы полезным и могло бы оказаться существенным для понимания общих черт крупномасштабного космогонического процесса в галактиках с продолжающимся бурным коллективным звездообразованием.

Автор благодарен за полезные обсуждения Ю.Н. Ефремову, А.В. Засову и В.А. Рыбакову. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и Программы "Фундаментальное естествознание".

Государственный астрономический  
институт им. П.Л. Штернберга, МГУ

## PHYSICS OF THE LARGE-SCALE STARBURSTS: GAS-DYNAMICAL ASPECTS

A.D.CHERNIN

The subject of the review is the physical nature of the regions of large-scale starbursts in galaxies. Theoretical studies of the phenomenon are mostly described. Gas-dynamical approach to the problem is in the focus of the discussion. The structure of the paper is this. A brief account of the observational data on superassociations is given as the regions of the collective star formation on the largest space scale in disc and irregular galaxies (Sec.2); a possible gas-dynamical scenario for the origin of these objects is presented (Sec.3); the key mechanism of the scenario - the collisions of shocks - is studied on the basis of general gas-dynamical considerations (Sec.4), as well as computer simulations (Sec.5) and laboratory experiments with shocks (Sec.6); how this process might develop under the physical conditions in the interstellar medium is examined (Sec.7); the characteristic features of large-scale starbursts in barred galaxies are considered (Sec.8); they may be due to the evolution of the spiral shocks generated by the bars (Sec.9); possible ways of the formation of the starbursts near the centers of the bars (Sec.10) and at their edges (Sec.11) are discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
2. В.А.Амбарцумян, Observatory, 75, 72, 1955.
3. В.А.Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1968.
4. В.А.Амбарцумян, Proc. IAU-URSI Symp. 20, The Galaxy and the Magellanic Clouds. Eds. F.J. Kerr, A.W. Rodgers, Aust. Acad. Sci., Canberra, 1968, p.122.
5. W.Baade, Evolution of Stars and Galaxies. Harvard Univ. Press, Cambridge, MA, 1963.
6. A.Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.
7. Л.Э.Гуревич, Труды 2-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, М., 1953, с. 235.
8. А.И.Лебединский, Вопросы космогонии, 2, 7, 1954.
9. Л.Э.Гуревич, А.И.Лебединский, Труды 4-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, М., 1955, с. 147.
10. W.Baade, H.Swore, Astron. J., 68, 425, 1963.
11. Ю.Н.Ефремов, Письма в Астрон.ж., 4, 125, 1978.

12. Ю.Н.Ефремов, *Stellar Complexes*. Harwood Publ., London, 1988.
13. Ю.Н. Ефремов, Очаги звездообразования в галактиках. Наука, М., 1989.
14. Ю.Н.Ефремов, *Astron. J.*, 110, 2757, 1995.
15. Ю.Н.Ефремов, А.Д.Чернин, *Vistas in Astron.*, 38, 165, 1994.
16. G.Tenorio-Tagle (ed.) *Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs*, Cambridge Univ. Press, 1994.
17. Ю.Н.Ефремов, *Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs*, ed. G. Tenorio-Tagle, Cambridge Univ. Press, 1994, p. 61.
18. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
19. В.Г.Горбачук, *Космическая газодинамика*, Наука, М., 1980.
20. J.Meaburn, *Astron. Astrophys.*, 75, 127, 1979.
21. J.Meaburn, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 365, 1980.
22. А.П.Петросян, К.А.Саакян, Э.Э.Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
23. F.V.Boesgardt, I.Edwards, *Astrophys. J.*, 252, 487, 1982.
24. J.Heidmann, *IAU Symp. No. 115*, 1987, p. 125.
25. Б.А.Воронцов-Вельяминов, *Письма в Астрон. ж.*, 1, 125, 1975.
26. Б.А.Воронцов-Вельяминов, *Внегалактическая астрономия*, Наука, М., 1978.
27. А.Д.Чернин, Ю.Н.Ефремов, *Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs*, Ed. G. Tenorio-Tagle, Cambridge Univ. Press, 1994, p. 65.
28. G.Tenorio-Tagle, P.Bodenheimer, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 26, 146, 1988.
29. B.G.Elmegreen, *III Canary Islands Winter School*, Cambridge Univ. Press, 1992, p. 142.
30. R.Courant, K.O.Fridrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves*, N.Y., Interscience, 1948.
31. Д.И.Бараусов, А.Д.Чернин, *Письма в Астрон. журн.*, 11, 883, 1985.
32. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
33. G.Tenorio-Tagle, *Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO*, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994. P. 50.
34. R.Larson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 194, 809, 1981.
35. R.Kennicutt, *Astrophys. J.*, 344, 685, 1989.
36. B.G.Elmegreen, *Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO*, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. P. 220.
37. R.F.Chisnell, *Proc. Roy. Soc.*, A223, 250, 1955.
38. G.V.Whitham, *J. Fluid Mech.* 4, 84, 1958.
39. A.Königl, *Astrophys. J.* 261, 115, 1982.
40. Д.И.Бараусов, П.А.Войнович, А.Д.Чернин, *Препринт ФТИ АН СССР No. 1274*, Ленинград, 1988.
41. Д.И.Бараусов, П.А.Войнович, А.Д.Чернин, *Письма в Астрон. ж.*, 18, 1095, 1982.
42. П.А.Войнович, А.Д.Чернин, *Письма в Астрон. ж.*, 21, 926, 1995.
43. А.Д.Чернин, Ю.Н.Ефремов, П.А.Войнович, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 275, 313, 1995.
44. S.Yoshika, S.Ikeuchi, *Astrophys. J.*, 360, 352, 1990.
45. А.А.Фурсенко, N.P.Mende, K.Oshima, D.M.Sharov, E.V.Timofeev, P.A.Voinovich, *Comp. Fluid Dyn. J.*, 2, 1, 1991.

46. В.И.Артемов, В.А.Рыбаков, С.А.Медведев, Б.А.Иванов, Earth, Lunar and Planet Sci. Conf. XXV, Huston, USA, 1994, pp. 41-42.
47. В.А.Рыбаков, В.И.Артемов, С.А.Медведев, 1996 (в печати).
48. J.Palouš, Structure and Dynamics of the Interstellar Medium, eds. G. Tenorio-Tagle et al., Springer Verlag, 1989, p. 518.
49. J.Palouš, J.Franco, G.Tenorio-Tagle, Astron. Astrophys., 227, 175, 1990.
50. G.Tenorio-Tagle, J.Palouš, Astron. Astrophys., 186, 287, 1987.
51. Т.А.Лозинская, Сверхновые звезды и межзвездная среда, Наука, М., 1984.
52. С.Helles, Astrophys. J. Suppl., 55, 585, 1984.
53. Л.С.Марочник, А.А.Сучков, Галактика, Наука, М., 1984.
54. R.C.Kennicutt, Astrophys. J., 273, 54, 1983.
55. J.Silk, Astrophys. J., 214, 153, 1977.
56. А.В.Засов, С.Г.Симаков, Астрофизика, 29, 190, 1988.
57. I.Shlosman (editor), Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
58. J.D.P.Kenney, S.D.Lord, Astrophys. J., 381, 118, 192.
59. J.L.Sérsic, M. Pastoriza, Publ. Astron. Soc., Pacific, 79, 152, 1967.
60. R.C.Kennicutt, W.C.Keel; C.A.Blaha, Astron. J., 97, 1022, 1989.
61. R.C.Kennicutt, Y.-H.Chu, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. p. 1
62. F.Combes, B.G.Elmegreen, Astron. Astrophys., 271, 391, 1993.
63. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmegreen (eds.), Barred Galaxies. IAU Coll., No.157, PASP Conf. Ser. V. 91. 1996.
64. J.Binney, S.Tremaine, Galactic Dynamics. Princeton: Princeton Univ. Press, 1987.
65. В.А.Афанасьев, А.М.Фридман, И.И.Пауа, 10-th European Astronomy Meeting, Ed. Palous. Prague, 1987. p. 319.
66. W.D.Pence, C.P.Blackman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 207, 9, 1984.
67. C.C.Lin, IAU Symposium No. 38: The Spiral Structure of our Galaxy, Ed. Becker D. and Contopoulos G. Dordrecht: Reidel, 1970, p. 377.
68. C.C.Lin, Y.Y.Lau, SIAM J. Appl. Math., 29, 352, 1975.
69. J.A.Sellwood, R.G.Carlberg, Astrophys. J., 282, 61, 1984.
70. S.M.Simkin, Astrophys. J., 159, 463, 1970.
71. В.И.Корчагин, Л.С.Марочник, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
72. R.H.Sanders, A.D.Tubbs, Astrophys. J., 235, 803, 1980.
73. L.Blitz et al., Nature, 361, 417, 1993.
74. J.D.P.Kenney, Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies, Ed. I. Shlosman, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, p. 78.
75. E.Athanassoula, Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies, Ed. I. Shlosman, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, p. 143.
76. R.H.Sanders, J.M.Huntley, Astrophys. J., 209, 53, 1976.
77. W.W.Roberts, J.M.Huntley, G.D. van Albada, Astrophys. J., 233, 67, 1979.
78. А.М.Фридман, Письма в Астрон. ж., 5, 325, 1979.
79. T.S. van Albada, R.B.Sanders, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 201, 303, 1982.
80. E.Athanassoula, Phys. Reports, 114, 320, 1984.

81. *E.Athanassoula*, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 259, 345, 1993.
82. *A.Jenkins, J.J.Binney*, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 270, 703, 1994.
83. *K.Rohlf*s, Lectures on Density Waves Theory. Lecture Notes in Physics, No 69, Berlin: Springer, 1977.
84. *G.V.Whitham*, Linear and Nonlinear Waves. N.Y.: John Wiley & Sons, 1974.
85. *G.Guderley*, Luftfahrtforschung, 19, 32, 1942.
86. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика, Наука, М., 1986.
87. *D.S.Bailer*, Report No. 54/54 Armament Research and Development Establishment, Ministry of Supply. Fort Halstead, Kent, 1954.
88. *Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев*, Журн. эксперим. и теор. физ., 58, 1395, 1970.
89. *Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев*, Письма в Астрон. журн., 11, 505, 1978.
90. *Ю.К.Калмыков, А.А.Румянцев*, Прикл. мех. и техн. физ., 3, 24, 1972.
91. *R.A.Chevalier*, Astrophys. J., 188, 501, 1974; 207, 872, 1976; 257, 790, 1982; 259, 302, 1982; 277, 765, 1983.
92. *А.А.Румянцев, А.Д.Чернин*, Astrophys. Space Sci., 32, 15, 1975.
93. *R.A.Chevalier, J.M.Blondin, R.T.Emmering*, Astrophys. J., 392, 118, 1992.
94. *Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, С.Г.Мусеенко*, 1996 (в печати).
95. *M.A.Shaw, F.Combes, D.J.Axon, G.S.Wright*, Astron. Astrophys., 273, 31, 1993.
96. *B.G.Piner, J.M.Stone, P.J.Teuben*, Preprint UMD, 1994.
97. *А.Д.Чернин*, Barred Galaxies, Ed. R. Buta et al., ASP, S.-Francisco, 1996, p. 426.
98. *С.А.Каплан*, Межзвездная газодинамика, Наука, М., 1958.
99. *И.Г.Коваленко, В.В.Леви*, Astron. Astrophys., 264, 406, 1992.