АСТРОФИЗИКА

TOM 32

ФЕВРАЛЬ, 1990

ВЫПУСК 1

УДК: 524.5

ОБЗОРЫ

ГАЗ В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 13 ноября 1989

Проведен обзор исследований межзвездной среды в эллиптических галактиках. Основные результаты в наблюдательной области получены в реиттеновском днапазоне спектра. Они свидетельствуют о существовании значительных масс горячего газа в межзвездном пространстве Е-галактик. Обсуждаются также результаты наблюдений газа в оптическом, ИК и радиоджипазонах. Рассмотрены теоретические модели, применяемые для описания динамики и энергетики межэвездной среды в Е-галактиках. Обсуждаются результаты расчета как стационарных, так и эволюционных моделей газовых корон этих галактик.

1. Введение. Межзвездный газ в галактиках уже давно стал одним из традиционных объектов астрофизических исследований. До сравнительно недавнего времени это высказывание можно было в полной мере отнести только к межзвездной среде в спиральных галактиках. Считалось, что, в отличие от них, вллиптические галактики бедны газом. В определенной степени приоритеты в астрофизических исследованиях были несомненно связаны с тем фактом, что Солнечная система принадлежит спиральной галактике. Большое морфологическое разнообразие структур, существование нескольких фаз, ряд различных гаводинамических процессов, имеющих место в межзвездной среде нашей Галактики,— все это резко контрастировало с кажущейся бедностью форм диффузной среды, более того, с почти полным ес отсутствием в Е-галактиках.

Повышение интереса к изучению диффузной среды в галактиках, в том числе и эллиптических, было связано с осознанием ее значительной роли в процессах формирования и эволюции галактик, происхождения различных звездных подсистем в галактиках, с пониманием взаимосвязи межзвездной среды и звезд, которая осуществляется посредством процессов энерго- и массообмена. Вначале наблюдения межзвездного газа в Е-галактиках имели фрагментарный характер. Результаты этих наблюдений показывали, что в ряде случаев Е-галактики содержат диффузную среду, но, за отдельными исключениями, доля массы газа составляет десятые доли процента от массы галактики [1]. Точка зрения, согласно которой в нормальных Е-галактиках в среднем существует значительный дефицит газа по сравнению со спиральными галактиками, являлась общепринятой вплоть до середины 80-х годов [2, 3]. Что касается теоретических исследований, то в 70-х и начале 80-х годов они в основном были направлены на объяснение (и небезуспешное) этих наблюдательных результатов (см., напримео. [4]).

В области исследования диффузной среды в Е-галактиках за последние десять лет произошли существенные изменения. Результаты наблюдений, проведенных в рентгеновской области спектра, заставили пересмотреть наши взгляды относительно содержания газа в галактиках ранних типов.

Первыми источниками внегалактического рентгеновского излучения, отождествленными с оптическими, были: галактика М 87 — центральная галактика в скоплении Virgo и скопление галактик Coma (конец 60-х годов). На протяжении дальнейших нескольких лет интенсивно проводилось исследование рентгеновского излучения от различных скоплений галактик — существенно более ярких, нежели отдельные Е-галактики, источников рентгеновского излучения. Позднее рентгеновское излучение было зафиксировано и от многих отдельных Е-галактик, зачастую расположенных вне скоплений и групп. Полученная к настоящему времени из рентгеновских наблюдений информация позволяет сделать вывод о том, что наличие протяженной короны, состоящей из горячего газа, у нормальных Е-талактик является скорее правилом, нежели исключением из него. Значение массы этих корон на несколько порядков превосходит более ранние оценки возможной верхней границы для массы диффузного вещества в галактиках ранних типов. В ряде случаев эта масса сравнима с массой всех видимых звезд в галактике [5].

В свете втих бесспорно ключевых для понимания структуры межэвездной среды Е-галактик результатов, по-новому выглядят и более ранние данные наблюдений, полученные в радио- и оптической областях спектра. Они учитываются и при интерпретации новых наблюдений в радио- и ИК-диапазонах, а также при построении теоретических моделей.

Как уже отмечалось, наблюдениям Е-галактик в рентгеновском диапазоне спектра предшествовали обширные рентгеновские наблюдения скоплений галактик. Это обстоятельство во многом определило и те подходы, которые были использованы и в последующих работах по газовым коронам в Е-галактиках. Так, при интерпретации наблюдательных данных, при построении профилей плотности и температуры газа в коронах применялись методики, разработанные в работах по интерпретации рентгеновских наблюдений скоплений. В теории при моделировании строения и эволюции корон Е-галактик также использовались идеи, высказанные ранее и положенные в основу моделей межгалактической среды в скоплениях. Поэтому, несмотря на то, что настоящий обзор посвящен межзвездной среде в Е-галактиках, в нем содержится ряд ссылок на работы, относящиеся к диффузной среде в скоплениях. Последнее замечание, естественно, касается, в основном, теоретических работ.

То, что качественно новые подходы и результаты в области исследования газа в Е-галактиках разработаны и получены совсем недавно, объясняет и отсутствие специальных обзоров, полностью посвященных этой тематике. Следует отметить, что близкой теме — состоянию газа в скоплениях галактик посвящен ряд обзоров [6—9]. Однако и в этой области в последнее время появилось несколько интересных работ, не вошедших в упомянутые обзоры. Результаты этих работ могут быть также использованы при описании газа в коронах галактик ранних типов.

2. Результаты наблюдений. 2.1. Горячий газ. Как уже отмечалось, первым, обнаруженным в конце 60-х годов, внегалактическим рентгеновским источником стала галактика (наблюдения области с центром, совпадающим с галактикой M 87 в скоплении Virgo [10, 11]). Однако в последующие годы внегалактические источники рентгеновского излучения ассоциировались в основном со скоплениями и группами галактик. Поэтому относительно близко расположенный к нам объект M 87 оставался практически единственным представителем галактик, для которого были получены общирные наблюдательные материалы в рентгеновском диапазоне спектра. Одновременно галактика M 87 являлась своеобразным «полигоном» для разработки моделей, которые в дальнейшем стали использоваться при описании как межзвездной среды в Е-галактиках, так и межгалактической среды скоплений.

Наиболее интересные наблюдательные результаты по этой галактике были получены после запуска рентгеновского спутника Einstein. Так, например, анализ, проведенный в работе [12], подтвердил высказанное ранее предположение о том, что горячий газ, излучающий в рентгеновском диапазоне и сконцентрированный около М 87, удерживается не гравитационным полем скопления в целом, а полем самой галактики. Был сделан вывод о существовании в М 87 протяженного гало, а оценка общей массы галактики увеличилась более чем на порядок по сравнению с оценкой, полученной из наблюдений в оптике. Совместный анализ фотометрических и спектральных наблюдений позволил уточнить распределение массы гравитирующего вещества в гало М 87, а также выделить возможные варианты распределения температуры газа в короне [13—15]. Наиболее вероятным представляется изотермическое распределение газа (при $T \approx 10^7$ K) с небольшим ростом температуры на периферии галактики. В центре галактики наблюдается несколько более холодный газ [13].

С конца 70-х годов в литературе стали приводиться результаты рентгеновских наблюдений и других эллиптических галактик. Обнаруженное рентгеновское излучение связывалось с присутстенем в Е-галактиках горячего газа. Однако подобная интерпретация некоторое время принималась с осторожностью и делались оговорки о возможных других, альтернативных механизмах, ответственных за происхождение фиксируемого ивлучения (см., например, [8]).

Первые такие наблюдения были проведены для девяти галактик в скоплении Virgo [16]. Рентгеновские светимости в диапазоне 0.5—3 КъВ для трех Е-галактик из этого списка оказались довольно значительными: для M 86 $L_x = 7 \cdot 10^{10}$ врг/с, для M 84 $L_x = 3 \cdot 10^{40}$ врг/с, для NGC 4473 $L_x = 5 \cdot 10^{39}$ врг/с. Для наиболее яркого из этих трех в рентгеновской области объекта (M 86) масса горячего газа оценивалась в $10^{9} - 10^{10}$ M_{\odot} . В качестве возможной причины происхождения этого газа предлагался механизм "обдирания" внешних областей этих галактик [8] с последующим переходом оторванного от галактики газа к межгалактической среде скопления.

Для объекта Cen A удалось выделить тепловой компонент, связанный с излучением горячего газа, на фоне нетеплового рентгеновского излучения от ядра, джета и раднолоуба [17]. Масса горячего межзвездного газа в этой галактике была оценена в $2 \cdot 10^8 M_{\odot}$ его температура $T \sim 10^7 K$, а концентрация в центральных областях галактики составляет $n_0 \sim 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻³.

В работах [18, 19] приведены результаты выделения рентгеновского излучения от отдельных Е-галактик в двух группах галактик. В [18] описано излучение от протяженной области вокруг трех талактик: NGC 3607, NGC 3605, NGC 3608. Первая из них является доминирующей галактикой в группе. Масса, температура и концентрация газа в ней: $M \sim 6 \cdot 10^9 M_{\odot}$, $T = 5 \cdot 10^6$ K, $n_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ см⁻³. Для центральной галактики в другой группе-NGC5846, -значения этих параметров соответственно равны: $M = 10^{10}$ M_{\odot} , $T = 2 \cdot 10^3$ K, $n_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ см⁻³ [19]. В работах [18, 19] указывается на отсутствие для наблюдаемых галактик каких-либо фактов, свидетельствующих о действии механизма обдирания, поэтому отдается предпочтение механизму потери газа путем галактического ветра (см. виже).

Были проведены также рентгеновские наблюдения девяти галактик в скоплении А 1367 [20]. Восемь из них являются галактиками ранних типов. Средний размер области рентгеновского излучения, связанной с этими галактиками, — около 30 кпк (при $H_0 = 50$ км/с Мпк). Существованые протяженных корон горячего газа было отмечено и у других Е-галактик, наблюдавшихся в рентгеновском диапазоне [21—25].

Анализ результатов рентгеновских наблюдений большой выборки галактик ранних типов (55 объектов) проведен в [26]. Именно в этой работе было с определенностью указано на то, что наличие диффузной среды, состоящей из горячего газа, — общее свойство Е-галактик. Этот вывод приводит, по крайней мере, к двум важным следствиям. Во-первых, для удержания горячего газа в поле тяготения галактики требуется значительнобольшая масса гравитирующего вещества, чем то значение массы, которое получается из наблюдений в оптике. Следовательно, как и у гигантской галактики M 87, в нормальных Е-галактиках существует протяженное темное гало. С другой стороны, сам факт присутствия больших масс газа в Е-галактиках вызывает потребность в построении новых теоретических модслей, поскольку надо объяснить уже не дефицит газа, а его присутствие и процесс его накопления в Е-галактиках на космологических временных масштабах.

Статистический анализ выборки, состоящей из 29 Е и SO галактик [27], привел авторов работы к залючению о том, что наблюдаемое рентгеновское излучение от этих галактик связано с тепловым излучением межзвездной среды только для более массивных галактик выборки, светимость которых в рентгеновском диапазоне $L_X \ge 10^{41}$ эрг/с. Излучение от менее массивных и, следовательно, менее ярких объектов обязано своим происхождением скорее всего дискретным источникам внутри Е-галактик, таким, как двойные звезды и шаровые скопления. Однако это не означает, что в менее массивных галактиках горячая: диффузная среда отсутствует. Дело в том, что рентгеновская светимость совокупности дискретных источников в галактике пропорциональна оптической светимости галактики L_B, а наблюдаемая светимость рентгеновского излучения от Е-галактик излучения горячего газа, связана с L_B нелинейным образом: $L_X \propto L_B^{1.7}$ [27]. Поэтому для маломассивных галактик рентгеновское излучение дискретных источников «забивает» излучение горячего газа, для массивных же галактик имеет место обратная ситуация.

Анализ наиболее полной в настоящее время выборки (81 галактика ранних типов) проведен в работе [28]. В ней сделана попытка разделить всю совокупность галактик, от которых наблюдается рентгеновское излучение, на две отдельные группы. У галактик первой группы, по мнению авторов, определяющий вклад в рентгеновскую светимость вносит излучение газа; ко второй группе относятся галактики, в которых, вероятно, преобладают дискретные источники рентгеновского излучения. Статистический анализ только объектов первой группы приводит к выявлению менее крутой, чем в [27], зависимости между L_x и L_B : $L_x \propto L_B^{14}$. Следует отметить, что точки на графике $L_x - L_B$, соответствующие светимостям наблюдаемых галактик, имеют значительный разброс, и приведенные выше зависимости между L_X и L_B могут носить чисто эмпирический характер, не имея при этом какого-либо физического смысла [28]. По-прежнему остается актуальной задача надежного выделения вклада дискретных источников в рентгеновскую светимость. Решение ее связывается с будущими спектральными наблюдениями в этом спектральном диапазоне тех Е-галактик, рентгеновское излучение которых предположительно порождается дискретными источниками (излучение этих источников должно быть более жестким, нежели излучение газа).

Суммируем основные характеристики горячего компонента межзвездной среды Е-галактик, определяемые из рентгеновских наблюдений [28]. Масса горячего таза в галактиках, у которых с уверенностью обнаружены протяженные газовые короны, составляет 10^9-10^{10} M_{\odot} . Размеры области рентгеновского свечения сравнимы с размерами галактик в оптическом диапазоне, а иногда и превосходят их. Эначения температур газа для различных галактик находятся в интервале $5 \cdot 10^8-2 \cdot 10^7$ К. Концентрация газа в центре галактик составляет около 0.1 см⁻³, и поэтому времена охлаждения газа значительно меньше хаббловских ($\sim 10^8-10^7$ лет).

Полученные из наблюдений для некоторых нормальных Е-галактик картины распределения поверхностной яркости позволили рассчитать профили распределения концентрации горячего газа в сферически симметричном приближении [25, 87]. При этом использовался метод перехода от поверхностной яркости к объемной мере эмиссии, разработанный и широко применяемый при интерпретации рентгеновского излучения скоплений галактик [88, 89]. Характерный вид профилей изменения концентрации газа с расстоянием от центра приведен на рис. 1. Обращает на себя внимание подобие профилей для разных галактик. Скорее всего, это говорит о действии единого физического процесса, который формирует структуру межзвездной среды в различных Е-галактиках [87].

Таким образом, и по энергетике и по массе горячий газ — основной компонент межзвездной среды в Е-галактиках. Более холодный газ может составить ему в этом смысле конкуренцию разве что в самых центральных областях галактики.

2.2. «Теплый» компонент межзвездного газа. До начала многочисленных наблюдений нейтрального водорода на волне $\lambda = 21$ см основным источником информации о межзвездной среде в галактиках различных морфологических типов служили наблюдения областей в галактиках, заполненных газом с характерной температурой порядка 10⁴ К,— наблюдения в эмиссионных линиях (в основном H_a и 3727 А [O II]). С самого начала эти наблюдения отчетливо продемонстрировали зависимость частоты присутствия этих линий в спектрах галактик от их морфологического типа: они довольно часто встречались в спектрах спиральных и были редкими в спектрах Е-галактик [29]. Позднейшие наблюдения, которые включали в себя гораздо более полные выборки галактик, подтвердили этот вывод [30, 31]. В то время, как для Е-галактик, в спектрах которых встречалась линия [O II]. составляла около 12% от общего числа Е-галактик выборки, для типа Sc доля таких галактик составляла 85%. При этом масса газа, ответственного за излучение в линиях, даже в тех Е-галактиках, где он был обнаружен, незначительна: 10³—10⁶ M₀ [32, 1].





Рыс. 1. Профили концентрации горячего газа в различных Е-галактиках (из работы [87]). Цифры у кривых соответствуют номерам галактик из выборки, использованной в [87].

Повышение чувствительности аппаратуры позволило обнаружить присутствие ионизованного газа по излучению в линии [OII] уже примерно у 40% Е-галактик из однородной выборки, состоящей из более чем 100 объектов [33]. Однако приведенные оценки для полной массы теплого компонента межзвездной среды в Е-галактиках не изменились. Типичные размеры области, излучающей в эмиссионных линиях, — около 2 кпк. В [33] отмечалось также отсутствие корреляции между наличием ионизозанного газа в галактике и ее цветом. Исследования ионизованного газа в галактиках ранних типов. проведенные в [33], были существенным образом дополнены спектроскопическими наблюдениями 203 Е и S0 галактик южного неба в спектральном интервале 6000—7000 А с разрешением 3 А [34]. Наиболсе сильными линиями в этом диапазоне являются [N II] 6584 А, H_e, а также линии [S II] 6716, 6731 А. Присутствие в центральной части галактик области ионизованного газа часто сопровождается наличием в спектре этой галактики сильной линии [N II], интенсивность которой часто превышает интенсивность линии H, [35]. Наличие линии [N II] отмечено в спектрах примерно 50% Е-галактик из выборки [34]. Учитывая эффекты селекции, авторы этой работы делают вывод о том, что примерно 55—60% всех нормальных Е-галактик имеют в спектре указанную линию с эквивалентной шириной не менее 0.5 А. Значения массы ионизованного газа для большинства объектов принадлежат интервалу 10^3 — $10^4 M_{\odot}$. Диаметр зоны з ядре, занятой этим газом, ≤ 1 кпк.

Большой интерес представляет также изучение эмиссионных линий в спектрах Е и сD галактик, расположенных в центрах скоплений галактик [96]. Как правило, полная светимость теплого компонента межзвездной среды в таких объектах на один-два порядка больше, чем светимость областей ионизованного газа в нормальных Е-галактиках поля или в галактиках, расположенных на периферии скоплений и групп [37]. Высказанное недавно утверждение о схожей картине крупномасштабных течений горячего газа в Е-галактиках поля и в центральных галактиках в скоплениях (течений, возможно различающихся только своими количественными характеристиками) [21] дает основание и для предположения о единых причинах образования областей ионизованного газа в тех и других объехтах.

Наиболее полно эти области исследованы для галактик М 87 [38] и NGC 1275 [39], причем у последней значение полной светимости в эмиссионных линиях является одним из наибольших среди галактик. В NGC 1275 обнаружены две различные системы эмиссионных областей. имеющих форму вытянутых волокон. Лучевые скорости этих систем равны 5300 и 8200 км/с. Результаты наблюдений [39] подтвердили высказывавшуюся ранее гипотезу, согласно которой «высокоскоростная» система линий связана с галактикой, скорее всего спиральной, движущейся в поле тяготения скопления. Наиболее вероятный механизм происхождения волокон. порождающих «низкоскоростную» систему линий, — конденсации в аккрещирующем на галактику NGC 1275 газе. Результаты наблюдений с высоким пространственным разрешением вмиссионных областей в NGC 1275. а также в центральной галактике скопления А 1795 приведены в работе [40].

Иногда наличие эмиссионных областей в Е и cD галактиках в центрах скоплений сопровождается присутствием в этих галактиках мещных нетепловых источников радиоизлучения. Так, источник 4С 26.42 связан с сD-галактикой в А 1795 [41], а источник PKS 0745—191— с гигантской галактикой, у которой полная светимость только в линии [O II] оценивается в 4 · 10⁴³ эрг/с [42].

В ряде работ исследовались различные выборки, состоящие из центральных галактик в скоплениях, на предмет обнаружения в спектрах этих галактик эмиссионных линий, связанных с теплым компонентом межзвезаной среды. В 7 таких галактиках из выборки в 13 объектов, наблюдавшихся в линиях H, и [N II], найдено искомое излучение, светимость которого в названных линиях превышает 1040.5 эрг/с. При этом достигнутое пространственное разрешение позволило уверенно определить протяженность излучающих областей только у 4 объектов: их размеры составляют от 15 до 90 кпк. Остальные галактики области, в которых расположены оптические волокна, очевидно имеют линейные размеры не более 5 кпк (как и у М 87). Однако, как подчеркивается в [43], столь большая разница в размерах скорее всего не связана с различиями в механизмах, которые привели к возникновению упомянутых волокон. В работе [44] представлены результаты спектрофотометрических наблюдений ядерных областей 11 богатых скоплений галактик. Некоторые объекты из использовавшейся в [44] выборки совпадали с объектами из выборки в [43], однако кроме линий H., [N II] наблюдения велись и в линиях [S II] 6716, 6731 A, а также [Fe X] 6374 А. В работе [45] проводились спектроскопические исследования газа в ядеоных областях 14 скоплений галактик. В 7 случаях зафиксирована эмиссия в линиях Н² и [N II]. Присутствие в спектре указанных линий определяется значением плотности горячего газа в центральных галактиках скоплений: критическое значение концентрации газа, необходимое для обнаружения оптических линий ≈ 5·10⁻³ см⁻³. Поиск эмисснонных линий в оптическом диапазоне для 21 Е-галактики проводили также и авторы работы [46]. В отличие от предыдущих работ, в которых. в основном, исследовалась желто-красная область спектра, в [46] внимание сконцентрировано на голубом участке спектра. Проведен анализ возможной корреляции между наличием или отсутствием в спектре эмисснонных линий и изменением цвета галактики, вызванным процессом эвездообразования. В [46] высказано также интересное предположение о том, что основная масса газа, составляющего теплый компонент межзвездной среды в Е-галактиках, сконцентрирована в мелкомасштабных облаках, излучение от которых при современных инструментальных средствах не может быть зафиксировано.

Возникновение излучающих в оптических линиях областей теплого газа в Е и сD галактиках в центрах скоплений, а также, возможно, в Е-галактиках поля интериретируется как результат общего постепенного охлаж-

Е. В. ВОЛКОВ

Дения горячего газа в галактиках и вызванного этим охлаждением аккреционного течения к центру галактики [37]. Основной характеристикой течения является темп аккреции M, который описывает скорость поступления газа в центральные области галактики. Из естественного предположения о том, что весь өтот газ в центре галактики в процессе охлаждения проходит черев стадию теплой фазы ($T \approx 10^4$ K), следует оценка светимости в оптической линии Н_а [44]:

$$L(H_{\alpha}) = 10^{40} \frac{M}{100 \ M_{\odot} \, \mathrm{ro}_{A}^{-1}} \, \mathrm{spr} \, \mathrm{c}^{-1}. \tag{1}$$

Эта оценка справедлива только тогда, когда на каждый атом приходится только один акт рекомбинации. Однако наблюдаемая светимость в различных линиях совокупности газовых волокон в Е-галактиках часто на порядки превосходит значения, получаемые из соотношения (1) или ему подобных. Указанное несоответствие приводит к необходимости рассматривать возможные механизмы многократного повторного разогрева и ионизации охлаждающегося газа. В качестве таковых предлагались [39-46]: многократное сжатие ударными волнами при динамическом воздействии на охлаждающиеся области со стороны горячего компонента межзвездной среды; фотояюнизация излучением от центрального активного ядра, от вновь образующихся в охлаждающемся газе молодых горячих звезд; ионизация рентгеновским излучением окружающего горячего газа; нагрев и ионизация при столкновениях с частицами высоких энергий; перезамыкание матнитных силовых линий в межзвездной среде. Последние три, по мнению авторов недавно вышедшей работы [37], являются наиболее перспективными.

2.3. Холодный газ в Е-галактиках. Общее количество нейтрального водорода в галактиках, информацию о котором мы получаем из наблюдений в линии $\lambda = 21$ см, является также функцией морфологического типа галактики [47]. Ранние наблюдения устанавливали лишь верхний предел для значения массы H I в Е-галактиках, который составлял всего 10% от массы H I в больших спиральных галактиках. Во второй половине 70-х тодов был проведен поиск нейтрального водорода в Е-галактиках с более низким порогом чувствительности приемной аппаратуры. Первые сводки результатов этих наблюдений приведены в работах [48—51]. Общее число Е-галактик, в которых был уверенно обнаружен H I, составляло около 10. Кроме того, для почти 40 Е-галактик были получены верхние пределы содержания в них H I. Масса водорода составляла от 10⁸ до 10⁹ M_☉ (случам уверенного обнаружения) и 10⁷—10⁸ M_☉ (верхние пределы).

На основе этих наблюдений Сандерс [52] осуществил интересную попытку статистического анализа. Для характеристики относительного содержания водорода в межзвездной среде галактик им было выбрано не зависящее от расстояния до галактики отношение массы наблюдаемого нейтрального водорода (или верхний предел для массы) и светимости галактики в полосе В М (H I)/LB. Было показано, что для использованной в [52] выборки характерно бимодальное распределение Е-галактик по содержанию в них нейтрального водорода. У примерно 70% Е-галактик выборки Н І не был обнаружен. С учетом чувствительности аппаратуры, использованной при наблюдениях, это соответствовало верхнему пределу $M(HI)/L_B < 3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$. Для остальных $30^{\circ}/_{0}$ Е-галактик указанное отношение близко к значению 0.03 Мо/L. Таким образом, было предложено разделить Е-галактики на две группы: "богатые, и "бедные" газом. Высказано было также предположение о том, что наличие или отсутствие НІ в Е-галактике определяется скорее внутренними причинами, нежели влиянием окружения.

В начале 80-х годов наблюдения Е-галактик в линви $\lambda = 21$ см были продолжены, в частности, расширился в сторону малых значений интервал светимостей Е-галактик, в которых велся поиск Н I [53, 54]. Это позволило при проведении нового статистического анализа [55] включить в выборку уже 152 галактики, для которых проводились наблюдения в линии $\lambda = 21$ см. Нейтральный водород был обнаружен у 23 из них. В работе [55] так же, как и в [52], использовалось отношение M (H I)/ L_B . При втом распределение числа галактик N в зависимости от указанного отношения в интервале значений от $10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$ до $0.3 M_{\odot}/L_{\odot}$ наилучшим образом описывалось степенным законом: $N \sim (M (H I)/L_B)^{-1.5}$. Для большинства же Е-галактик указанное отношение не превосходит значения $10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot}$.

Полученное распределение Е-талактик по параметру M (H I)/ L_B существенно отличается от аналогичного распределения для спиральных галактик [56]. Последнее имеет вид гауссовского распределения, максимум которого находится в интервале значений 0.1 $M_{\odot}/L_{\odot} - 1 M_{\odot}/L_{\odot}$.

Вид этого распределения говорит о тесной связи между звездным населением спиральных галактик и межэвездной средой. И, наоборот, распределение для Е-галактик дает основания предполагать, что пути эволюции звезд и газа в этих галактиках слабо влияют друг на друга. В работе [55], в отличие от [52], сделано предположение о том, что холодный газ в Е-галактиках имеет внешнее происхождение: его присутствие в галактике связано либо с аккрецией межгалактической среды, либо является следствием захвата Е-галактикой другой галактики, богатой газом. Уже сам вид пространственного распределения НІ в Е-талактиках с большим содержанием нейтрального водорода часто подтверждает гипотезу о внешнем, внегалактическом происхождении этого газа. Размеры области, занятой нейтральным водородом, обычно в таких галактиках превосходят видимые в оптике размеры самой галактики, а кипематические характеристики газа и звезд существенно отличаются друг от друга [57, 58]. Аналогичные выводы о причинах появления водорода в Е-галактиках на основе наблюдений Н I были сделаны также и в [59, 60].

Однако далеко не во всех случаях появление большого количества Н І в Е-галактиках связывается с внегалактическими факторами. Так. например, присутствие холодного газа (M (HI) ≈ 1.5 - 108 M ...) в Е-галактике NGC 4406 вполне согласуется, по мнению авторов работы [61], со стандартной схемой модели «охлаждающегося течения» (см. ниже), в которой нейтральный водород появляется в галактике в результате охлаждения горячего межзвездного газа. Следует подчеркнуть, что в данном случае этот газ имеет внутригалактическое происхождение, поскольку речь идет не о центральной галактике в скоплении, на которую может аккрецировать межгалактический газ. В этой же работе, наряду с указанной галактикой, исследовались еще две Е-галактики, NGC 4472 и NGC 5846, имеющие значительное количество горячего газа. Однако в них нейтральный водород не был обнаружен. В качестве возможного объяснения отсутствия больших масс холодного газа в этих галактиках в [61] предполагается, что этот газ образуют оптически толстые облака, которые имеют меньшую светимость, чем оптически тонкие облака той же массы. Сегодня еще рано делать окончательные выводы, которые однозначно указали бы на источники поступления НІ в межзвездное пространство Е-галактик. Скорес всего, ближе к истине предположение о том, что газ в галактиках ранних типов в разных случаях имеет различное происхождение [62].

Около десяти лет назад было обнаружено, что во многих близких Е-галактиках имеются компактные ядерные источники нетеплового радиоизлучения [63, 64]. Одновременно было высказано предположение о свяви ядерной активности в галактике с присутствием в ее центральных областях холодного газа [65, 66]. Эта гипотеза позднее не раз получала набаюдательное подтверждение. Наличие указапной корреляции выявлено и при исследовании большой выборки Е-галактик в далекой ИК-области (набаюдения со спутника IRAS) [67].

Существование нетепловых радиоисточников в галактическом ядре и присутствие в центральной сбласти этой же галактики сблаков Н I представляют нам еще одну интересную возможность для исследования нейтрального водорода при анализе линий поглощения. Изучение таких линий позволяет довольно точно выяснить характер движения облаков нейтрального водорода в непосредственной близости от ядра галактики. В настоящес время подобные исследования проведены для восьми Е-галактик, содержащих компактный источник радиоизлучения. Характерно, что во всех случаях линил поглощения Н I смещены в красную сторону по сравнению с другими галактическими линиями [68]. Это убедительно свидетельствует о падении облаков холодного газа на ядро. Эначения скорости падения лежат в интервале от 20 до 400 км/с. Естественно предполагать, что аккреция газе способствует возбуждению активности в галактическом ядре. Таким образом, результаты наблюдений линий поглощения нейтрального водорода подтверждают гипотезу о наличии связи между ядерной активностью и присутствием холодного газа в центрах галактик.

Говоря о наблюдениях холодного газа в Е-галактиках, нельзя не упомянуть ряд работ, в которых исследовался пылевой компонент межэвездной среды в галактиках ранних типов. Список подобных объектов, для кокоторых проводился поиск пылевых полос в оптическом диапазоне, в настоящее время содержит более чем 150 галактик [69]. Доля галактик, у которых обнаружен пылевой компонент, составляет по различным оценкам от примерно 20% до 40% от числа всех наблюдавшихся галактик [69-72].

Наблюдения пыли в оптической сбласти спектра были недавно дополнены новыми результатами в ИК-диапазоне, полученными со спутника IRAS. В случае, когда пыль присутствует в Е-галактиках в сравнительно небольшом количестве, обнаружить ее в таких объектах при помощи наблюдений в оптическом диапазоне трудно [71, 73]. В втой ситуации наблюдения галактик в далекой ИК-области могут дать существенно больше информации, поскольку, как правило, пылевой компонент здесь является наиболее мощным источником излучения [74]. Величина отношения потоков ИК-излучения от Е-галактик на двух длинах волн F (100 мкм) / F (60 мкм) = 3 [74] согласуется с предсказаниями модели для пылевого компонента Е-галактик [75]. Это подтверждает предположение о «пылевом» происхождении фиксируемого ИК-излучения. Совсем недавно в работе [76] на основе анализа результатов наблюдений галактик ранних типов в голубой области спектра был сделан вывод о том, что в тех галактиках, от которых наблюдалось излучение на длине волны λ 100 мкм, есть свидетельства присутствия пыли. Массу пылевого компонента в Е-галактиках оценить довольно сложно, поскольку это оценка очень сильно зависит от принятого значения температуры пыли и меняется почти в 10 раз при изменении температуры всего на 10 градусов [74]. За нижнюю границу для величины массы пыли можно принять 104 М . для тех галактик, где наблюдается ИК-излучение [74, 76, 77]. Наличие такого количества пыли в некоторых Е-галактиках также указывает на присутствие значительных масс ($10^7 - 10^8 M_{\odot}$) холодного газа в центральных (не далее 3 кпк от центра) областях этих галактик [74, 77]. Таким образом, масса холодного газа в центре Е-галактик иногда почти на порядок [26] может превосхолить массу горячето газа, находящегося в этой же области. Практически все, появившиеся к настоящему времени теоретические работы, моделирующие структуру газа в Е-галактиках, ограничиваются случаем однофазной среды, в которой значения физических параметров гладко изменяются с расстоянием от центра галактики. Отмеченные выше результаты наблюдений холодного газа в Е-галактиках показывают, что однофазные модели являются лишь первым приближением, поскольку они очень упрощенно описывают близкие к центру, богатые холодным газом области галактик.

3. Модели межвеевдной среды в Е-галактиках. Модели, предлагаемые для описания структуры и динамики межэвездного газа в Е-галактиках, в основном опираются на наблюдения рентгеновского излучения горячего компонента межзвездной среды, которые были проведены в последнее десятилетие. Однако следует отметить, что теоретические работы на аналогичную тему появлялись и до втого. И хотя выводы, сделанные в разных работах, подчас различны, почти все их объединяет стандартное предположение об однофазности среды, а также то, что исследование ограничивается случаем сферически-симметричных конфигураций. Прявлекаемый пря этом аппарат — уравнения газовой динамики, в правые части которых входят объемные источники (стоки) массы, импульса и энергии. Именно путем введения в уравнения этих источников и моделируются различные процессы массо- и энергообмена между горячей фазой межэвездной среды и теми компонентами галактики (ввезды, холодные облака), которые не описываются упомянутыми уравнениями. Естественно, что в такой постановке задача не является полностью самосогласованной. Однако реглизация более полной модели встречает на своем пути очень большие трудности.

3.1. Стационарные модели газовых корон. 3.1.1. Гидростатические модели. Целесообразность применения гидростатических моделей для описания структуры газа в Е-галактиках возникла только после обнаружения у этих галактик горячих массивных газовых корон. Именно в рамках предположения о гидростатическом равновесии газа в поле тяготения галактики и интерпретировались рентгеновские наблюдения M 87 [12, 14], а поздпее и наблюдения нормальных Е-галактик [26].

Характерное время пересечения галактики звукогой волной для газа с $T = 10^7$ К меньше других характерных времен (за исключением, конечно, времены максвеллизации в газе) и составляет порядка $10^7 - 10^6$ лет. Поэтому уже сам факт присутствия в Е-галактиках, расположенных, вне скоплений, значительных масс газа ($10^9 - 10^{10} M_{\odot}$) свидетельствует о том,. что крупномасштабное течение газа в межэвеэдной среде таких галактик может быть только существенно дозвуковым (квазигидростатика). В противном случае мы вынуждены предположить, что темп потери массы звездами в обсуждаемых объектах более чем на два порядка превышает общепринятое значение [15, 26].

Одно из условий выполнения гидростатического или квазигидростатического равновесия в межзвездной среде Е-галактик — конвективная устойчивость горячего газа. Возможность выполнения этого условия исследуется в работе [87] в предположении о существовании внешней по отношению к галактике среды, которая удерживает межзвездный газ от расширения. Считается текже, что давление является убывающей функцией расстояния от центра галактики. В [87] для заданных на некотором расстоянии от центра температуры и давления в газе найдено значение нижней границы для полной массы гравитирующего вещества в галактике, при котором еще соблюдается условие конвективной устойчивости. Полученные таким образом ограничения снизу на значения массы для галакттик, наблюдавшихся в рентгеновском диапазоне [25, 26], лежат в интервале 2. 10^{12} — $12. 10^{12} M_{\odot}$.

Баланс источников и стоков энергии или превосходство одного над другим является определяющим для эволюции газовой среды в Е-галактиках, а возможно и самих галактик в целом. Основные источники энергии, поступающей в межэвездную среду, связаны со звездами (вспышки сверхновых, сброс газа со звезд с последующей его термализацией), а основная форма стоков энергии в горячем газе в Е-галактиках — потери на излучение (например, [3, 78]).

Условия гидростатического равновесия требуют и выполнения услозня локального энергетического равновесия, поскольку в рамках такой модели отсутствует энергообмен между различными областями галактики, связанный с крупномасштабными течениями газа. Возможность использования решений системы двух уравнений, соответствующих этим условиям, для описания распределения газа в поле тяготения Е-галактики исследовалась в работе [79]. При этом рассматривались только далекие от ядра области галактики, где изменение плотности газа с расстоянием от центра можно с хорошей точностью описать степенным законом. Было проведено исследование как в случае без массообмена между средой и звездами, так и при учете такого обмена массой. Анализ полученного для первого случая решения показал, что согласующееся с наблюдениями распределения температуры и плотности газа в короне возможно только при очень жестких ограничениях, налгааемымх на значения параметров, определяющих распределение звезд в галактике. В случае наличия массообмена регулярное решение существмет только в ограниченной области значений г вблизи центра. В [79]

вывод о том, что модели, построенные с использованием уравнений гидростатического и энергетического равновесия при лскальной компенсации источников и стоков энергии, не согласуются с наблюдаемой структурой газа в коронах Е-галактик.

Становится очевидным, что в рамках гидростатических моделей необходимо учитывать процесс обмена энергией между различными областями галактики. В отсутствие течений единственным таким механизмом является теплопроводность. Вследствие высокой температуры газа в коронах Е-галактик электронная теплопроводность может играть тем большую роль. Классический закон Фурье для теплопроводности применим только в том случае, когда длина свободного пробега частиц в среде λ мала по сравнению с характерным пространственным масштабом изменения температуры газа (см., например, [80]). Для полностью ионизованной плазмы корон Е-галактик λ вычисляется по формуле [81]

$$\lambda = 10^4 T^2 n^{-1} \,\mathrm{cm},\tag{2}$$

где п—число частиц в 1 см³. В скоплениях галактик длина пробега частиц в межгалактической среде достигает нескольких десятков килопарсек, а на периферии скопления — еще больше [82, 83]. Внутри галактик температура газа в 3—10 раз меньше, а плотность — в 10—100 раз больше, чем в скоплениях. Поэтому длина свободного пробега там гораздо меньше и составляет несколько десятков парсек. Вследствие этого при наличии небольших температурных градиентов для учета потоков тепла в газе Е-галактик в уравнениях газодинамики можно использовать закон Фурье.

В работе [84] результаты рентгеновских наблюдений газа в галактике М 87 интерпретировались на основе гидростатической модели с учетом эффектов теплопроводности, а также охлаждения газа при высвечивании и нагрева среды релятивистскими электронами, поступающими в нее из активного ядра галактики. При этом точное решение исходных уравнений не проводилось, а использовалось простое представление для распределения плотности газа в галактике степенным законом, соответствующее наблюдаемому профилю рентгеновской поверхностной яркости. По мнению авторов [84], полученный ими профиль распределения температуры и использовавшиеся при его расчете профили плотности газа могут быть успешно применены при интерпретации рентгеновских наблюдений данной галактики.

Более точно аналогичная задача решалась в работах [85, 86]. При этом, в [86] наряду с теплопроводностью, в уравнении энергии учитывался также нагрев газа при вспышках сверхновых. Была проведена серия расчетов для различных граничных условий и форм гравитационного потенциала галактики. Анализ результатов для обсуждаемой модели показал, что в центральных областях галактики имеется крутой градиент температуры, причем величина градиента возрастает с ростом концентрации газа в центре галактики. Вид профиля для периферийных областей галактики определяется законом, по которому гравитирующая масса возрастает с расстоянием.

В целом, учет теплопроводности расширяет возможности применения гидростатических моделей при описании газовых корон Е-галактик. Однако очевидно, что в тех областях, где концентрация газа становится значительной, а температурный градиент— крутым, одна теплопроводность не в состоянии уравновесить быстрое охлаждение газа. Поэтому в моделях необходим учет переноса энергии, связанный с течением газа.

3.1.2. Стационарные гидродинамические модели. Выше уже говорилось о непротиворечивости гидростатического подхода при описании горячих корон Е-галактик, по крайней мере, с динамической точки зрения. И все же, течение газа, внося малый вклад в общую динамическую картину (принимая во внимание то, что скорости течения в большей части галактики дозвуковые), может существенным образом влиять на процессы энергообмена в среде. Неучетом этого обстоятельства и объясняется часто неудовлстворительное описание наблюдаемых свойств газа в коронах при помощи гидростатических решений.

3.1.2.1. Модели галактического ветра. Модель галактического ветра появилась в конце 60-х-начале 70-х годов и была использована для объяснения дефицита газа (который тогда и позднее предполагался — см. [4]) в Е-галактиках. Задача о стационарном галактическом ветре ставилась и решалась по аналогии с получившей к тому времени широкую известность теорией солнечного (звездного) ветра. Существенное отличие состояло лишь в том, что источники энергии, поступающей в газ, были распределены по всему пространству. Дополнительные сложности вносила также необходимость учета распределенной в пространстве, а не точечной, гравитирующей массы. Возможно поэтому в первых работах [90, 91] для функции распределения плотности звездного вещества в галактике ра(г) использовался просто экспоненциальный закон. В [91] исходная система уравнений газодинамики сведена к одному дифференциальному уравнению относительно числа Маха течения. Проведено качественное исследование этого уравнения и изучена зависимость вида решений от значений параметров, характеризующих мощность источников массы и энергии в галактике.

В теории галактического ветра несомненно наибольшую известность имеет работа Мотьюза и Бойкера [92]. Сформулированные в ней принципы учета действия различных физических процессов, определяющих структуру межзвездной среды в Е-галактиках, в той или иной степени используются в дальнейшем в большинстве работ, в которых моделируются крупномасштабные радиальные течения в галактиках.

Авторы [92] попытались объяснить считавшийся тогда установленным факт отсутствия газа в галактиках ранних типов. Ударные волны, возникающие при термализации газа, сброшенного со случайным образом авижущихся в галактике звезд, в лучшем случае могут обеспечить равновесие этого газа в поле тяготения галактики. Этой энергии недостаточно для поддержания течения газа от центра галактики к ее периферии. В качестве механизма, разогревающего газ до температур, превосходящих вириальную, и позволяющего газу со сверхзвуковой скоростью покидать се пределы, в [92] были предложены вспышки сверхновых звезд.

Динамика газа и свойства течений существенным образом зависят от двух конкурирующих процессов: нагрева сверхновыми и охлаждения при высвечивании. Наглядным количественным отражением этой конкуренции может служить отношение двух характерных времен, соответствующих упомянутым процессам: t_h—времени между двумя ближайшими прохождениями ударной волны от сверхновой по данной области и t_e—времени охлаждения газа при высвечивании. Так, неравенство

$$t_h/t_c < 1 \tag{3}$$

оэначает, что доминирующее влияние на энергетику среды оказывают процессы нагрева. Это неравенство является необходимым условием существования в галактике течения типа галактического ветра [92—94]. Считая, что частота вспышек сверхновых в единице объема галактики пропорциональна плотности звездного вещества, а потери энергии связаны с излучением в рентгеновских линиях, неравенство (3) можно переписать следующим образом:

$$t_{h}/t_{e} = 8 \cdot 10^{2} (n^{2}/n_{e}) (\mathfrak{M}/L) (\gamma_{SN} T_{7}^{0.5} E_{s1})^{-1} < 1,$$
(4)

где n — концентрация газа, \mathfrak{M}/L — отношение масса-светимость для галактики в солнечных единицах, v_{SN} — частота вспышек сверхновых в единицах ICH/(100 лет · 10¹⁰ L_{\odot}), $T_7 = 7/10^7$ K, $E_{S1} = E/10^{51}$ эрг — энергия вспышки сверхновой. В межэвездной среде Е-галактик может выполняться как неравенство (4), так и противоположное ему [92, 93] многое зависит от величины плотности газа, а также от значения v_{NN} — пожалуй, наименее надежно известного параметра из всех, входящих в это неравенство.

Модель галактического ветра, особенно после упомянутой работы Мотьюза и Бойкера, приобрела большую популярность. Ее стали широко использовать при интерпретации наблюдений Е-галактик и анализе возможных путей эволюции межзвездной среды в них (например, [4, 95, 96]). Из различных вариантов объяснения дефицита газа в Е-галактиках — газ в молскулярной фазе, в состоянии высокой степени нонизации [4, 97], быстрая конденсация газа в звезды [98] и др. — наибольшее предпочтение отдавалось механизму галактического ветра.

На ранних стадиях вволюции частота вспышек сверхновых в галактиках вероятно была больше, чем в настоящее время. Однако и интенсивность процессов сброса газа со звезд, а следовательно, и значение плотности межзвездной среды также было выше. Вследствие этого доля энергии, теряемая при каждой вспышке сверхновой на излучение: (1—е), может значительно превышать долю энергии є, затрачиваемую на разогрев среды [78]. Тем самым, вклад сверхновых в энергобаланс межзвездного газа значительно уменьшается. Подобная ситуация рассмотрена Ларсоном, который принял для є значение 0.1 [95]. Учет этого обстоятельства не повлиял, однако, на общий вывод о возможном выметании газа из Е-галактик на ранних этапах эволюции.

Приведенное выше неравенство (3) — наиболее простой критерий возникновения галактического ветра .Оно отражает лишь локальное состояние энергетического баланса, не учитывая при этом, например, потерь энергии газом при движении в поле тяготения галактики. В работах [96, 99—101] проведен более подробный анализ условий истечения газа из галактики в форме галактического ветра. На его основе сделан ряд интересных выводов. Так, Джислер [96], предположив для 8-эффективности перехода энергии вспышки сверхновой в тепловую энергию среды эначение 0.1, получил верхний предел дисперсии скоростей звезд в галактиках σ (и таким образом предел массы галактики), в которых возможно осуществление течения типа ветра: $\sigma \leq 200$ км/с.

Условие существования стационарного решения уравнений газодинамики, которое описывало бы течение газа от центра галактики к ее периферии, можно получить при интегрировании уравнения сохранения энергии [101]:

$$a_{SN} E_{S\lambda} M_{\tau} / a > \frac{3}{2} V, \qquad (5)$$

где V—потенциальная энергия, а M_T — полная масса галактики, E_{SN} — удельная энергия на единицу массы вещества, передаваемая сверхновыми межэвездной среде, a_{SN} — доля массы, сбрасываемой сверхновыми за единицу времени от массы всех звезд в галактике, $a = a_{SN} + a_s$, где a_{SN} — величина, аналогичная a_{SN} , но учитывающая только долю массы газа, сброшенного со всех остальных звезд, кроме сверхновых. Физический смысл неравенства (5) заключается в том, что частота и внергетика вспышек сверхновых — параметры, определяющие их коллективное воздействие

на межзвездную среду, — должны быть достаточными для совершення работы по преодолению гравитационного поля галактики при удалении из нее газа. Мак Дональд и Бэйли [101] на основе этого неравенства показали, что в галактиках, у которых $\sigma \gtrsim 300$ км/с, должны иметь место аккреционные течения, а не ветер. Как видим, эта оценка близка упомянутой ранее оценке Джислера [96]. Ими было продемонстрировано также, что для более массивных Е-галактик ($\sigma \ge 75$ км/с) основным критерием паличия или отсутствия в галактике ветра является неравенство (5). Для галактик меньших масс главным фактором, определяющим направление течения (аккреция или ветер), служит соотношение процессов нагрева и охлаждения газа (неравенство (4)).

Система уравнений газодинамики с источниками массы допускает также и промежуточный между аккрецией и ветром режим. Соответствующие решения качественно исследовались еще в работе Джонсона и Эксфорда [91], а затем были найдены численными методами в работах [92. 100, 101]. Этот режим получил название частичного галактического ветра: истечение газа из галактики в ее внешних областях и аккреционное тсчение во внутренних областях.

Наиболее полно и последовательно стационарная модель галактического ветра исследована в работах [102, 103]. Используя численное решение уравнений газодинамики, Уайт и Шевалье [102] построили сетку сферически-симметричных моделей галактического ветра, захватывающего весь объем галактики. Они продемонстрировали, что такой режим течения реализуется в широком интервале масс Е-талактик. В [102] предполагалось, что распределение звездного вещества с расстоянием от центра подчиняется закону:

$$\varphi_{r} = \varphi_{r0} \left[1 + (r/r_{c})^{2} \right]^{-a}, \tag{6}$$

где P_{50} — плотность звездного вещества в центре галактики, r_c — радиус ядра звездного распределения, a — параметр, значения которого для наблюдаемого распределения звезд в Е-галактиках принадлежат интервалу [1, 1.5]. При расчетах предполагалось, что a = 3/2 (модифицированный закон Кинга). Принимавшиеся крайние значения r_c : 10 пк и 500 пк — перекрывают практически весь диапазон значений, допустимых для нормальных Е-галактик. На рис. 2, 3 приведены полученные в работе [102] распределения температуры и скорости газа для различных моделей галактик. Демонстрируемое на рис. 2 быстрое уменьшение температуры газа на периферии галактик — характерная особенность данного режима течения, обусловленная расширением горячего газа в окологалактическое пространство. Однако результаты этой работы не сияли вопрос о существовании предельной для Е-галактики массы и соответственно σ , отделяющей множество галактик с течением типа ветра от галактик с аккрецией. Авторы подчеркнули, что в своей работе они использовали значение $\alpha_s =$ = 4.7 · 10⁻²⁰ c⁻¹, в то время как в [100, 101] использовалось $\alpha_s =$ = 1.1 · 10⁻¹⁹ c⁻¹. Очевидно различие в выводах, сделанных в [101] и [102], в большой степени связано с выбором величины α_s .



Рил. 2. Распределение температуры газа в стационарной модели галактическоговстра при разных значениях радиуса ядра галактики (яз работы [102]).

Интересное исследование, корректно использующее процедуру выделения особой точки системы газодинамических уравнений, было проведено, Конюковым [103]. В этой работе, в частности, наглядно показано, как увеличение массы галактики вызывает смещение звуковой точки в модели к периферии галактики.

3.1.2.2. Аккреционные течения, выяванные охлаждением газа. Обнаружение больших масс горячего газа сначала в центральных галактиках скоплений, а позднее и в нормальных Е-галактиках привело к необходимости строить альтернативные галактическому ветру модели. Основным звеном новой теории, появившейся в конце 70-х годов [104—106], было соображение о том,что в центрах регулярных скоплений галактик, где часто расположена сD или массивная Е-галактика, концентрация газа настолько велика, что процессы нагрева не могут компенсировать охлаждение газа при излучении в рентгеновских линиях и в непрерывном спектре за характерное время, гораздо меньшее, чем хаббловское. При этом более внешние слои, не успевшие потерять энергию вследствие малой плотности газа, начинают сжимать внутренние слои, и таким образом, возникает аккреционное течение. Данный механизм получил название «охлаждающееся течение» (cooling flow). Хотя о возможной аккреции газа на сD-галактики в скоплениях и даже об изменении структуры галактики под действием падающего на нее газа говорилось и раньше (см., например, [107]), в работах [104—106] указанный процесс был впервые описан количественно: решалась стационарная задача об аккреции газа при высвечивании. Следует отметить одно важное обстоятельство. Уже в этих ранних работах подчеркивался существенно дозвуковой характер течения: особая точка, в которой скорость аккреции достигает значения скорости звука, при разумных значениях параметров газа и галактики располагается очень близко к центру [106].



Рис. 3. Распределение скорости течения газа в стационарной модели галактического ветра при разных значениях радиуса ядра галактики (из работы [102]).

Поэднее модель охлаждающегося течения была распространена и на нормальные Е-галактики [21, 87]. О степени ее популярности говорит то, что, кроме обзоров, посвященных этой модели (например, [7]), в последнее время она стала предметом специальной конференции [108].

Стационарные решения, описывающие аккреционное течение в Е-галактиках, впервые подробно рассмотрели Уайт и Шевалье в 1984 г. [109]. Примечательно, что за год до этого те же авторы применяли для описания динамики межзвездной среды в Е-галактиках альтернативную модель модель ветра (см. выше о работе [102]). Появление работы [109] очевидно было вызвано не только желанием рассмотреть все возможные случаи стационарных решений, но и стремлением объяснить все нараставшее в это время количество наблюдательных фактов, свидетельствовавших о наличии больших масс газа в нормальных Е-галактиках.

В [109] подчеркивается различие между «динамическим» и «раднативным» аккреционными течениями. Первое возникает тогда, когда вклад источников энергии, поступающей в межзвездную среду в галактике, мал по сравнению с энергией гравитационного поля. При этом плотность газа может быть небольшой и поэтому механизм высвечивания не будет эффективным. Во втором случае именно охлаждение газа при излучении определяет характер течения. Это разделение на два типа течения аналогично тому, которое было сделано в работе Мак Дональда и Бэйли [101].

На рис. 4 приведены полученные в [109] распределения температуры газа в галактике. Из сравнения рис. 2 и 4 видно, как различные предположения о характере течения влияют на температурный профиль. Быстрый рост температуы во внешней области галактики связан с несколько искусственным характером условий на внешней границе. Ею служит радиус остановки течения газ, где v = 0. При $r > r_{at}$ решение не рассматривалось, по-



Рис. 4. Распределение температуры газа в стационарной модели охлаждающегося течения при разных значениях раднуса ядра галактики (из работы [109]).

скольку исследовались полностью аккреционные течения. Учет наличия окологалактического газа может сиять это затруднение.

С появлением в середине 80-х годов рентгеновских наблюдений большой выборки Е-галактик модель охлаждающегося течения оттеснила модель галактического ветра [21, 87, 110]. По оценкам, основанным на наблюдениях различных галактик, значение темпа аккреции

$$M = 4\pi r^2 v \tag{7}$$

колеблется от сотых долей до десятков масс Солнца в год. Таким образом, за время жизни Е-галактики масса накопившегося в ее центре газа может достигать $10^{10} M_{\odot}$, и более. Результаты наблюдений исключают возможность присутствия таких масс газа в центральных областях галактик, что приводит к необходимости исследования возможных механизмов уменьшения темпа аккреции.

Одним из наиболее эффективных процессов, способствующих уменьшению массы торячего межзвездного газа, является распад горячей среды в результате действия тепловой неустойчивости на холодные облака, в которых в последующем происходит звездообразование. Однако появление большого числа вновь образующихся звезд в центральных областях Е-галактик с начальной функцией масс, характерной для нашей Галактики. было бы заметно по изменению показателя цвета, чего на самом деле не наблюдается. Именно цовтому была высказана гипотеза об образовании в охлаждающихся течениях звезд малой массы [104]. Было предположено [111, 112], что эначения массы образующихся в Е-галактиках звезд имеют верхнюю границу, которая намного меньше соответствующей границы для спиральных галактик. Существование такого ограничения на функцию масс связывается с тем, что в горячем газе Е-галактик давление на 2-3 порядка выше, чем в межэвездной среде Галактики. В связи с этим джинсовская масса обособляющихся облаков возможно меньше, чем в Галактике, что в процессе фрагментации облаков и приводит к образованию маломассивных звезд.

Приведенные выше доводы, однако, не являются бесспорными. Теория не дает однозначного ответа на вопрос о преимущественных значениях масс образующихся звезд в случае аномально большого по сравнению с диффузной средой в Галактике давления в межзвездном газе. Так, в работах [113, 114] приведены доводы в пользу образования в этих условиях массивных звезд. К этому следует также добавить, что давление внутри молекулярных облаков — основных областей звездообразования в Галактике—примерно такое же, как и в горячей среде Е-галактик. Исходя из этих соображений, авторы работы [115] предложили модель, в которой предполагается, что при звездообразования в охлаждающихся течениях начальная функция масс сходна с характерной для окрестностей Солнца, и как результат образования массивных звезд — повышенная частота вспышек сверхновых. Вспышки сверхновых, в свою очередь, изменяют әнергетический баланс в среде и в результате уменьшается темп аккреции газа на центр Е-галактики. Таким образом, в работе [115] сделана попытка решения самосогласованной задачи о взаимном влиянии структуры охлаждающегося течения и темпов звездообразования.

Для того, чтобы учесть действие процессов звездообразования при моделировании аккреционного охлаждающегося течения путем решения системы газодинамических уравнений, последние должны быть дополнены соответствующими членами, описывающими отрицательные источники (стоки) массы, импульса и энергии межзвездной среды. Стоит заметить, что в модели галактического встра нет необходимости вводить эти слагаемые в основную систему уравнений, поскольку поступающий в среду со звезд газ уходит за пределы галактики и не накапливается в ней. Стационарная задача при учете стока массы в охлаждающихся течениях исследовалась Уайтом и Саразином в серии из трех работ [116]. Поскольку сток массы связывается с действием тепловой неустойчивости, а следовательно, с охлаждением газа при излучении, интенсивность отрицательных источников представлялась в [116] в следующем виде:

$$p = q \frac{p}{t_e}, \tag{8}$$

где q — коэффициент пропорциональности, характеризующий эффективность звездообразования. Так как время охлаждения $t_e \propto \rho^{-1}$, из формулы (8) следует $\rho \propto \rho^2$, что напоминает известный закон Шмидта [125], описывающий интенсивность звездообразования в межэвездной среде. Анализ полученных решений показал, что увеличение значения q уменьшает плотность горячего газа и увеличивает его температуру. При этом звуковая точка аккреционного течения перемещается ближе к центру галактики.

В [116] влияние стоков массы на структуру охлаждающегося течения исследовалось «в чистом виде»: в уравнениях отсмтствовали источники массы п энергии. Задача в более полном виде как с положительными, так и с отрицательными источниками решалась в работе [117]. Особенностью этой работы является то, что в ней представлен очень широкий набор (около 40) стационарных моделей для горячей межэвездной среды Е-галактих. Исследуется влияние различных комбинаций значений источников и стоков на структуру течения. Показано также, что присутствие внешней среды с конечным значением давления почти не изменяет полную ренттеновскую светимость галактики, но повышает среднюю температуру межэвездного газа, что может быть воспринято наблюдателем как признак наличия у галактики массивного темного гало. Поэтому только анализ профиля температуры вдоль радиуса галактик, а не информация об ее среднем по галактике значении, может ответить на вопрос о существовании такого гало. Вариации мощности источников и стоков энергии хотя и изменяют профили температуры, плотности газа, а также поверхностной яркости рентгеновского излучения, но слабо влияют на изменение светимости L_x . Поэтому делается вывод о том, что наблюдаемый разброс значений L_x для фиксированного значения L_B следует связывать с действием внешних механиэмов (например, с выметанием газа из галактики динамическим напором межгалактической среды).

В моделях охлаждающегося течения, рассчитанных в работах [118, 119], в отличие от [117], основное внимание было уделено изучению влияния на структуру течения не величины источников и стоков массы, а распределения массы гравитирующего вещества в Е-галактике и интенсивности нагрева газа вспышками сверхновых. Все рассчитанные модели разделены на 4 основных типа по признаку учета в них темного массивного гало и натрева газа сверхновыми: 1) без гало и сверхновых, 2) со сверхновыми (SN), 3) с темным гало (HH), 4) с гало и сверхновыми (SN — HH). Температура газа в моделях первого типа оказывается существенно ниже наблюдаемых температур в межзвоздной среде Е-галактик. Помимо этого. профили поверхностной яркости рентгеновского излучения гораздо круче наблюдаемых. Эначительное уменьшение температуры к периферии галактики найдено также и в моделях типа SN (аналогичный результат был получен в работе [102] см. выше). Модели типа SN — НН описывают ситуацию, при которой газ, несмотря на нагрев при вспышках сверхновых. не может покинуть галактику и удерживается в ней гравитационным полем массивного гало. Рентгеновская светимость газа в этих моделях превосходит наблюдаемую. Наилучшим образом согласуются с наблюдениями результаты расчетов моделей типа НН. Недостаток этих моделей заключается лишь в том, что у них в центре галактики получается слишком большой пик поверхностной рентгеновской яркости.

По мнению авторов работ [118, 119] одной из главных проблем остается непонимание причины широкого разброса значения L_x у разных галактик с одним и тем же значением L_B (более, чем в 50 раз). Подчеркивается также, что найденное Тамманом [124] значение частоты вспышек сверхновых в Е-галактиках $v_{SN} = 0.22/(10^{10} L_{\odot} \cdot 100$ лет) вероятно является завышенным в несколько раз. Аналогичный вывод был сделан и в работах [110, 117]. Однако возможно, что обе эти трудности могут быть разрешены в рамках нестационарного моделирования охлаждающегося течения.

Пожалуй, наибольшие трудности для модели охлаждающегося течения связаны с неопределенностями в судьбе движущегося в центральные области галактики и охлаждающегося газа. Выше уже говорилось, что в теории для уменьшения этого потока и соответственно доли газа, доходящего до самого центра, привлекалось предположение о стоках массы вследствие действия тепловой неустойчивости. Альтернативный вариант, также приводящий к уменьшению темпа аккреции газа, состоит в привлечении механизма теплопроводности. Стационарные модели охлаждающегося течения с учетом теплопроводности исследовались в ряде работ [121—123]. Введение теплопроводности позволяет не только уменьшить значение темпа аккреции в модели, но и допускает интерпретацию наблюдаемого распределения рентгеновской яркости в предположении о том, что И не зависит от радиуса [122]. Таким образом, автоматически исчезает необходимость в рассмотрении процессов звездообразования на далеких от центра галактики расстояниях. Флуктуация магнитного поля, которые, возможно, присутствуют в межэвездной среде Е-галактик, незначительно уменьшают поток тепла, переносимый электронной теплопроводностью [123]. Говоря о теплопроводности в горячем газе Е-галактик, упомянем также о работе [120], в которой речь идет уже не об уменьшении аккреционното потока, а об испарении газа из галактики, обусловленном учетом теплопроводности.

3.2. Нестационарные модели. Стационарные модели могут описать равновесные структуры газа во внешнем гравитационном поле галактик, но они не позволяют рассчитать внолюцию исследуемых объектов. Подобный расчет необходим для понимания происхождения наблюдаемого горячего газа, а также возможного пути развития газовых корон галактик и для выявления устойчивых распределений газа в короне. Трудность получения нестационарных решений заключается не столько в реализации алгоритма расчета, сколько в удачном выборе начальных и граничных условий.

Впервые решение нестационарной задачи об эволюции межзвездного газа в Е-галактиках было выполнено в уже упоминавшейся работе Матьюза и Бэйкера [92]. Существенным элементом модели, рассмотренной в [92], было то, что в начальный момент галактика считалась свободной от газа. Возникающее сверхзвуковое течение явилось отчасти следствием такого приближения. Это начальное условие, использованное впоследствии в ряде работ, представляется не очень удачным, поскольку пути эволюции межввездной среды во многом определяются количеством газа в галактике [121]. Основная причина возникновения трансзвукового течения, описанного в [92], — действие интенсивных источников энергии в виде вспышек сверхновых. Было показано, что при выбранных начальных условиях за характерное время порядка 108 лет устанавливается квазистационарное состояние. При этом, как следовало из расчетов, величина плотности газа резко уменьшается к периферии галактики. Соответственно малой получалась и полная масса газа ($\sim 10^7 M_{\odot}$).

Матьюз и Байкер исследовали также ситуацию, в которой интенсивность источников энер: им принималась в 10 раз меньшей по сравнению с описанным выше случаем. Полученная из расчетов картина течения оказалась следующей: в центре аккреция с сбразованием холодной плотной области и истечение газа на периферии галактики. Эта модель получила в дальнейшем название «частичный галгктический ветер». Она нашла развитие в работе [101]. где расчет на временных масштабах порядка 10^8 лет проводился для двух различных периодов эволюции Е-галактики, соответствующих разным значениям параметра α_* .

В работе Сэндерса [126] была предложена модель пульсирующего галактического ветра с периодом $5 \cdot 10^8 - 10^9$ лет. Перерывы и повторное возникновение течения должны, по мнению автора, вызываться постепенным накоплением газа и вспышками звсэдообразования с последующей за этим фазой частых вспышек сверхновых и выметанием газа из галактикн.

Процесс формирования охлаждающегося течения для газа в Е-галахтике, который первоначально находился в состоянии гидростатического равновесия, был рассчитан в работе [133]. Исследовалась зависимость типа течения от начальной величины концентрации газа в центре галактики.

В работах [127, 128] прослеживается эволюция межзвездного газа Е-талактик на космологических временных масштабах. При этом одним из главных факторов, определяющих вид течения, является наличие темного массивного телактического гало. Рассмотрено два случая, в одном из которых значение массы гравитирующего вещества равно 3.1 · 10¹² М а в другом — 8.3 · 10¹² М ... На долю темного гало приходится 90% сбщей массы. Существенным также является и учет изменения значения параметра α_{s} — от примерно 10¹⁷ с⁻¹ на ранних стадиях эволюции галактики до 2.10⁻²⁰ с⁻¹ в современную эпоху. Параметр α_{5.1}, характеризующий активность сверхновых, меняется за это же время всего в несколько раз. Поэтому удельная энергия 2 , $T_{\rm SN}/\alpha$, передаваемая среде со вновь поступаю. щим в нее от звезд газом, возрастает со временем. Для модели с мельшей массой при значении частоты вспышек сверхновых, соответствующей оценке Таммана [124]. эволюция межзвездной среды приводит к возникновению сверхэвукового галактического ветра. В соответствии с выводами авторов работы [128], наблюдаемые значения рентгеновской светимости Е-галактик могут быть сбъяснены только при наличии массивного темного гало и в предположении о том, что У су в современную впоху в несколько раз меньше значения, предложенного в [124].

В недавно появившейся работе [135] отмеченное противоречие между значением v _{SN} для Е-талактик по Тамману и возможностью объяснить присутствие горячето газа в Е-галактиках снимается. Нестационарная газодинамическая модель, результаты расчетов которой приведены в этой заметке, отличается главным образом от модели Матьюза и Лоавенстейна [128] видом зависимости параметра α_{SN} от времени. В [135] эта зависимость выбирается так, что значение α_{SN} убывает со временем немного быстрес, чем значение α_s . Вследствие этого величина удельной энергин α_{SN} T_{SV} τ_s также убывает в процессе эволюции галактики. Результаты расчетос показали, что при выполнении отмеченного условия межэвездная среда галактики в общем случае должна проходить через три динамические фазы: 1) фава сверхзвукового ветра, 2) фаза дозвукового истечения, 3) фаза аккреционного течения. Согласно работе [135], большая часть наблюдаємых в рентгеновском диапазоне галактик находится во второй фазе. Необходимо отметить, что при расчетах использовалось принятое по работе Таммана [124] значение v_{SN} в настоящую эпоху.



Рис. 5. Рентгеновская светимость эллиптических галактик в звансимости от их оптической светимости (заштрихованные кружки)и результаты эволюционных расчетов (незаштрихованные) (на работы [135]).

В рамках предложенной модели удается объяснить и широкий разброс наблюдаемых значений Lx для фиксированного значения Ls. Это достигается небольшой вариацией значений параметров, характеризующих гравитационное поле галактики. Данный результат демонстрируется на рис. 5, где нанесены как расчетные точки, так и результаты наблюдений Е-талактик. 11—12 В двух работах [129, 134] исследовано влияние теплопроводности на вволюцию горячего газа в охлаждающемся течении. В связи с тем, что модели, построенные в этих работах, используются для интерпретации рентгеновского излучения от горячего газа в скоплениях галактик, в уравнениях отсутствуют члены, соответствующие источникам массы и внергии. С другой стороны, при расчете учитывается возможный сток массы путем образования холодных облаков под действием тепловой неустойчивости. Для описания втого процесса в [129] в уравнение неразрывности вводится слагаемое

$$-\frac{q_{P}}{l_{e}}e^{-(l_{e}'r)^{m}},\qquad(9)$$

где q, m — коэффициенты, r — расстояние от центра скопления, λ_c — критическое значение длины волны возмущения: при $\lambda > \lambda_c$ в неустойчивой среде возмущение растет и переходит в нелинейный режим. при $\lambda < \lambda_c$ начальное возмущение рассасывается под действием теплопроводности. Похожее выражение использовалось также и в [121], правда при построении стационарных моделей. Подобное выражение представляется весьма удачным, поскольку оно имеет непосредственный физический смысл и соответствует реальному процессу выделения возмущений в горячем газе под действием тепловой неустойчивости.

В [134] показано, что теплопроводность не может компенсировать потери энергии при излучении в центральных областях охлаждающегося течения. Действие теплопроводности проявляется лишь в том, что оттягивается по времени фаза образования холодного и плотного ядра. Учет стоков массы может изменить картину течения в большей степени.

Близкие к указанным результаты были получены также и в работах [136, 137], где эволюция межзвездной среды в Е-галактиках рассмотрена в рамках «горячей» модели формирования галактик [138]. В соответствии с данной моделью предполагается нагрев протогалактического газа в результате вспышек сверхновых первых поколений. При этом часть газа из внешних областей протогалактики уходит в межгалактическое пространство. В центре охлаждение газа приводит к образованию холодного ядра. Газ, изначально находившийся в промежуточных областях, участвуст в формировании горячей короны галактики.

Численные решения нестационарных газодинамических уравнений позволяют количественно оценить влияние различных факторов на динамическую оволюцию течения газа в Е-галактиках. Однако основные качественные выводы относительно тенденции развития крупномасштабной структуры межэвездной среды в Е-галактиках можно выяснить, получив для простых частных случаев автомодельные решения. Эта процедура реализована в работах. [130—132]. В [130] в качестве двух размерных пара-

All and a l

метров, содержащихся в автомодельном решении, выбраны: коэффициент в функции охлаждения и начальная температура газа. В [131] второй из этих параметров заменен на величину, характеризующую удельную энергию поступающего со звезд газа. При этом в начальный момент в галактике газа отсутствует. Данное условие необходимо для постановки автомодельной задачи с учетом сброса газа со звезд. В противном случае в задаче об эволюции течения появился бы дополнительный размерностный параметр, связанный с начальной температурой газа. Качественный анализ уравнений показывает, что автомодельное решение описывает течение, которое можно разделить на четыре зоны. В качестве границ выступают: звуковая точка, точка, соответствующая расстоянию от центра, где время охлаждения равно возрасту системы, а также граница, отделяющая область волны разряжения.

3.3. Тепловая неустойчивость в горячем газе Е-галактик. Выше уже отмечалась важная роль тепловой неустойчивости в горячих коронах Е-галактик. Особое место процессы, обусловленные действием тепловой неустойчивости, занимают в теории охлаждающихся течений. Впервые на необходимость привлечения механизма тепловой неустойчивости при моделировании этого течения было указано уже в первых работах по «cooling ilow» [105, 106]. Был выведен в линейном приближении критерий локальной неустойчивости для изотермических возмущений, движущихся к центру галактики вместе с горячим газом.

В работах [116, 139] наряду с радиальными рассмотрены и нерадиальные возмущения в горячем газе в рамках сферически-симметричной модели. Сделанные в статье [140] выводы относительно стабилизации возмущений в среде при радиальных смещениях выделенных объемов вследствие действия силы плавучести не подтвердились. Скорее всего в охлаждающихся течениях можно пренебречь конвекцией и считать, что выделенное возмущение неподвижно относительно медленно падающего на центр газа [141].

В ряде работ проводилось численное моделирование процесса образования холодных облаков из горячей среды под действием тепловой неустойчивости [142—145]. В данной задаче могут быть выделены три характерных значения времени [142]: 1) время пересечения области возмущения звуковой волной, 2) время прогрева флуктуации тепловой волной, 3) время охлаждения газа при высвечивании. В зависимости от соотношения¹ этих характерных времен эволюция возмущения может идти разными путями: 1) образование холодного облака, сопровождающееся возникновением ударной волны, 2) то же самое, но без ударной волны, 3) прогрев облака и исчезновение флуктуации [142—144]. Следует заметить; что теплопроводность в значительной мере препятствует развитию тепловой неустойчивости в горячем газе Е-галактик: пространственные размеры тех флуктуаций, которые не размываются теплопроводностью, при концентрациях газа равных $n = 10^{-3} - 10^{-2}$ см⁻³, сравнимы с размерами галактики [142]. При учете в модели магнитного поля оказывается, что в процессе образования конденсаций ударные волны. как правило, не возникают [144].

4. Заключение. Физика межзвездного газа в эллиптических галактиках в настоящее время является активно развивающейся областью астрофизики. В ближайшем будущем основные возможности получения новой информации о структуре межзвездной среды Е-талактик связывается с увеличением пространственного и спектрального разрешения приемников рентгеновского излучения. Результаты наблюдений, проведенных при помощи таких приемпиков, позволили бы нам судить не только о крупномасштабной структуре горячего газа в коронах Е-талактик, но и о возможных флуктуациях и неоднородностях в таком газе. Подобные наблюдения создадут реальную почву для построения дву- и трехмерных моделей гавовых корон.

В теории уже сейчас становится очевидной необходимость расчета инотофазных моделей межзвездной среды в Е-галактиках. Вполне вероятно, что учет фактора многофазности внесет существенные коррективы в наше представление о динамике и энергетике газа в галактиках ранних типов.

Аснинградский государственный униворсятет

GAS IN ELLIPTICAL GALAXIES

E. V. VOLKOV

A review of the investigations of the interstellar medium in elliptical galaxies has been done. Main observational results are obtained in the X-ray spectral region. These are indicative of the substantial masses of hot gas presented in the interstellar space of E galaxies. The optical, IR and radio observational results are also discussed. Various theoretical models commonly used to describe the dynamical state and energetics of the interstellar medium in E galaxies are considered. The computational results of both stationary and non-stationary hot gas corona models for E galaxies are reviewed.

ОБЗОРЫ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука. М., 1978.
- 2. А. В. Засов. Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Астрон., 29, 3, 1981.
- В. Г. Горбацкий. Введение в физику галактик и скоплений галактик, Наука, М., 1986.
- 4. S. M. Feber, J. S. Gallagher, Astrophys. J., 204, 365, 1976.
- 5. F. Schweizer, in "Structure and dynamics of elliptical galaxies", Proc. 127th IAU Symp., ed. T. de Zeeuw, 1987, p. 109.
- 6. W. Forman, C. Jones, Annu. Rev. Astron. and Astrophys., 20, 547, 1982.
- 7. A. C. Fabian, P. E. J. Nulson, C. R. Canizares, Nature, 310, 733, 1984.
- 8. C. L. Sarazin, Rev. Modern Phys., 58, 1, 1986.
- 9. В. Г. Горбацкий, А. Г. Крицик, Итоги науки и техн. ВИНИТИ. Астрон. 29, 3, 1987. 3, 1987.
- 10. E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Science, 152, 66, 1966.
- H. Bradt, W. Mayer, S. Naranan, S. Rappaport, G. Spuda, Astrophys. J., 150, L199, 1967.
- 12. D. Fabricant, M. Lecar. P. Gorenstein, Astrophys. J., 241, 552, 1980.
- 13. S. M. Lea, R. Mushotzky, S. S. Holt, Astrophys. J., 262, 24, 1982.
- 14. D. Fabricant, P. Gorenstein, Astrophys. J., 267, 535, 1983.
- G. C. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
- W. Forman, J. Schwarz, C. Jones, W. Liller, A. C. Fabian, Astrophys. J., 234, L27, 1979.
- 17. E. D. Fetgelson, E. J. Schreier, J. P. Delvaille, R. Giacconi, J. E. Grindlay A. P. Lightman, Astrophys. J., 251, 31, 1981.
- 18. P. Biermann, P. P. Kronberg, B. F. Madore, Astrophys. J., 256. L37, 1982.
- 19. P. Biermann, P. P. Kronberg, Astrophys. J., 268, L69, 1983.
- J. Bechtold, W. Forman, R. Giacconi, C. Jones, J. Schwarz, W. Tucker, Astrophys. J., 265, 86, 1983.
- P. E. J. Nulson, G. C. Stewart, A. C. Fabian, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 208, 185, 1984.
- 22. L. L. Dressel, A. S. Wilson, Astrophys. J., 291, 668, 1985.
- C. R. Canizares, M. E. Donahue, G. Trinchieri, G. C. Stewart, T. A. McGlynn Astrophys. J., 304, 312, 1986.
- 24 V. J. Stanger, R. S. Warwick, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 363, 1986.
- 25. G. Trinchieri, G. Fabbiano, C. R. Canizares, Astrophys. J., 310, 637, 1986.
- 26. W. Forman, C. Jones. W. Tucker, Astrophys. J., 293, 102, 1985.
- 27. G. Trinchieri, G. Fabbiano, Astrophys. J., 296, 447, 1985.
- 28. C. R. Cunizares, G. Fabbiano, G. Trinchieri, Astrophys. J., 312, 503, 1987
- 29. N. U. Mayall, Lick Observ. Bull., 19, 33, 1939.
- 30. M. L. Humason, N. U. Magall, A. R. Sandage, Astron. J., 61, 97, 1956.
- 31. G. R. Gisler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 633, 1978.
- 32. D. E. Osterbrock, Astrophys. J., 132, 325, 1960.
- 33. N. Caldwell, Publ. Astron. Soc. Pacif., 96, 287, 1984.
- 34. M. M. Phillips, C. R. Jenkins, M. A. Dopita, E. M. Sodler. L. Binette, Astron J., 91, 1062, 1986.
- 35. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Astrophys. J., 142, 634, 1965.

- 36. R. Minkowski, in "Radio Astronomy", Proc. of the 97th IAU Symp., ed. H. C. van der Hulst, 1957, p. 107.
- 37. W. J. M. Breugel, P. McCarthy, Astrophys. J., 338, 48, 1989.
- 38. H. C. Ford, H. R. Butcher, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 147, 1979.
- 39. S. M. Kent, W. L. W. Sargent, Astrophys. J., 230, 667, 1979.
- 40. R. M. Johnstane, A. C. Fabian, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 233, 581, 1988.
- 41. W. van Breugel, T. Heckman, G. Miley, Astrophys. J., 276, 79, 1984.
- 42. A. C. Fabian, K. A. Arnaud, P. E. J. Nulsen, M. G. Watson, G. C. Stewart, I. McHardy, A. Smith, B. Cooke, M. Elvis, R. F. Mushotzky, Mon. Notic. Roy Astron. Soc., 216, 923, 1985.
- 43. M. T. Heckman, Astrophys. J., 250, L59, 1981.
- 44. L. L. Cowie, E. M. Hu, E. B. Jenkins, D. G. York, Astrophys. 1., 272, 29, 1983.
- 45. E. M. Hu, L. L. Cowis, Z. Wang, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 447, 1985.
- 46 R. M. Johnstone, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 224, 75, 1987.
- M. S. Roberts, in "Stars and Stellar Systems", ed. A. R. Sandage, M. Sandage, J. Kristian, 9, 309, 1975.
- 48. J. H. Bleging, P. Biermann, Astron. and Astrophys., 60, 361, 1977.
- 49. L. Bottinelli, L. Gougenheim, Astron. and Astrophys., 76, 176, 1979.
- 50. L. Bottinelli, L. Gougenheim, G. Paturel, Astron. and Astrophys., 88, 32, 1980.
- 51. N. Krumm, E. Salpeter, Astrophys. J., 227, 776, 1979.
- 52. R. H. Sanders, Astrophys. J., 242, 931, 1980.
- 53. D. W. Johnson, S. T. Gottesmann, Astrophys. J., 275, 549, 1983.
- 54. G. Lake, R. A. Schommer, Astrophys. J., 280, 107, 1984.
- 55. G. R. Knapp. E. L. Turner, P. E. Cunniffe, Astron. J., 90, 454, 1985.
- 56. G. S. Shostak, Astron. and Astrophys., 68, 321, 1978.
- 57. E. Raimond, S. M. Faber, J. S. Gallagher, G. R. Knapp, Astrophys. J., 246, 708, 1981.
- 58. G. Lake, R. A. Schommer, J. H. van Gorkom, Astrophys. J., 314, 57, 1987.
- 59. G. R. Knapp, E. Raimond, Astron. and Astrophys., 138, 77, 1984.
- J. H. van Gorkom, G. R. Knapp, E. Raimond, S. M. Faber, J. S. Gallagher-Astron. J., 91, 791, 1986.
- 61. J. N. Bregman, M. S. Roberts, R. Giovanelli, Astrophys. J., 330, L93, 1988.
- D. -W. Kim, P. Guhathakurta, J. H. van Gorkom, M. Jura, G. R. Knapp, Astrophys J. 330, 684, 1988.
- 63. R. D. Ekers, Phys. Scripta, 17, 171, 1978.
- 64. L. L. Dressel, Astrophys. J., 245, 25, 1981.
- J. S. Gallagher, G. R. Knapp, S. M. Faber, B. Balick, Astrophys. J., 215, 463, 1977.
- J. E. Guan, in "Active Galactic Nuclei", ed. C. Hazard, S. Mitton, Cambridge, 1979, p. 213.
- D. E. P. Walsh, G. R. Knapp, J. M. Wrobel, D. W. Kim, Astrophys. J., 337, 209, 1989.
- J. H. van Gorkom, G. R. Knapp, R. D. Ekers, D. D. Ekers, R. A. Laing, K. S. Polk, Astron. J., 97, 708, 1989.
- 69. K. Ebneter, S. Djorgovski, M. Davis, Astron. J., 95, 422, 1988.
- 70.T. G. Hawarden, R. A. W. Elson, A. J. Longmore, S. B. Tritton, H. G. Corwin Jr., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 196, 747, 1981.
- 71. E. M. Sadler, O. E. Gerhard, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 177, 1985.

обзоры

- 167
- 72. W. B. Sparks. J. V. Woll, D. J. Thorne, P. R. Jorden, I. G. van Breda, P. 1. Rudd, H. E. Iorgensen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 217. 87, 1985.
- 73. K. Ebneter, B. Balick, Astron. J., 90, 183, 1985.
- 74. M. Jura, Astrophys. J., 306, 483, 1986.
- 75. M. Jura, Astrophys. J., 254. 70, 1982.
- 76. M. -P. Veron-Cetty, P. Veron, Astron. and Astrophys., 204, 28, 1988.
- 77. M. Jura, D. W. Kim, G. R. Knapp, P. Guhathakurta, Astrophys. J., 312, L11. 1987. .
- 78. Т. А. Лозинская, Сверхновые звезды и звездный ветер. Наука, М., 1986.
- 79. Е. В. Волков, Астрофизика, 24, 57, 1986.
- 80. У. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
- 81. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев, Физика плазмы для физиков, Атрмиздат, М., 1979.
- 82. P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 1007, 1982.
- 83. E. B. Волков, Л. Н. Иванов, Астрофизика, 19, 91, 1983.
- 84. W. H. Tucker, R. Rasner, Astrophys. J., 267, 547, 1983.
- 85. M. Takahara, F. Takahara, Progr. Theor. Phys., 65, 369, 1981.
- 86. Е. В. Волков, Астрон. ж., 82, 450, 1985.
- 87. P. A. Thomas, A. C. Fabin, K. A. Arnaud, W. Forman, C. Jones, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 222, 655, 1986.
- 88. A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, J. Grindlay. Astrophys. J., 248, 47, 1981.
- 89. G. A. Kriss, D. F. Gioffi, C. R. Canizares, Astrophys. J., 272, 439, 1983.
- 90. /. A. Burks, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 140, 241, 1968.
- 91. H. E. Johnson, W. I. Axford, Astrophys. J., 165, 381, 1971.
- 92. W. G. Mathews, J. C. Baker, Astrophys. J., 170, 241, 1971... 93. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 15, 637, 1979.
- 94. J. P. Vader, Astrophys. J., 317, 128, 1987.
- 95. R. B. Larson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 169, 229, 1974.
- 96. G. R. Gisler, Astron. and Astrophys., 51, 137, 1976.
- 97. G. R. Knapp, F. J. Kerr, B. A. Williams, Astrophys. J., 222, 800, 1978.
- 98. M. Jura. Astrophys. J., 212, 634, 1977.
- 99. S. Ikeucht, Prog. Theor. Phys., 58, 1742, 1977.
- 100. M. E. Bailey, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 195, 1980.
- 101. J. MacDonald, M. E. Balley. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 197, 995, 1981.
- 102. R. E. White III, R. A. Chevalier, Astrophys. J., 275, 69, 1983.
- 103. В. М. Конюков, Препр. № 183, ФИАН, М., 1985.
- 104. L. L. Cowie, J. Binney, Astrophys. J., 215, 723, 1977.
- 105. A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 479, 1977.
- 106. W. G. Mathews, J. N. Bregman, Astrophys. J., 224. 308, 1978.
- 107. J. E. Gunn, J. R. Gott III, Astrophys. J., 176, 1, 1972.
- 108. Cooling Flows in Clusters and Galaxies, Proc. NATO Adv. Res. Workshop, Cambridge, 1988.
- 109. R. E. White, R. A. Chevalter, Astrophys. J., 280, 561, 1984.
- 110. P. A. Thomas, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 220, 949, 1986.
- 111. A. C. Fabian. P. E. J. Nulsen, C. R. Cantzares, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc 201, 933, 1982.
- 112. C. L. Sarazin, R. W. O'Connell, Astrophys. J., 268, 552, 1983.
- 113. R. J. Klein, M. T. Sandford, R. W. Whitaker, Astrophys. J., 271, L69, 1983.
- 114. J. Silk, Astrophys. J., 297, 1, 1985.

- 115. J. Silk, S. Djorgovski, R. F. G. Wyse, G. A. Bruzual, Astrophys. J. 307, 415, 1986.
- 116. R. E. White III, C. L. Sarazin. Astrophys. J., 318. 612; 318, 621; 318. 629, 1987.
- 117. P. W. Vedder, J. J. Trester, C. R. Canizares, Astrophys. J., 332, 725, 1988.
- 118. C. L. Sarasin, R. E. White III, Astrophys. J., 320, 32, 1987.
- 119. C. L. Sarosin, R. E. White III, Astrophys. J., 331, 102, 1988.
- 120. M. Takahara, F. Takahara, Progr. Theor. Phys., 62, 1253, 1979.
- 121. Е. В. Волков, Строение газовых жорон эллиптических галактик, Канд. диссертация, Ленинград, 1987.
- 122. E. Bertschinger, A. Meliksin, Astrophys. J., 306. L1, 1986.
- 123. R. Rosner, W. H. Tucker, Astrophys. J., 338, 761, 1989.
- 124. G. A. Tammann, in "Supernovae: a Survey of Current Research", ed. M. Rees Dordrecht, 1982, p. 371-
- 125. M. Schmidt, Astrophys. J., 129, 243, 1959.
- 126. R. H. Sanders, Astrophys. J., 244, 820, 1981.
- 127. W. G. Mathews, M. Loewenstein, Astrophys. J., 306. L7, 1986.
- 128. M. Loewenstein, W. G. Mathews. Astrophys. J., 319, 614, 1987.
- 129. J. N. Brogman, L. P. David, Astrophys. J., 326, 639, 1988.
- 130. R. A. Chevalier, Astrophys. J., 318, 66, 1987.
- 131. R. A. Chevalier, Astrophys. J., 329, 16, 1988.
- 132. E. Bertschinger, Astrophys. J., 340, 666, 1989.
- 133. Е. В. Волков, Астрофизика, 24, 477, 1986.
- 134. A. Meikein, Astrophys. J., 334, 59, 1988.
- 135. A. D. Ercole, A. Renzini, L. Ciotti, S. Pellegrini, Astrophys. J., 341, L9, 1989.
- 136. А. А. Сучков, В. Г. Брегман, Аспрофизнка, 28, 87. 1988.
- 137. В. Г. Брегман, А. А. Сучков, Астрофизника, 30, 48, 1989.
- 138. А. А. Сучков, В. Г. Брегман, Ю. Н. Мишуров, Астрон. ж., 64, 708, 1987.
- 139. A. Melagoli, R. Rosner, G. Bodo, Astrophys. J., 319, 632, 1987.
- 140. L. L. Cowie, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 399, 1980.
- 141. P. E. J. Nulsen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 221, 377, 1986.
- 142. Е. В. Волков, Астрон. циркуляр, № 1497, 1, 1987.
- 143. L. P. David, J. N. Bregman, C. G. Seab, Astrophys. J., 329, 66, 1988.
- 144. L. P. David, J. N. Bregman, Astrophys. J., 337, 97, 1989.
- 145. А. Г. Крицук, Астрон. ж., 66, 700, 1989