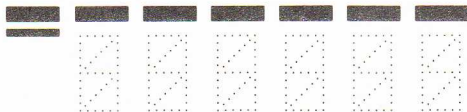


Dear Dr. A.H.Bridle

We are pleased to send you
the Russian version of
your excellent review.

With all best wishes
in 1988.

Sincerely yours
Dagkesamansky R.D.
Komissarov S.S.



Индекс предприятия связи места назначения



Куда _____

Кому _____

Индекс предприятия связи и адрес
отправителя

© Министерство связи СССР, 1988. З. 83157. МПФГ. Т. 20 млн. 29.10.82. Ц. 6



Счастливого рожденья!

Внегалактические струйные радиовыбросы

Алан Брайдл*, Ричард Перли**

1. Введение

Мощные протяженные внегалактические источники радиоизлучения поставили перед астрофизиками два сложных вопроса (они подробно рассмотрены в работах [147, 157]). Во-первых, какой источник энергии обеспечивает их высокие радиосветимости (до 10^{38} Вт в диапазоне частот от 10 МГц до 100 ГГц)? Во-вторых, каким образом активный центр родительской галактики или квазара поставляет в протяженные радиокомпоненты, расположенные на расстояниях до нескольких сотен килопарсек от оптического объекта, такое большое (до 10^{54} Дж) количество энергии в виде релятивистских частиц и магнитных полей? Новые системы апертурного синтеза [68, 250] и новые алгоритмы построения изображений [66, 101, 202, 231] позволили в последнее время получать радиоизображения с разрешением лучше $1''$, высокой чувствительностью и широким динамическим диапазоном; в результате впервые стала очевидной вся сложность строения ярких источников. Многие из них содержат *струйные радиовыбросы*, т. е. тонкие детали радиоструктуры, расположенные между компактными центральными ядрами и более протяженными радиокомпонентами. В этом обзоре рассматриваются характерные свойства таких выбросов и выводы, которые благодаря их наблюдениям можно сделать о физике переноса энергии во внегалактических радиоисточниках. Вопроса о механизме об-

* Национальная радиоастрономическая обсерватория (руководство осуществляется Ассоциацией университетов по контракту с Национальным научным фондом), Шарлоттсвилл, Вирджиния 22901.

** Национальная радиоастрономическая обсерватория, Сокорро, Нью-Мексико 87801.

разования струйного выброса, который тесно связан с первой из указанных проблем, мы непосредственно касаться не будем — он подробно рассмотрен в работах [207, 251].

1.1. Почему «струйные выбросы»?

Бааде и Минковский [3] впервые использовали термин *струйный выброс* в применении к внегалактическим объектам, описывая цепочку оптических «узлов», вытянувшихся на расстояние $\sim 20''$ от ядра галактики М 87, которые напоминают распавшуюся на капельки струю жидкости. Они предположили, что «эта струя образована в результате выброса из ядра галактики» (несмотря на то что непрерывный спектр струи не позволяет определить скорость) и что наблюдаемая в спектре ядра эмиссионная линия [OII] $\lambda 3727$, голубое смещение центра которой соответствует движению относительно всей системы со скоростью в несколько сотен километров в секунду, «излучается той частью струи, которая расположена если и не в самом ядре, то очень близко от него». Оптический «жгут» [227] вблизи квазара 3С 273, напоминающий «узлы» в галактике М 87, также был назван струей, несмотря на отсутствие прямых свидетельств об истечении. Обнаружение радиоизлучения от этих оптических «струй» [114, 160] послужило основанием, чтобы назвать узкие структуры в других источниках [168, 253] «струйными радиовыбросами». В 1973 г. были разработаны усовершенствованные варианты [25, 147, 221] моделей непрерывного истечения или «пучка» для внегалактических источников, предложенные ранее Моррисоном [162] и Рисом [204]. Новые модели позволили (а) устранить затруднения, связанные с адиабатическими потерями, которые в случае «взрывных» моделей означали, что компактные предшественники протяженных источников должны быть существенно ярче, чем реально наблюдаемые объекты, и (б) объяснить, каким образом характерное время жизни электронов (определяемое синхротронными потерями энергии) в «горячих пятнах» ярких протяженных компонент может оказаться меньше, чем время распространения светового сигнала от родительской галактики или квазара до горячего пятна [113]. С тех пор модели непрерывного истечения и данные о струйных выбросах сопутствуют друг другу.

1.1.1. Предостережение. Термин *струя* обычно применяется для описания непрерывного истечения жидкости из сопла, однако ни для одного из непрерывных внегалактических струйных выбросов не обнаружено прямых указаний на течение. Исследования собственных движений узлов в некоторых компактных радиоисточниках на РСДБ-системах (их обзор дан в работе [57]) наводят на мысль о струеподобных истечениях из стационарных «ядер», но только в случае 3С 345 [7] это предположение было проверено с использованием внешней системы отсчета. Однако при наличии непрерывного распределения излучательной способности подобные собственные движения проследить невозможно. Следовательно, узкие структуры килопарсековых размеров называются струйными выбросами главным образом из-за того, что они встречаются там, где модели «пучка» требуют коллимированного истечения из активных ядер.

1.2. Какие же именно «тонкие детали структуры» называть струйными выбросами?

Терминологию, которая настолько предопределяет подход к физике источника, следует использовать с осторожностью, и поэтому мы считаем (как и в работе [27]), что, для того чтобы называться струйным выбросом, деталь структуры источника должна удовлетворять следующим условиям.

1. Ее длина должна быть по крайней мере в четыре раза больше ширины.

2. При высоком разрешении она должна выделяться на фоне других протяженных образований (если они вообще есть в источнике) либо более высокой яркостью, либо местоположением (например, эта деталь может выглядеть тонким гребнем на фоне области более диффузного излучения или представлять собой узкий выступ внутренней части источника, который «врезается» в протяженную периферийную область излучения).

3. В ближайшей окрестности компактного ядра радиоисточника струйный выброс должен лежать с ним на одной прямой.

1.2.1. Примеры. На рис. 1—5 показаны струйные выбросы различных размеров и мощности. Рисунки иллюстрируют и

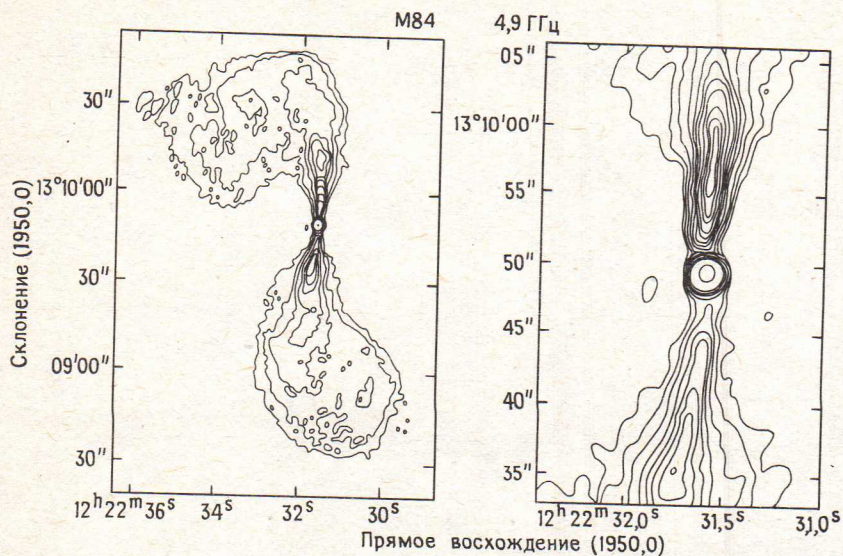
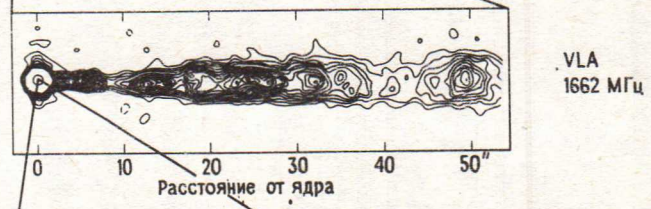
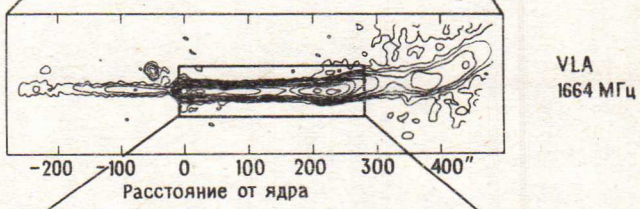
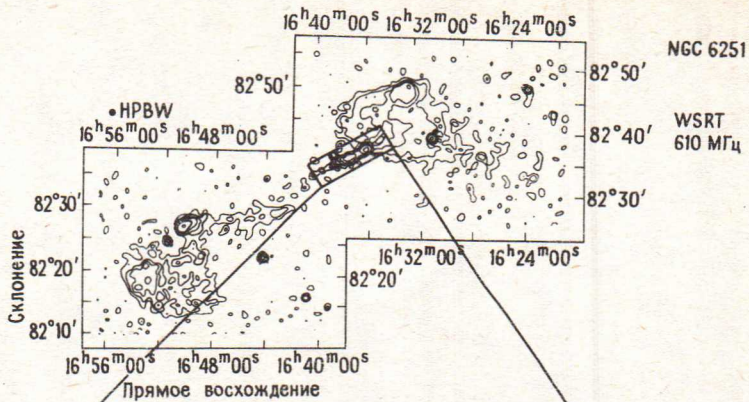


РИС. 1. Карты струйных выбросов в слабой радиогалактике М 84, полученные на системе VLA (частота 4,9 ГГц); на правом изображении показана детальная структура центральной области. Пик яркости на этих картах соответствует радиоядру. Обратите внимание на то, что в основании северный выброс ярче южного и на слабый кокон, появляющийся у обоих выбросов на расстояниях $> 5''$ от ядра (данные Р. А. Лэнга и А. Х. Брайдла; материалы готовятся к печати).

определенную неоднозначность восприятия — при меньшей чувствительности струйный выброс галактики NGC 6251 (рис. 2) распадается на отдельные «узлы», причем не все они вытянуты вдоль направления струи. Однако мы называем цепочку «узлов» *струйным выбросом* только в том случае, если она содержит более двух «узлов» или если некоторые «узлы» вытянуты вдоль нее (рис. 3 и 5). (Мы предпочитаем не рассматривать некоторые объекты, «распадающиеся на капли», чтобы на использовать слишком вольно столь конкретный термин.) Вытянутые внешние протяженные компоненты некоторых темнеющих к краю источников (например, 3С31[245] с таким же успехом можно называть



▲ РИС. 2. Структура двустороннего выброса галактики NGC 6251 в широком диапазоне угловых масштабов. (HPBW — ширина диаграммы направленности на уровне половины максимальной мощности; WSRT — голландская система апертурного синтеза с кабельной линией связи.) Обратите внимание на «узловую» структуру выброса и крупномасштабные «извилины» (средние изображения). Центральная структура типа «ядро — выброс» (нижнее изображение) и крупномасштабный выброс имеют позиционные углы, различающиеся на $4,5 \pm 1^\circ$. (Данные из работы [279] — верхнее изображение; материалы Р. А. Перли и А. Х. Брайдла (готовятся к печати) — второе и третье сверху изображения; [183] — четвертое сверху изображение и [56] — нижнее изображение.)

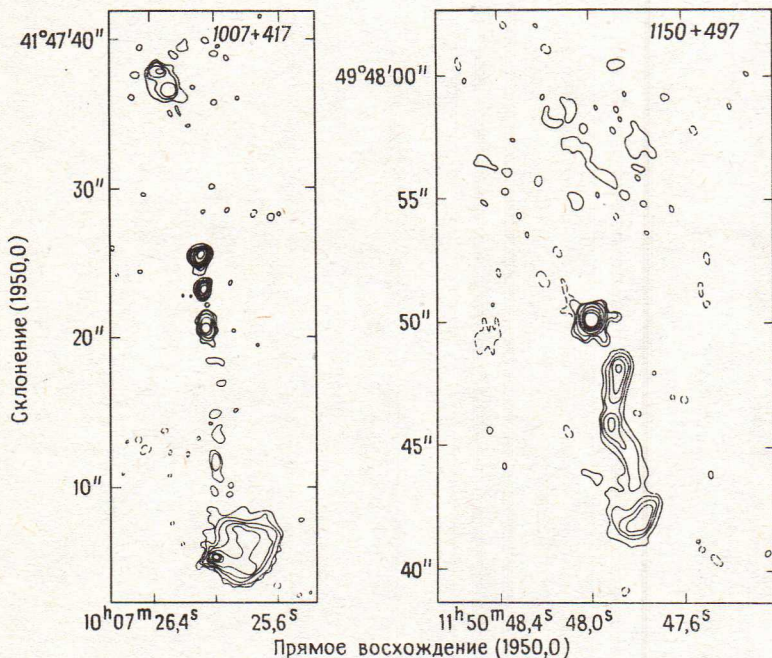
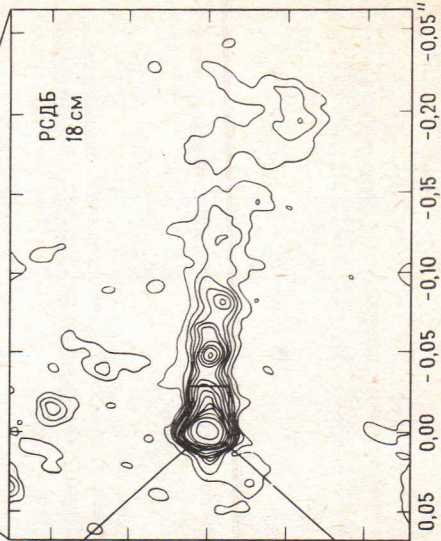
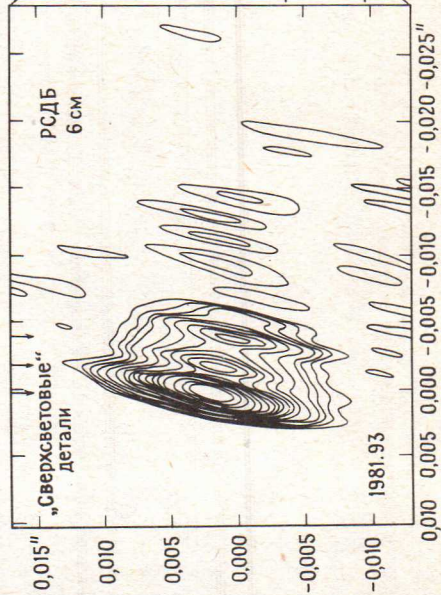
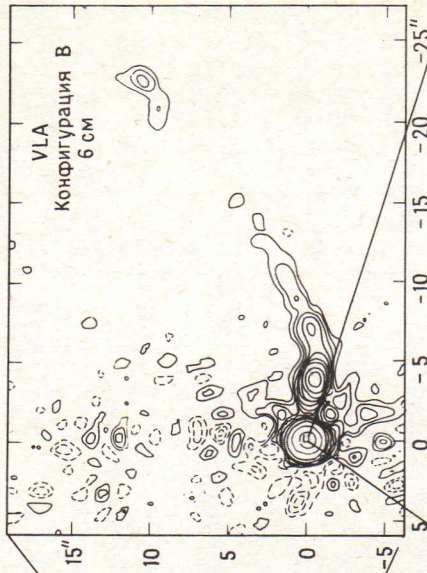
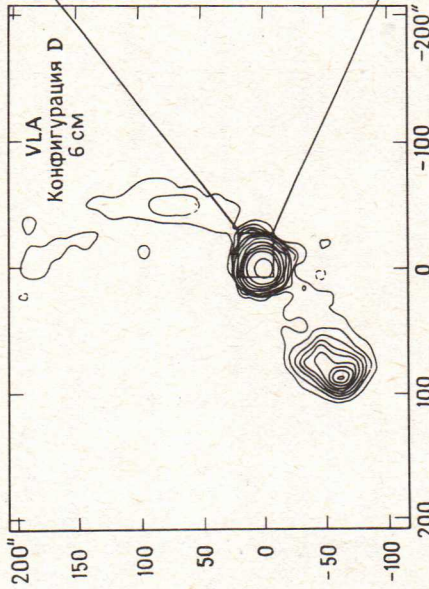


РИС. 3. Карты двух односторонних струйных выбросов в протяженных квазарах (QSR), полученные с помощью системы VLA на частоте 4,9 ГГц [173]. Обратите внимание на «узловую» структуру выброса, приведенного на левом изображении, а также «щель» и «извилины», характерные для выброса на правом изображении. На каждой карте пик яркости соответствует радиоядру.



- ◀ РИС. 4. Структура ядра и выброса источника 3С 120 в широком диапазоне угловых масштабов. Три наиболее яркие детали на левом нижнем изображении демонстрируют «сверхсветовой» разлет [268]. Обратите внимание на непрерывность изменения структуры при переходе от одного масштаба к другому и сильное различие позиционных углов, характеризующих структуры наиболее крупного и наиболее мелкого масштаба (изображения слева). Материалы для монтажа предоставили д-р Р. С. Уолкер и Дж. М. Бенсон.

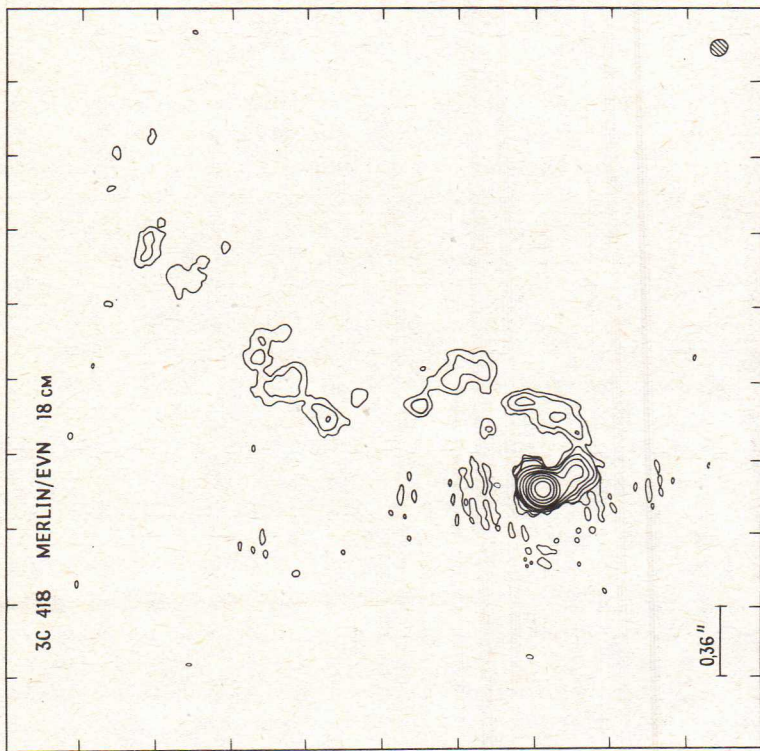


РИС. 5. Карта одностороннего струйного выброса в 3С 418, квазара с доминирующим ядром, полученная с помощью системы MERLIN (предоставлена д-ром Т. Б. Макклоу). Это источник с наиболее мощным из известных ядер, связанных с выбросами. Обратите внимание на резкое искривление выброса вблизи ядра и его «узловую» структуру.

источников на струйные выбросы и протяженные компоненты только по морфологии может быть субъективным. Мы называем их струйными выбросами только в том случае, если они имеют яркий «стержень», удовлетворяющий критерию 2.

2. Распространенность внегалактических струйных радиовыбросов

2.1. Список известных струйных выбросов

Табл. 1 содержит данные о 125 радиоисточниках, про которые нам известно (на середину августа 1983 г.), что они имеют *струйные выбросы*, удовлетворяющие указанным требованиям. (Мы использовали значения $H_0 = 100$ км/(с·Мпс) и $q_0 = 0,5$.) В столбце 2 приведены результаты отождествления радиоисточников [с галактикой (G) или квазаром (Q)] и их красные смещения. Величины в столбцах 3 и 4 соответствуют определенным в системе отсчета наблюдателя монохроматической мощности излучения ядра источника ($\lg P_{\text{ядро}}^5$) на частоте 5 ГГц и его полной монохроматической мощности ($\lg P_{\text{полн}}^{1,4}$) на частоте 1,4 ГГц. (Плотности потока излучения, $S_{\text{ядро}}^5$ и $S_{\text{полн}}^{1,4}$, чаще всего измеряются именно на этих частотах.) Для переменных ядер мы привели «типичные» значения. В некоторых случаях величины $S_{\text{ядро}}^5$ и $S_{\text{полн}}^{1,4}$ оценивались с использованием данных на соседних частотах в предположении, что для ядра $I_\nu \propto \nu^0$, а для полного излучения источника $I_\nu \propto \nu^{-0,7}$. В столбце 5 приведена длина в картинной плоскости d_j (кпс) более яркого струйного выброса. В столбце 6 указан класс источника, отражающий различие в яркости выбросов по обе стороны от ядра (см. разд. 3.1). В столбцах 7 и 8 указаны телескопы, на которых получены использованные данные, и соответствующие ссылки (расшифровка дана в примечаниях к табл. 1). Мы приводим данные наблюдений на системах РСДБ, которые касаются протяженности струеподобных деталей ядер источников, имеющих крупномасштабные выбросы независимо от того, удовлетворяют ли сами эти детали условию 1) разд. 1.2. Табл. 2 представляет собой список 73 ис-

Таблица 1. 125 внегалактических радионзлучающих струйных выворсов

Наименование источника	Отождествление, красное смещение z	$P_{\text{ядро}}^5$	$P_{\text{полн}}^{1,4}$	d_j	Класс	Данные*	Ссылка**
0017 + 15 = 3C 9	Q, 2.012	25.45	28.16	30.	1	A	248, K1
0033 + 18 = 3C 14	Q,					A	L4
0055 + 30 = NGC 315	G, 0.0167	23.24	24.08	240	B	ABW	27, 29, 30, 99, 142, 278
0055 + 26 = NGC 326	G, 0.0472	22.29	24.61	25.	2	AW	97
0104 + 32 = 3C 31 (NGC 383)	G, 0.0169	22.45	24.21	14.	2	ACOW	32, 42, 52, 99, 245
0106 + 72 = 3C 33.1	G, 0.181	23.76	26.11	140	1	AW	258, R1
0123 - 01 = 3C 40	G, 0.018	22.35	24.38	38.	2	A	O1
0130 + 24 = 4C 24.02	Q, 0.457	25.11	26.21	92.	?	A	W1
0149 + 35 = NGC 708	G, 0.0160	21.31	22.62	4.5	2	A	D1, L3
0206 + 35 = UGC 1651	G, 0.0373	23.15	24.52	18.	2	A	D1, L3
0220 + 42 = 3C 66B	G, 0.0215	22.59	24.69	45.	2	ACOW	52, 168, 258
0238 + 48 = NGC 1044	G, 0.0214	22.54	23.80	43.	2	AN	100, C1
0240 - 00 = 3C 71 (NGC 1068)	G, 0.0014	20.99	22.94	0.3	2	ABM	62, 180, 264, 282, 283
0255 + 05 = 3C 75A, B	G, 0.0241	22.40	24.61	30.	2	A	O2
0256 + 13 = 4C 13.17B	G, 0.0748	22.30	24.07	15.	2	A	O1
0305 + 03 = 3C 78 (NGC 1218)	G, 0.0289	23.77	24.77	0.6	1	ABM	126, P2, U1
0314 + 41 = 3C 83.1B (NGC 1265)	G, 0.0255	22.15	24.76	18.	2	ACW	161, 171, 272
0316 + 41 = 3C 84 (NGC 1275)	G, 0.0177	24.87	24.66	5.0	1	BM	176, 179, 200
0320 - 37 = For A (NGC 1316)	G, 0.0063	21.23	24.69	2.7	B	A	96
0326 + 39 = VV 7.08.14	G, 0.0243	22.70	24.06	41.	2	AW	27, 174
0336 - 35 = PK (NGC 1399)	G, 0.0049	20.41	22.71	8.1	2	A	E1
0415 + 37 = 3C 111	G, 0.0485	24.47	25.59	78.	1	AB	97, 142, 145
0430 + 05 = 3C 120	G, 0.0334	24.93	24.76	83.	1	ABMW	2, 5, 6, 38, 126, 224, 268, 269

Наименование источника	Отождествление, красное смещение z	$P_{\text{ядро}}^5$	$P_{\text{полю}}^{1,4}$	d_j	Класс	Данные*	Ссылка**
0445 + 44 = 3C 129	G, 0.0208	22.19	24.58	8.8	B	ACW	44, 214, 258, 262
0449 - 17 = PK	G, 0.0313	22.03	23.93	10.	2	A	E1
0459 + 25 = 3C 133	G, 0.2775	25.33	26.72	14.	1	AM	138, 212, L1
0514 - 16 = PK	Q, 1.278	27.32	27.25	33.	1	A	P2
0538 + 49 = 3C 147	Q, 0.545	26.78	27.95	0.8	1	BM	193, 194, 201, 203, 233, 234, 275
0255 + 05 = 3C 75AB							
0546 - 32 = PK	G, 0.147	23.90	25.47	200	?	A	E1
0658 + 33 = B2	G, 0.127	23.98	24.82	55.	2	A	O1
0704 + 35A = 4C 35.16A	G, 0.078	21.83	24.28	17.	2	A	O1
0712 + 53 = 4C 53.16	G, 0.064	22.96	24.83	13.	?	A	49
0723 + 67 = 3C 179	Q, 0.846	26.62	27.39	18.	1	ABM	38, 173
0742 + 31 = 4C 31.30	Q, 0.462	26.24	26.55	210	1	A	163
0812 + 36 = B2	Q, 1.025	27.10	27.23	30.	1	A	185, P2
0812 + 02 = 4C 02.23	Q, 0.402	25.60	26.68	32.	?	A	102, 285, H1
0824 + 29 = 3C 200	G, 0.458	25.98	26.73	41.	1	A	B2
0833 + 65 = 3C 204	Q, 1.112	25.71	27.39	52.	1	A	L1
0833 + 58	Q, 2.101	27.64	27.52	45.	?	A	P2
0838 + 13 = 3C 207	Q, 0.684	26.45	27.23	25.	1	A	W1
0844 + 31 = 4C 31.32	G, 0.0675	23.35	24.88	61.	?	AW	258, 262
0850 + 14 = 3C 208	Q, 1.11	26.44	27.64	22.	?	A	L1
0855 + 14 = 3C 212	Q, 1.049	25.38	27.61	22.	1	A	L1
0908 + 37 = B2	G, 0.1047	23.50	24.89	23.	2	A	153, D1
0917 + 45 = 3C 219	G, 0.1744	24.18	26.45	36.	1	ACNW	184, 253
0938 + 39 = 4C 39.27	Q, 0.618	25.00	26.99	96.	1	A	190, W1
0957 + 00 = 4C 00.34	Q, 0.907	26.02	27.03	76.	?	A	H1

0957 + 56 = двойной квазар	Q, 1.405	26.28	27.15	22.	1	AB	108, 109, 189
1001 + 22 = 4C 22.26	Q, 0.974	25.73	26.94	31.	?	A	W1
1003 + 35 = 3C 236	G, 0.0989	24.64	25.78	0.4	1	A(?)B	98,225
1004 + 14 = NGC 3121	G, 0,031	22.97	24.97	77.	2	AC	125, C1
1004 + 13 = 4C 13.41	Q, 0.240	23.87	25.92	60.	1	A	96
1007 + 41 = 4C 41.21	Q, 0.613	25.86	26.91	77.	1	A	173
1029 + 57 = HB 13	G, 0.034	22.50	23.70	280	2	CW	156, 82
1033 + 00 = PK	G,						216
1100 + 77 = 3C 249.1	Q, 0.311	25.00	26.41	21.	1	A	149, B2, L1
1122 + 39 = NGC 3665	G, 0.0067	20.46	21.76	3.9	2	A	D1, H2
1131 + 49 = IC 708	G, 0.03121	22.74	24.13	35.	2	A	257
1137 + 18 = NGC 3801	G, 0.0105	20.59	23.06	2.1	2	AC	125, L1
1150 + 49 = 4C 49.22	Q, 0.334	25.88	26.43	23.	1	A	173, 181
1209 + 74 = 4C T.74.17.1	G, 0.107	23.26	24.99	120	1	AW	263, P2
1216 + 06 = 3C 270 (NGC 4261)	G, 0.0073	22.25	24.01	31.	2	A	126, K1
1217 + 02 = PK	Q, 0.240	25.33	25.68	120	?	A	163
1222 + 13 = 3C 272.1 (M84)	G, 0.0031	21.72	23.24	3,3	2	ABCW	126, 127, L2
1226 + 02 = 3C 273	Q, 0.158	26.92	27.12	39.	1	ABMOX	2, 38, 58, 64, 175, 178, 181, 199, 226, P2
1228 + 12 = Vir A (M87)	G, 0.0043	22.92	24.78	1.8	1	ABCMOX	1, 2, 18, 54, 67, 71, 135, 141, 150, 164, 165, 172, 209, 226, 230, 237, 244, 247, 249
1241 + 16 = 3C 275.1	Q, 0.557	25.74	27.08	36.	?	A	243
1250 - 10 = NGC 4760	G, 0.0138	22.14	23.27	2.9	2	A	L1
1251 + 273 = NGC 4789	G, 0.027	21.16	23.55	6.7	2	A	L3
1251 + 278 = 3C 277.3 (Com A)	G, 0.0857	22.98	25.37	11.	1	AO	31, 158, 159, V3
1251 - 12 = 3C 278 (NGC 4783)	G, 0.0138	22.13	24.23	14.	2	A	C1
1253 - 05 = 3C 279	Q, 0.536	27.56	27.53	9.9	1	AB	38, 70, 175
1256 + 28 = NGC 4869	G, 0.0235	21.08	22.89	2.6	?	A	O1
1258 + 40 = 3C 280.1	Q, 1.659	26.21	27.84	42.	1	A	248
1258 - 32 = PK	G,					A	P2

Наименование источника	Отождествление, красное смещение z	$P^5_{\text{ядро}}$	$P^{1,4}_{\text{полн}}$	d_j	Класс	Данные*	Ссылка**
1315 + 34 = B2	Q, 1.050	26.76	26.98	13.	1	A	181
1316 + 29 = 4C 29.47	G, 0.728	23.25	24.85	110	2	A	63
1317 + 52 = 4C 52.27	Q, 1.060	26.79	27.37	60.	?	A	173, H1
1321 + 31 = NGC 5127	G, 0.0161	21.77	23.85	55.	2	ACW	83, 88, 125
1322 - 42 = Cen A (NGC 5128)	G, 0.0012	22.20	24.62	5.2	1	ABOX	20, 34, 48, 77, 91, 106, 107, 170, 187, 188, 192, 228, 229, 235
1328 + 30 = 3C 286	Q, 0.849	27.88	28.18	0.2	?	AB	177, 234, P1
1333 - 33 = IC 4296	G, 0.0129	22.46	24.05	128	2	A	103, E1
1407 + 17 = NGC 5490	G, 0.0163	22.00	23.68	5.5	2	C	125
1414 + 11 = 3C 296 (NGC 5532)	G, 0.0237	22.67	24.43	50.	2	AC	19, L1
1441 + 52 = 3C - 303	G, 0.141	24.53	25.75	26.	?	A	148, K1
1448 + 63 = 3C 305	G, 0.041	22.57	24.73	0.9	2	A	116
1450 + 28 = B2	G, 0.1265	22.56	24.56	37.	2	A	D1
1451 - 37 = PK	Q, 0.314	26.24	26.36	17.	1	A	181
1458 + 71 = 3C 309.1	Q, 0.904	27.62	28.01	3.8	?	BM	274, S1
1615 + 42	G, 0.131	23.20	24.20	14.	2	A	O1
1618 + 17 = 3C 334	Q, 0.555	25.78	26.97	63.	?	A	271, H1
1626 + 27 = 3C 341	G, 0.448	23.49	26.80	112	B	A	Эта статья, рис. 6
1637 + 82 = NGC 6251	G, 0.0230	23.66	24.14	161	1	ABCW	33, 56, 183, 198, 220, 267, 280
1638 + 52 = 4C 53.37	G, 0.1098	23.21	24.93	40.	2	A	45, 50
1641 + 39 = 3C 345	Q, 0.594	27.62	27.52	9.5	1	AB	38, 58—60, 177, 199, 200, 224, 241, 255, P2

1642 + 69 = 4C 69.21	Q,					M	39
1648 + 05 = 3C 348 (Her A)	G, 0.154	23.61	27.10	118	1	A	D2
1752 + 32 = B2 1752 + 32B	G, 0.0449	22.67	23.46	30.	2	A	D1
1759 + 21 = PK	G,					A	216
1807 + 27 = 4C 27.41	Q, 176	27.29	27.66	13.	?	A	P2
1807 + 69 = 3C 371	G, 0.050	24.60	24.84	2.0	1	AB	39, 176, P1
1842 + 45 = 3C 388	G, 0.0908	23.76	25.73	18.	1	A	46, 47
1857 + 56 = 4C 56.28	Q, 1.595	26.34	27.57	62.	1	A	173, 216, 217
1919 + 47 = 4C 47.51	G, 0.103	23.19	24.86	265	1	A	43, 211
1924 + 50 = 4C 50.47	Q,					A	173
1939 + 60 = 3C 401	G, 0.201	24.14	26.37	24.	1	A	B2, L1
1940 + 50 = 3C 402N	G, 0.0247	22.08	24.31	6.2	2	C	210
1957 + 40 = 3C 405 (Cyg A)	G, 0.057	24.12	27.73	47.	?	AB	132, 142, P2
2037 + 51 = 3C 418	Q, 1.686	28.24	28.41	9.3	1	ABM	274, M1
2116 + 26 = NGC 7052	G, 0.0164	22.12	22.72	26.	2	A	125, D1, L3
2121 + 24 = 3C 433	G, 0.1016	22.76	26.15	30.	?	A	259
2153 + 37 = 3C 438	G, 0.292	23.99	26.86	27.	2	A	L1
2221 - 02 = 3C 445	G, 0.057	23.51	25.30	210	1	A	V1
2229 + 39 = 3C 449	G, 0.0171	22.07	24.03	19.	2	ACW	19, 65, 186, P2
2236 + 35 = B2	G, 0.0277	21.88	23.40	7.7	2	A	D1
2251 + 15 = 3C 454.3	Q, 0.859	28.02	28.10	21.	1	AM	38, 177, 181, 274
2300 - 18 = PK	Q, 0.129	24.90	25.45	68.	1	A	122
2316 + 18 = OZ 127	G, 0.0395	22.41	23.70	16.	2	A	O1
2318 + 07 = NGC 7626	G, 0.0112	21.31	23.17	6.4	2	A	L1
2325 + 29 = 4C 29.68	Q, 1.015	26.37	27.34	85.	?	A	W1
2335 + 26 = 3C 465							
(NGC 7720)	G, 0.0293	23.37	24.85	24.	1	ACW	4, 81, 258

Наименование источника	Отождествление, красное смещение z	$P_{\text{ядро}}^5$	$P_{\text{полн}}^{1,4}$	d_j	Класс	Данные*	Ссылка**
2337 + 26 = NGC 7728	G, 0.0314	23.15	23.49	39.	2	ACW	125, 126, 127, L1, V2
2338 + 04 = 4C 04.81	Q, 2.594	27.15	27.98	4.6	?	M	B1
2349 + 32 = 4C 32.69	Q, 0.671	25.15	26.57	99.	1	A	75, 190, 191, 271
2354 + 47 = 4C 47.63	G, 0.046	22.49	24.63	37.	1	A	49

* Кодировка данных: A — VLA; B — РСДБ; C — Кембридж; M — MERLIN; N — NRAO; O — оптические данные; X — рентгеновские данные; W — WSRT.

** Ссылки на неопубликованные работы:

B1: Barthel, P. D., Lonsdale, C. J. 1983. Препринт
 B2: Burns, J. O., Basart, J. P., De Young, D. S., неопубликованные данные
 C1: Cornwell, T. J., неопубликованные данные
 D1: de Ruiter, H., Parma, P., Fanti, C., Fanti, R., неопубликованные данные
 D2; Dreher, J. W., Feigelson, E. D. 1983. Препринт
 E1: Ekers, R. D., неопубликованные данные
 H1: Hintzen, P., Ulvestad, J., Owen, F. N. 1983. Препринт
 H2: Hummel, E., Kotanyi, C., неопубликованные данные
 K1: Kronberg, P. P., неопубликованные данные
 L1: Laing, R. A., неопубликованные данные
 L2: Laing, R. A., Bridle, A. H., неопубликованные данные
 L3: Laing, R. A., Kotanyi, C., Hummel, E., неопубликованные данные
 L4: Laing, R. A., Owen, F. N., Puschell, J., неопубликованные данные
 M1: Muxlow, T. W. B., Jullian, M., Linfield, R., неопубликован-

ные данные
 O1: O'Dea, C. P., неопубликованные данные
 O2: Owen, F. N., неопубликованные данные
 P1: Pearson, T. J., Perley, R. A., Readhead, A. C. S., неопубликованные данные
 P2: Perley, R. A., неопубликованные данные
 R1: Rudnick, L., Edgar, B. K., неопубликованные данные
 S1: Simon, R. S., неопубликованные данные
 S2: Strom, R. G., неопубликованные данные
 U1: Unger, S. V., Booler, R. V., Pedlar, A. 1983. Препринт
 V1: van Breugel, W. J. M., неопубликованные данные
 V2: van Breugel, W. J. M., Fomalont, E. B., Bridle, A. H., неопубликованные данные
 V3: van Breugel, W. J. M., Miley, G. K., Heckman, T., Butcher, H. R., Bridle, A. H., неопубликованные данные
 W1: Wardle, J. F. C., Potash, R. I., Roberts, D. H. неопубликованные данные

Таблица 2. 73 внегалактических радионсточника, возможно, имеющие струйные выбросы.

0120 + 33 = NGC 507	0913 + 38 = B2	1508 - 05 = 4C - 05.64
0131 - 36 = NGC 612	0915 - 11 = 3C 218 (Hyd A)	1510 - 08 = PK
0134 + 32 = 3C 48	0926 + 79 = 3C 220.1	1529 + 24 = 3C 321
0137 + 01 = 4C 01.04	0947 + 14 = 3C 228	1548 + 114 = 4C 11.50
0212 + 17 = MC 3	956 - 26 = NGC 3078	1615 + 35 = NGC 6109
0300 + 16 = 3C 76.1	1015 + 49	1626 + 39 = 3C 338 (NGC 6166)
0327 + 24 = B2	1103 - 00 = 4C - 00.43	1636 + 47
0333 + 32 = NRAO 140	1104 + 16 = 4C 16.30	1704 + 60 = 3C 351
0448 + 51 = 3C 130	1108 + 27 = B2	1712 + 63
0457 + 05	1113 + 29 = 4C 29,41	1850 + 70
0518 + 16 = 3C 138	1144 + 35 = B2	1828 + 48 = 3C 380
0531 - 36	1208 + 39 = NGC 4151	1830 + 28 = 4C 28.45
0549 - 07 = NGC 2110	1218 + 33 = 3C 270.1	1833 + 32 = 3C 382
0609 + 71 = Маркарян-3	1222 + 21 = 4C 21.35	1845 + 79 = 3C 390.3
0634 - 20 = MSH 06 - - 210	1254 + 27 = NGC 4839	1928 + 73
0703 + 42 = 4C 42.23	1317 + 25 = 4C 25.42	2019 + 09 = 3C 411
0716 + 71	1319 + 64 = 4C 64.18	2040 - 26 = PK
0722 + 30 = B2	1336 + 39 = 3C 288	2201 + 31 = 4C 31.63
0754 + 12	1346 + 26 = 4C 26.42	2203 + 29 = 4C 441
0755 + 37 = NGC 2484	1347 + 60 = NGC 5322	2216 - 03 = 4C 03.79
0802 + 10 = 3C 191	1350 + 31 = 3C 293	223 - 05 = 3C 446
0814 + 54 = 4C 54.16	1351 + 36 = NGC 5352	2247 + 11 = NGC 7385
0814 + 29 = 4C 29.30	1404 + 34 = 3C 294	2305 + 18 = 4C 18.08
0903 + 16 = 3C 215	1415 + 25 = NGC 5548	
0905 - 09 = 26W20	1419 + 41 = 3C 299	

точников, структуры которых удовлетворяют лишь некоторым из наших условий; небольшое улучшение качества данных об этих источниках может привести к тому, что они перейдут в табл. 1.

Струйные выбросы есть у внегалактических источников самых различных светимостей, размеров и типов структуры, причем во всех этих случаях во внутренней области родительского

объекта (размером ~ 1 кпс) обнаруживается заметное излучение. Поэтому разумно связать струйные выбросы а) с общим для всех внегалактических радиоисточников процессом и б) с текущей активностью в их ядрах.

2.2. *Насколько часто встречаются струйные выбросы?*

Частоту встречаемости струйных выбросов (доступных для имеющихся инструментов и удовлетворяющих нашим критериям) можно определить для нескольких выборок, представляющих различные типы внегалактических источников.

Двенадцать (55%) из 22 радиогалактик в пересмотренной выборке каталога 3CR [140] (далее обозначена 3CR²) с $\delta \geq 10^\circ$, $b \geq 10^\circ$ и $z \leq 0,05$ определенно имеют струйные выбросы; есть подозрение, что они присутствуют у еще двух радиогалактик (9%). Из этой выборки мы исключили слабый радиоисточник 3C 231 (M 82), у которого излучает главным образом галактический диск. Пятнадцатая галактика (3C 338) имеет структуру, во всем напоминающую струйный выброс, за тем исключением, что она вытянута не по направлению к радиоядру [51]. Таким образом, струйные выбросы обнаруживаются по крайней мере в 55, а возможно и в 65% источников этой выборки, медианное значение мощности источника для которой $P_{\text{полн}}^{1,4} = 10^{24,43}$ Вт/Гц. Струйные выбросы найдены также в 82% (9 из 11) источников с хорошо разрешенной структурой из полной B2-выборки радиогалактик с $m_{\text{фот}} < 15,7$ [83]. Р. А. Лэнг (частное сообщение) уверенно обнаружил струи в 13 источниках (55%) и нашел указания на их присутствие еще в 5 источниках (20%) случайной выборки, включающей 24 галактики типов E и S0 с $0^\circ < \delta < 37^\circ$, $m_{\text{фот}} \leq 14,0$ и $S_{\text{полн}}^{2,3} > 0,035$ Ян.

При наблюдениях на VLA с хорошим динамическим диапазоном были получены карты 42 протяженных источников выборки 3CR², определенно или с большой вероятностью представляющих собой галактики с $z > 0,4$ или $V > 20$ (табл. 1, ссылка L4). Только две (5%) из этих мощных радиогалактик (медианное значение $P_{\text{полн}}^{1,4} = 10^{27,36}$ Вт/Гц) имеют непрерывные струи; еще одна имеет вытянутый узел между своим ядром и одной из протяженных компонент.

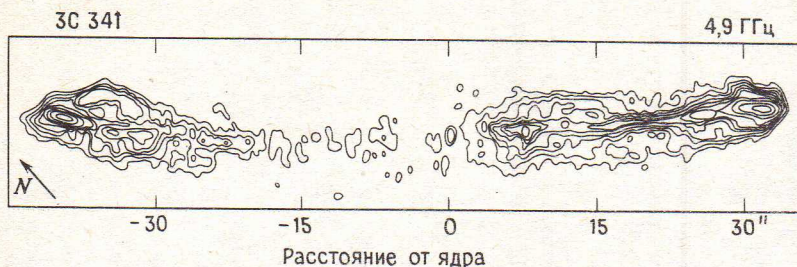


РИС. 6. Карта струйных выбросов и кокона в далекой радиогалактике 3C 341, полученная с помощью системы VLA на частоте 4,9 ГГц. Обратите внимание на сужение кокона при перемещении в правую часть рисунка и на иррегулярное распределение яркости выбросов. Данные А. Х. Брайдла и Е. Б. Фомалона (готовятся к печати).

Для 22 квазаров с протяженными компонентами из выборки 3CR² на VLA получены карты с хорошим динамическим диапазоном (табл. 1, ссылки L4 и W1). Десять (45%) квазаров из этой группы (медианное значение $P_{\text{полн}}^{1,4} = 10^{27,43}$ Вт/Гц для которой примерно такое же, как и для выборки 3CR² удаленных галактик) определенно имеют струйные выбросы и еще 5 (23%) имеют структуры, напоминающие наиболее яркие участки струйных выбросов. Десять (40%) из 24 квазаров с протяженными компонентами в обзоре, выполненном на частоте 966 МГц, имеют струйные выбросы или напоминающие их структуры [173], в то время как в полной выборке 4С квазаров струи имеют пять из восьми наиболее протяженных источников [271].

Таким образом, струйные выбросы обнаружены в 65—80% слабых радиогалактик и 40—70% квазаров с протяженными компонентами, но (при аналогичных параметрах инструментов) лишь менее чем в 10% удаленных галактик с радиосветимостями того же порядка, что и у квазаров [49, 139, 173]. Для квазаров с протяженными компонентами из выборки 3CR² вероятность обнаружения струйных выбросов возрастает со степенью доминирования радиоядра $f_c = S_{\text{ядро}}^5 / S_{\text{полн}}^{1,4}$, по-видимому, независимо от красного смещения: все шесть квазаров с $f_c > 0,03$ (и только два из шести с $f_c < 0,005$) имеют струйные выбросы или структуры, напоминающие наиболее яркие их области. Малое число

обнаруженных струйных выбросов в далеких галактиках из выборки 3CR² может быть связано с более низкими величинами f_c этих объектов — среднее значение f_c в выборке 3CR² далеких галактик составляет только 0,0005. Две галактики с обнаруженными струйными выбросами: 3C 200 — источник с $f_c = 0,018$ и слабыми эмиссионными линиями и 3C 341 (рис. 6) — источник с $f_c = 0,0005$ и сильными эмиссионными линиями. Связи между потоками излучения от струй и ядер, а также потоками в эмиссионных линиях для галактик из выборки 3CR² нуждаются в прояснении, но только соответствующая функция светимости многих переменных ($P_{\text{полн}}$, $P_{\text{ядро}}$, $P_{\text{опт}}$) может обеспечить ключ к пониманию физических процессов переноса энергии в этих источниках. Мы настоятельно рекомендуем наблюдателям публиковать интегральные плотности потока излучения от струйных выбросов и протяженных компонент отдельно, что позволит изучать эту функцию.

2.3. Струйные выбросы в слабых источниках?

2.3.1. *Спиральные галактики.* Несколько сейфертовских галактик (обзор и ссылки по этому вопросу см. в работе [282]) с $10^{21,5} < P_{\text{полн}}^{1,4} < 10^{23}$ Вт/Гц имеют радиоструктуры килопарсековых масштабов, по форме напоминающие букву S, которые, возможно, представляют собой струйные выбросы с малыми значениями потока импульса, искривляющиеся и разрушающиеся под действием динамического давления вращающегося газового диска. Если это так, то радиоисточники в сейфертовских спиральных галактиках могут отличаться от радиоисточников в эллиптических галактиках и квазарах главным образом а) меньшей мощностью «центральных машин» и б) тем, что их струйные выбросы не могут уйти за пределы плотной межзвездной среды, которая заполняет вращающийся диск спиральной галактики. Однако представление об источниках в сейфертовских галактиках как о непрерывных струйных выбросах [282] может и не соответствовать действительности [264]. Некоторые спиральные галактики с необычно яркими компактными ядрами, наблюдаемые «с ребра» (см. [121] и ссылки в этой работе), тоже имеют детали

радиоструктуры, начинающиеся от ядра и располагающиеся, по видимому, примерно вдоль малой оси галактики. Однако эти структуры пока еще разрешаются не настолько хорошо, чтобы к ним можно было применить наши критерии струйного выброса. Если они действительно представляют собой результат активности ядер, то могут быть маломощными аналогами струйных выбросов эллиптических галактик.

2.3.2. *Струйные выбросы в Галактике.* Напоминающую букву S структуру источника Стрелец А (зап.) [36, 84] и ее связь со скоростями, определяемыми по линиям [Ne II], можно интерпретировать как результат коллимированного истечения из галактического центра со скоростью ~ 300 км/с [35, 84]. Однако вопрос о том, в какой степени Стрелец А (зап.) является аналогом более активных галактических ядер, остается неясным; S-образная структура имеет тепловой спектр (в отличие от внегалактических струй; см. разд. 4.2), а модели, привлекающие аккрецирующие облака, деформированные приливным воздействием, тоже удовлетворяют наблюдательным данным [84]. Струйный выброс имеет и двойной объект SS 433. Это единственный пример астрофизического струйного выброса, скорость (0,26 с) и прецессионный характер течения которого не вызывают сомнения (обзоры и ссылки по этому вопросу см. в [120, 154]). Как протяженность наблюдаемой радиоструктуры этого источника (~ 100 св. суток), так и его характерная радиосветимость ($P_{\text{полн}}^{1,4} = 10^{15,8}$ Вт/Гц) намного меньше, чем у внегалактических струй, но SS 433 позволяет нам проводить прямые наблюдения эволюции синхротронно-излучающей плазмы в прецессирующей сверхзвуковой струе. Существуют также указания на биполярные и, возможно, хорошо коллимированные истечения из областей звездообразования в плотных молекулярных облаках (обзор и ссылки по этому вопросу см. в [55, 232]). Поскольку мы в состоянии измерять скорости, плотности и температуры внутри и в окрестности этих близких течений, их исследование может оказаться ценным для проверки моделей образования и распространения внегалактических струйных выбросов [133, 207].

3. Зависимость характеристик струйных выбросов от светимости

3.1. Отношение интенсивностей выбросов по обе стороны от ядра

Большинство протяженных внегалактических источников имеют протяженные компоненты сравнимых светимостей и размеров, расположенные по обе стороны от родительского объекта, но далеко не все струйные выбросы являются двусторонними. Пусть \mathcal{S} — отношение интенсивностей более яркого и более слабого выбросов, измеренных на одном и том же расстоянии по обе стороны от родительского объекта при низком разрешении в поперечном направлении (с тем, чтобы уменьшить влияние на \mathcal{S} различий в скоростях расширения струйных выбросов). Мы классифицируем струйные выбросы как *односторонние*, если динамический диапазон позволил определить, что в каком-либо месте $\mathcal{S} > 4$, и как *двусторонние*, если всюду $\mathcal{S} < 4$. Значение $\mathcal{S} = 4$ выбрано в качестве граничного не потому, что имеет какой-то особый физический смысл, а потому, что оно делит все струйные выбросы, для которых построены карты, на две равные по численности группы.

Вблизи от родительского объекта большинство струйных выбросов оказываются односторонними. Струи в слабых радиогалактиках (см., например, рис. 1) становятся двусторонними на расстояниях в несколько килопарсек от ядра; начальный односторонний участок обычно составляет $< 10\%$ длины струйного выброса. Выброс с начальным односторонним участком на больших расстояниях обычно становится несколько ярче. В табл. 1 (столбец б) приведена классификация струйных выбросов по параметру \mathcal{S} на внешних участках, составляющих 90% длины выбросов: обозначение «1» присваивается выбросу, если $\mathcal{S} > 4$, «2» — если $\mathcal{S} < 4$ и «В» — если $\mathcal{S} > 4$ на некотором расстоянии от ядра, но $\mathcal{S} < 4$ в остальной области. Большинство струйных выбросов в источниках с $P_{\text{ядро}}^5 \leq 10^{23}$ Вт/Гц или $P_{\text{полн}}^{1,4} \leq 10^{24,5}$ Вт/Гц главным образом двусторонние, тогда как в более мощных источниках независимо от того, квазар это или радиогалактика, большинство струйных выбросов оказываются

по существу односторонними. Величина $P_{\text{полн}}^{1.4} \approx 10^{25}$ Вт/Гц соответствует переходу между источниками I и II типа по морфологической классификации Фанароффа и Райли ([86] далее FR): струйные выбросы в источниках типа FR I (слабые, темнеющие к краю, без горячих пятен) в основном двусторонние, тогда как в источниках типа FR II (мощные, уярчающиеся к краю, с заметными горячими пятнами) односторонние. У квазаров независимо от того, что доминирует в их радиоизлучении — ядро или протяженные компоненты, — струйные выбросы всегда односторонние.

3.2. Конфигурация магнитного поля

Для радиовыбросов характерна степень линейной поляризации излучения, достигающая 40% на сантиметровых длинах волн (см., например, [19, 99, 186, 191, 220, 248, 263]); нередко встречаются участки с поляризацией >50% [183, 184, 256, 278]. Струйные выбросы с низкой (<5%) поляризацией на сантиметровых волнах [31, 47] встречаются очень редко. Высокая степень поляризации означает упорядоченность компоненты магнитного поля \mathbf{V}_j , перпендикулярной лучу зрения, хотя и необязательно в трех измерениях [137]. Эта упорядоченность непосредственно видна на детальных картах распределения «видимого» (определяемого с учетом излучательной способности) магнитного поля \mathbf{V}_a , полученных на основе многочастотных поляриметрических наблюдений с высоким разрешением. В 40 струйных выбросах, для которых была выполнена соответствующая поляриметрия, наблюдаются три конфигурации магнитного поля: 1) V_{\parallel} — когда на протяжении всего выброса магнитное поле \mathbf{V}_a направлено преимущественно параллельно оси выброса; 2) V_{\perp} — когда на протяжении всего выброса \mathbf{V}_a направлено преимущественно перпендикулярно оси выброса; 3) $V_{\perp-\parallel}$ — когда \mathbf{V}_a направлено преимущественно перпендикулярно оси выброса в его центре, но становится параллельным оси выброса вблизи одной или обеих его границ.

Большинство двусторонних прямых струйных выбросов имеют конфигурацию поля либо V_{\perp} , либо $V_{\perp-\parallel}$, в то время как

для большинства односторонних выбросов характерна конфигурация V_{\parallel} [27, 277]. В большинстве струйных выбросов тех источников, у которых $P_{\text{ядро}}^5 < 10^{23}$ Вт/Гц (или $P_{\text{полн}}^{1,4} < 10^{24,5}$ Вт/Гц), на начальном участке, составляющем 10% от длины выброса, происходит переход от конфигурации V_{\parallel} к V_{\perp} или $V_{\perp-\parallel}$. Однако у большинства струйных выбросов более мощных источников конфигурация V_{\parallel} доминирует на протяжении всего выброса ([27] и подготавливаемая к печати работа А. Брайдла). Эти наблюдения в сочетании с указанным выше (см. разд. 3.1) позволяют выделить два главных класса (прямых) струйных выбросов: 1) двусторонние выбросы с конфигурациями магнитного поля V_{\perp} или $V_{\perp-\parallel}$ в слабых источниках типа FRI (со спадающей к краю яркостью, без горячих пятен) и 2) односторонние выбросы с конфигурацией V_{\parallel} в мощных источниках типа FR II (уярчающиеся к краю, с заметными горячими пятнами).

При возмущении течения струйного выброса могут возникать два отклонения от этого правила:

1) Конфигурация $V_{\perp-\parallel}$ нередко возникает в области искривления двусторонних выбросов. Пограничный V_{\parallel} -слой зачастую бывает шире (и сильнее поляризован) с внешней стороны изгиба (например, 3C 31 [42, 254], NGC 6251 [183], M 84; табл. 1 ссылка L2), как если бы V_{\parallel} -компонента поля усиливалась растяжением или сдвигом [4, 208]. В изогнутых струйных выбросах «хвостатого» источника NGC 1265, напоминающих по форме букву С, конфигурация V_{\parallel} даже доминирует, несмотря на их двусторонний характер (табл. 1, ссылка O1). Такая структура поля может быть предельным выражением конфигурации $V_{\perp-\parallel}$, образующейся в результате вязкого взаимодействия с внешним газом.

2) Некоторые узлы односторонних струйных выбросов имеют поля V_{\perp} , несмотря на то что конфигурация V_{\parallel} доминирует в расположенных по соседству менее ярких областях (например, узел А в M 87 [172], узел, расположенный в 50" от ядра NGC 6251 [183], и узел А2 в источнике Центавр А [48]). Подобные «магнитные аномалии» ярких узлов могут быть обусловлены косыми ударными волнами, ускоряющими релятивистские частицы и усиливающими компоненту магнитного поля V_j , па-

раллельную фронту. Компонента V_{\perp} становится доминирующей и в области горячих пятен, которыми заканчиваются односторонние выбросы с конфигурацией поля V_{\parallel} и физика этого явления может быть аналогичной.

Степень поляризации обычно наиболее высока на границах V_{\perp} -областей и вблизи центра V_{\perp} -областей. Такое распределение поляризации можно получить, используя следующие два типа конфигурации магнитного поля в трех измерениях: а) запутанные петли магнитного поля, которые вблизи центра струйного выброса расположены в плоскости, перпендикулярной его оси, но вытягиваются вдоль оси вблизи границ выброса [136, 137, 21, 183], и б) «пучок» спиральных силовых линий переменного шага [53] в сочетании с некоторой случайной компонентой [183].

3.3. Размер, искривление и несонаправленность

Струйные выбросы в слабых галактиках (рис. 1) и в мощных источниках с доминирующим ядром (рис. 5) обычно имеют небольшую длину (менее 10% всех выбросов в источниках с $P_{\text{ядро}}^5 < 10^{22,5}$ Вт/Гц и лишь 13% выбросов в источниках с $P_{\text{ядро}}^5 > 10^{26,5}$ Вт/Гц имеют длину более 40 кпс, тогда как в источниках промежуточной мощности доля таких выбросов составляет ~50%). Струйные выбросы в источниках с доминирующими ядрами могут выглядеть короткими из-за эффектов проекции, если яркость ядер увеличена доплеровским эффектом (разд. 6.1.7), однако выбросы в слабых галактиках являются двусторонними (см., например, рис. 1), и поэтому они, вероятно, действительно короткие. Сильные искривления струйных выбросов тоже часто встречаются в источниках двух сильно различающихся типов: в слабых «хвостатых» галактиках скоплений (со струйными выбросами С-образной формы) и в мощных источниках с доминирующим ядром (рис. 5). Искривление выбросов в «хвостатых» источниках, вероятно, обусловлено действием динамического давления [10, 128], а в мощных источниках — эффектом смещения центрального коллиматора (см. разд. 6.2.2).

Несонаправленность струйных выбросов на парсековых и килопарсековых расстояниях от ядра, детально проанализирован-

ная в работе [200], увеличивается по мере роста степени доминирования ядра, характеризуемой параметром f_c . Некоторые радиогалактики с доминирующими протяженными компонентами и струйными выбросами килопарсекового масштаба имеют ядра с односторонними струеподобными деталями, вытянутыми в ту же сторону, что и крупномасштабные струйные выбросы (разд. 6.2.3), и различия в их направлениях составляют менее $\leq 10^\circ$ ([56, 67, 132, 142, 197—199, 209]; рис. 2). Однако в источниках с доминирующим ядром различие в направлениях структур парсекового и килопарсекового масштабов часто превышает 20° ([57, 69]; рис. 4), а в 3С 345 и 3С 418 (рис. 5) больше 90° . Эти данные согласуются с представлением о том, что направление выбросов в источниках такого типа близко к лучу зрения. При этом небольшие искривления струи будут выглядеть как существенные изменения ее направления в проекции на картинную плоскость (см., например, [201]).

4. Внутреннее строение

4.1. Коллимация, свобода и удержание

Струйные выбросы более чем дюжины радиогалактик разрешены в поперечном направлении достаточно хорошо, чтобы их боковое расширение можно было наблюдать непосредственно. У оси они обычно ярче, что свидетельствует в пользу представления, согласно которому выбросы излучают вследствие диссипации в самой области переноса энергии, а не в окружающем ее статическом коконе. При этом изменение исправленной за диаграмму направленности ширины Φ струйного выброса по уровню половинной синхротронной яркости с увеличением углового расстояния от ядра Θ может отражать изменение радиуса течения R_j с линейным расстоянием от ядра z . Стационарная свободная струя (внутреннее давление которой p_j намного больше суммы всех внешних давлений p_e) должна расширяться с постоянной поперечной скоростью v_r , равной скорости звука в той точке, где струя впервые стала свободной. Если только скорость v_j не уменьшается под действием гравитационных сил, то темп уши-

рения струи (dR_j/dz) должен оставаться постоянным: $dR_j/dz = v_r/v_j$. Если $d\Phi/d\Theta = 2(dR_j/dz)\text{sec}i$, где i — угол между струей и картинной плоскостью, то нелинейность $\Phi(\Theta)$ отражает изменение баланса между p_j и p_e с расстоянием z . Данные, касающиеся $\Phi(\Theta)$ для хорошо разрешенных струйных выбросов, показывают, что лишь немногие из них являются свободными при всех значениях z . Темпы их уширения не устанавливаются раз и навсегда на расстояниях порядка парсека, хотя выбросы, наблюдаемые с помощью РСДБ, испытывают первоначальную коллимацию именно в этом диапазоне расстояний.

4.1.1. Слабые радиогалактики. До расстояния примерно в 1 кпс хорошо разрешенные струйные выбросы слабых радиогалактик обычно расширяются с $d\Phi/d\Theta \leq 0,1$ (см., например, [27, 48, 198]). В интервале расстояний 1—10 кпс от ядра они «вспыхивают», причем $d\Phi/d\Theta$ достигает значений от 0,25 до ~0,6 (см., например, [27, 32, 48, 183]). На еще больших расстояниях они могут вновь коллимироваться [27, 32, 33, 88, 183, 214, 220, 278]. В случае галактик NGC 315 [278] и NGC 6251 [33, 183] в той области, где струйный выброс вновь коллимируется, величина $d\Phi/d\Theta$ колеблется; эти выбросы испытывают повторную деколлимацию на расстоянии > 100 кпс от ядра.

Давление выброса $p_j = p_{jt} + p_{jr} + p_{jm}$, где p_{jt} — давление тепловых частиц, p_{jr} — давление релятивистских частиц выброса, а p_{jm} — давление его магнитного поля B_j . Внешнее давление $p_e = p_{et} + B_\phi^2/8\pi$, где p_{et} — тепловое давление, а член $B_\phi^2/8\pi$ отражает вклад в удержание силы $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, действующей со стороны тороидальных магнитных полей на любой электрический ток, переносимый струйным выбросом [11, 14, 16, 28, 53, 61, 207, 208]. Для повторной коллимации требуется, чтобы на протяжении многих килопарсек $p_j \approx p_e$, однако остается неясным, какая из компонент p_e доминирует. В случае двусторонних струйных выбросов повторная коллимация происходит по обе стороны на примерно одинаковых расстояниях от ядра [32, 88, 186, 278]. В источнике 2354+47 они деколлимируются в области уменьшения градиента интенсивности мягкого рентгеновского излучения от газового гало источника [49]. Свойства синхротронного излуче-

ния струйных выбросов в слабых радиогалактиках налагают нижние пределы на p_j , изменяющиеся от $\sim 10^{-10}$ дин/см² на расстояниях вплоть до нескольких килопарсек от ядра и до $\sim 10^{-13}$ дин/см² на расстояниях ~ 100 кпс. Эти данные наводят на мысль (но не доказывают), что струйные выбросы слабых радиогалактик могут коллимироваться одним только давлением p_{ei} горячего газового гало. Удержание газом с температурой $1-3 \cdot 10^7$ К (ср. с условиями в гало М 87 [85]) соответствуют (в точности) результатам исследований на космической обсерватории «Эйнштейн» (детектор IPC), в ходе которых вокруг нескольких струйных выбросов, например в NGC 315 [278], 3C 66B [152, 168], Центавре А [48] и NGC 6251 [183], были обнаружены протяженные источники мягкого рентгеновского излучения (или получены верхние пределы на их мощности). Однако в ряде случаев не ясно, какой вклад в рентгеновское излучение, регистрируемое детектором IPC, вносят компактные источники, связанные с ядрами галактик. Полученные с помощью обсерватории «Эйнштейн» и VLA данные по галактике М 87 [18, 85] показывают, что минимальное давление p_j в «узлах» (которое в данном случае в несколько раз превышает 10^{-9} дин/см²) больше, чем p_{ei} , в областях, соответствующих расстояниям «узлов» от ядра в картинной плоскости, как минимум в 10 раз; таким образом, лишь первые несколько сотен парсек этого струйного выброса могут удерживаться тепловым давлением рентгеновского гало, если только выброс не является релятивистским с $\gamma_j \geq 50$ [18]. Тем не менее до расстояния в 1 кпс этот струйный выброс расширяется с постоянной скоростью, но за «узлом» А расширение замедляется; для объяснения такого поведения выброса был введен V_ϕ -член [18].

Если на более длинных участках быстрого расширения эти струйные выбросы являются свободными, то наблюдаемые значения $d\Phi/d\theta \ll 1$ свидетельствуют о сверхзвуковом характере течения. Факты наводят на мысль, что начальная коллимация струйных выбросов (и переход через скорость звука) происходит на расстояниях менее 1 кпс от ядра, а затем они выходят в область, где давление p_e быстро падает. Если p_e падает быстрее, чем $\sim z^{-2}$, то для непрерывного удержания сверхзвуковой струи

требуется $v_r > c_s$ [236]. Следовательно, струя становится свободной, «обособляясь» от внешней среды с давлением p_e косой ударной волной [219]. Если в дальнейшем p_e вновь будет падать медленнее, чем z^{-2} , как в рентгеновском гало М 87 [85, 230], то свободная струя опять может стать удерживаемой. В том месте, где струя впервые «почувствует» уменьшение градиента внешнего давления, с поверхности струи к ее центру будут распространяться конические ударные волны, вызывая ее разогрев и, возможно, подускорение релятивистских частиц (см. [76] и приведенные там ссылки). Последовательность ударных волн, возникающая ниже по течению от точки повторного удержания струи, может иметь квазипериодический характер, приводя а) к колебаниям скорости расширения струи и б) к регулярному расположению «узлов» вдоль струи [219]. Возможно, именно эти явления наблюдаются в галактике NGC 6251 ([33, 183]; рис. 2), струйный выброс которой вблизи точки повторного удержания уярчается к краю, что согласуется с предположением об ускорении частиц на конической ударной волне.

4.1.2. Мощные радиогалактики и квазары. Струйные выбросы в более мощных источниках расширяются медленнее, чем в слабых радиогалактиках (в табл. 3 приведены значения средней, максимальной и минимальной скоростей расширения $d\Phi/d\Theta$ для 25 выбросов, разрешенных в поперечном направлении). Струйные выбросы некоторых мощных источников, например, 3C 33.1 (табл.1, ссылка R1), 3C 111 [145] и 3C 219 [184], характеризуются небольшим систематическим расширением. Малое медианное значение угла ($< 1^\circ$) между прямыми, соединяющими радиоядро с границами «горячих пятен» мощных двойных источников (см., например, [238]), свидетельствует в пользу указанной тенденции при условии, что размеры горячих пятен соответствуют (хотя бы грубо) диаметрам дисков Маха, которыми заканчиваются струи [166, 167]. Более сильная коллимация струйных выбросов в более мощных источниках совместно с их большей удаленностью приводит к тому, что зависимость $\Phi(\Theta)$ для них известна лишь приблизительно. Тем не менее имеющихся данных достаточно, чтобы показать, что струйные выбросы мощных ис-

Таблица 3. Данные о расширении радиоизлучающих струйных выбросов

Наименование выброса	$\lg P_{\text{полн}}^5$	$\langle d\Phi/d\Theta \rangle$	$[d\Phi/d\Theta]_{\text{мин}}$	$[d\Phi/d\Theta]_{\text{макс}}$
1321 + 31 SE	21.77	0.30	≈ 0	0.4
1321 + 31 NW	21.77	0.25	< 0.07	0.27
3C 449 N	22.07	0.20	0.1	0.80
3C 449 S	22.07	0.20	0.1	0.45
3C 129 E	22.19	0.13	0.1	0.35
Cen A	22.20	0.19	0.05	0.20
3C 31 N	22.45	0.30	0.08	0.38
3C 31 S	22.45	0.28	0.18	0.36
3C 296 (средн.)	22.67	0.16	—	—
0326 + 39 E	22.70	0.22	0.10	0.34
0326 + 39 W	22.70	0.25	0.10	0.26
M87	22.92	0.07	—	—
NGC 315 SE	23.24	0.11	0.06	0.6
NGC 315 NW	23.24	0.11	≈ 0	0.58
4a T774.17	23.26	0.12	—	—
Her A W	23.61	< 0.1	—	—
NGC 6251 NW	23.66	0.08	≈ 0	0.17
3C 33.1	23.76	0.06	≈ 0	0.09
Cyg A	24.12	0.03	—	—
3C 219	24.18	0.07	≈ 0	0.15
3C 111	23.47	0.04	0.01	0.06
4C 32.69	25.15	0.06	—	—
3C 280.1	26.21	0.05	—	—
3C 273	26.92	0.013	≈ 0	0.018
3C 279	27.56	< 0.02	—	—

точников должны либо а) быть свободными струями с числами Маха ≥ 50 , либо б) удерживаться внешним давлением, намного превышающим внешнее давление в случае ближайших радиогалактик, либо в) представлять собой части двойных релятивистских струй, движущиеся в направлении наблюдателя, минимальное давление которых p_j переоценивается при использовании обычной схемы вычислений из-за доплеровского уярчения (разд. 6.1.7); поскольку все они односторонние (разд. 3.1), такую возможность нельзя исключить.

Тепловое удержание струйных выбросов в масштабах нескольких парсек у некоторых мощных радиогалактик (но не у Лебеда А) не противоречит рентгеновским наблюдениям [144], однако данные обсерватории «Эйнштейн» исключают чисто тепловой механизм удержания крупномасштабных струйных выбросов некоторых квазаров при температуре окружающего газа $\sim 1-3 \cdot 10^7$ К, если только эти выбросы не испытывают доплеровского уярчения. Уордл и Поташ [271] пришли к выводу, что свободное расширение несовместимо с балансом энергии и потока импульса (разд. 6.1). Эйхлер [78, 79] рассматривал коллимацию низкоэнтропийных струй благодаря тому, что их инерция уравнивается давлением p_{et} . В моделях часто предполагается и магнитное удержание струй [11, 14, 16, 53, 191, 207, 208]. Если напряженность магнитных полей по порядку величины сравнима с получаемой из условия равномерного распределения, то для этого необходимо, чтобы электрический ток струйного выброса составлял $\sim 10^{17}-10^{18}$ А; предполагается, что обратные токи текут вне областей наблюдаемого радиоизлучения. Поскольку в струйных выбросах квазаров доминирует компонента B_1 магнитного поля (разд. 3.2), считается, что тороидальное поле B_ϕ (к сожалению, ненаблюдаемое) также должно быть локализовано вне областей, обеспечивающих основной вклад в синхротронное излучение.

4.1.3. *Коконь*. Проблема коллимации усложняется существованием таких источников как М 84 (рис. 1), 3С 341 (рис. 6), 1321 + 31 [88], 4С 32.69 [75] и 2354 + 47 [49], струйные выбросы которых окружены коконами меньшей яркости. «Коллимационные» свойства коконов и струй могут существенно различаться, например в М 84 (рис. 1) при $\Theta > 5''$ кокон расширяется гораздо быстрее, чем струйный выброс. Какой именно уровень яркости (если таковой вообще имеется) в источниках этого типа позволяет по скорости расширения синхротронного источника $d\Phi/d\Theta$ определить линии тока течения? Поскольку минимальное давление кокона составляет лишь $\sim 0,1p_j$ (если эффекты направленности излучения в струйных выбросах не играют роли), то при тепловом удержании струй коконы должны быть раздавлены [75].

Связь коконов с более яркой структурой — а именно вопрос о том, являются ли они неяркими «внешними струями», статическими оболочками или же обратными течениями (что следует из численных расчетов струй теплового газа [166, 167]), — остается неясной. С помощью поляриметрических наблюдений коконов по радиальному изменению V_a или поперечному градиенту меры вращения можно было бы проверить наличие в них тороидального поля V_ϕ , необходимого для магнитного удержания струй [183].

4.2. Радиоспектры

В окрестности частоты 1,4 ГГц спектральные индексы α у ~40% струйных выбросов имеют значения $0,6 < \alpha < 0,7$ и не менее чем у 90% — значения $0,5 < \alpha < 0,9$. Изменения спектрального индекса вдоль большинства струй малы, причем там, где они были обнаружены, спектр становится круче по мере удаления от ядра [48, 54, 70, 75, 245], что согласуется с уменьшением числа высокоэнергичных электронов во внешних областях выбросов вследствие синхротронного излучения [277].

4.3. Распределение интенсивности излучения

В отсутствие процессов, приводящих к усилению магнитного поля и подускорению частиц, как напряженность магнитного поля, так и энергии релятивистских частиц уменьшаются вдоль расширяющейся ламинарной струи. Если а) магнитный поток сохраняется и б) излучающие частицы совершают работу по мере того, как струя с типичным спектром $\nu^{-0,65}$ (разд. 4.2) испытывает постепенное расширение и реагирует на изменения скорости течения, то яркость I_ν в центре струи изменяется $\propto R_j^{-5,2} v_j^{-1,4}$ на участках с доминирующей компонентой B_{\parallel} магнитного поля, а в областях с доминирующей компонентой B_{\perp} $I_\nu \propto R_j^{-3,5} v_j^{-3,1}$ [88, 133]. Отметим, что ни изменение $B_{\parallel} \propto R_j^{-2}$, ни изменение $B_{\perp} \propto R_j^{-1} v_j^{-1}$, при которых сохраняется магнитный поток, не совместимы с равномерным распределением энергии между излучающими частицами и B_j в удерживаемой струе, если частицы соверша-

ют работу и не подускоряются. Условие равномерного распределения требует, чтобы V_j изменялось как $R_j^{-4/3} v_j^{-0,3}$ и I_v уменьшалось как $R_j^{-4,1} v_j^{-1,9}$ если спектральный индекс $\alpha = 0,65$. В обширных областях струйных выбросов реальное изменение I_v с изменением их ширины по уровню половинной яркости Φ (которая предполагается пропорциональной R_j) часто значительно медленнее этих «адиабатических» изменений [27, 118, 183, 278]. Вблизи ядра I_v зачастую увеличивается с ростом Φ — за областями пониженной яркости или «щелями» (gaps) следует участок «включения» струйных выбросов [19, 29, 186, 277]; рис. 1, 3, 6. На протяжении многих килопарсек за областью «включения» I_v часто изменяется как $\sim \Phi^{-x}$, где $x = 1,2 \div 1,6$; во внешних участках некоторых струйных выбросов x достигает ~ 4 [33, 117, 183, 278], но в NGC 6251 «адиабатическое» снижение I_v на расстояниях ≥ 100 кпс (200") от ядра неоднократно прерывается «включением» ярких «узлов» (см. рис. 2 и [183]).

Похоже, что некоторая доля кинетической энергии струйных выбросов (которая не теряется в ходе адиабатического расширения) преобразуется в энергию магнитного поля и релятивистских частиц благодаря диссипативным взаимодействиям с окружающей межзвездной средой (МЗС). Действительно, если в килопарсековых масштабах поле B_j имеет величину порядка оцениваемой из условия равномерного распределения, то компонента $B_{||}$ должна испытывать локальное усиление (а не падение по закону R_j^{-2}). В противном случае длинные струйные выбросы с доминирующей компонентой $B_{||}$ магнитного поля должны были бы иметь невероятно сильные поля в области парсековых масштабов. Модели «подогрева» струй привлекают формирование ударных волн [24, 66, 167, 219] и различные механизмы, сопровождающие развитие крупномасштабной вихревой турбулентности [8, 13, 15, 17, 73, 82, 94, 112, 118], вызванной нарастанием неустойчивых мод, возникающих на поверхности струи. Некоторые модели, основанные на крупномасштабной турбулентности, прямо связывают синхротронную излучательную способность с мощностью турбулентных движений и, следовательно, со скоростью расширения струи в виде $(d\Phi/d\Theta)^n$, где $1,5 \leq n \leq 3$ [17, 82, 118]. Таким образом можно объяснить, почему быстро расширяющиеся струйные

выбросы слабых источников (табл. 3) столь заметны и почему участки наиболее быстрого расширения выбросов зачастую оказываются вместе с тем и участками наиболее «субадиабатического» изменения интенсивности. Турбулизация первоначально ламинарной струи может происходить на достаточно большом расстоянии от ее источника; за быстрым падением яркости на ламинарном («адиабатическом») участке (наблюдаемом в выбросах парсекового масштаба с помощью РСДБ; см. рис. 4) может последовать «включение» крупномасштабного выброса того же направления, как только турбулентность разовьется достаточно сильно. Именно таким образом можно объяснить появление «щелей» [8, 13, 17, 118, 129]. Изменения скорости также могут предотвращать падение яркости струй посредством двух различных механизмов. Во-первых, флуктуации v_j в ядре могут породить сильные ударные волны, которые вызывают локальное повышение синхротронной излучательной способности [206]. Во-вторых, уменьшение скорости v_j струи вследствие увлечения ею окружающего вещества приводит к ее сжатию, которое может частично компенсировать эффекты расширения, особенно в тех случаях, когда доминирует компонента B_{\perp} магнитного поля [88, 183].

Чтобы хорошо понять причины, по которым сохраняется свечение струйных выбросов, необходимо самосогласованное моделирование процесса их коллимации, изменения интенсивности и конфигурации магнитного поля. Резкие изменения конфигурации B_a от B_{\parallel} до B_{\perp} в ярких «узлах» могут быть свидетельством в пользу ускорения частиц на косых ударных волнах, особенно если участок наибольшего градиента поверхностной яркости расположен на обращенной к ядру стороне «узла», как в M 87 [18, 54] и NGC 6251 [183]. В струйных выбросах с доминирующей компонентой B_{\perp} магнитного поля толщина пограничной области с B_{\parallel} -полем и степень линейной поляризации в ней могут служить индикаторами протяженности областей вязкого взаимодействия с окружающей МЗС. Наблюдения налагают на модели большое число ограничений, касающихся скорости расширения струйных выбросов, высоты их «включения», поперечных профилей интенсивности, упорядоченности магнитного поля и его ориентации,

а также зависимости $I_p(\Phi)$. Однако модели, описывающие распространение струй, пока еще недостаточно гибки, чтобы обеспечить самосогласованное сопоставление данных по всем этим характеристикам.

5. Струйные радиовыбросы в других диапазонах волн

5.1. Оптический и инфракрасный диапазоны

5.1.1. *Непрерывный спектр.* Области непрерывного оптического излучения совпадают по положению с «узлами» струйных радиовыбросов у источников 3С 31, 3С 66В [52], М 87 [249] (см. также литературу, указанную в этой работе), 3С 277.3 [159] и, возможно, Центавр А [34]. Спектральный индекс в интервале длин волн между 4500 Å и 6 см (5 ГГц) обычно не более чем на 0,1 отличается от значения $\alpha = 0,7$ [52]. Все «узлы» М 87 имеют спектры практически одинаковой формы с наклонами в радио-, инфракрасном и оптическом диапазонах $\sim 0,6$; $0,8$; и $1,7$ соответственно. Последний из указанных изломов спектра происходит в каждом ярком «узле» вблизи $\lambda = 6000 \text{ Å}$ [150, 165, 237, 244]. Струйный выброс в 3С 273 имеет большую радиояркость ближе к своему концу [64, 181], а в оптическом диапазоне яркость распределена равномернее (если не принимать во внимание «узлы», расположенные у каждого изгиба струи [141]), так что по мере удаления от квазара спектр на частотах выше 5 ГГц становится круче (ср. с разд. 4.2.).

Линейная поляризация непрерывного оптического излучения достигает $\sim 20\%$ в М 87 [266] (см. также ссылки в этой работе) и $\sim 14\%$ в 3С 277.3 [158, 159]. Поляризация оптического излучения, совпадение положений соответствующих областей с «узлами» в радиодиапазоне, а также тот факт, что оптический спектр в М 87 является продолжением радиоспектра, свидетельствуют о том, что непрерывное оптическое излучение радиоструй имеет синхротронную природу и возникает в тех же областях, что и радиоизлучение. Степень поляризации оптического излучения вы-

броса в 3С 273 в целом составляет лишь $3,7 \pm 4,1\%$ [226], тогда как в радиодиапазоне и на частоте 1,4 ГГц, и на частоте 5 ГГц степень поляризации при разрешении $2''$ равна $\sim 12\%$ (табл. 1, ссылка Р2). Однако ориентация E -вектора радиоизлучения в «голове» и в «хвосте» этого выброса различается почти на 90° , так что для подтверждения синхротронной природы излучения в оптической области необходима оптическая поляриметрия с высоким разрешением. Если напряженность магнитного поля B_j этих выбросов по порядку соответствует величине, получаемой из условия равномерного распределения, то для излучающих в оптическом диапазоне электронов расстояние до ядра соответствует времени, в несколько раз превышающему характерное время их синхротронного высвечивания. Оптическое излучение лучше указывает места подускорения релятивистских электронов или, возможно, их питч-углового рассеяния [239, 240], чем радиоизлучение, поскольку характерное время синхротронного высвечивания для электронов, излучающих в радиодиапазоне, существенно больше. Исследования оптического излучения выбросов с помощью *Космического телескопа* позволят ответить на вопрос, в каком режиме — дискретном или непрерывном — происходит это подускорение.

5.1.2. Излучение в линиях. Обзоры данных по излучению в линиях из окрестностей радиоизлучающих выбросов содержатся в работах [158, 260]. Излучающие в линиях области обычно расположены непосредственно около или на продолжении струйных выбросов, в частности на внешних границах их изгибов, и зачастую оказываются наиболее яркими вблизи «узлов» и горячих пятен (но не внутри этих образований). Их спектры отличаются от спектров нормальных областей НП, но напоминают спектры ядер сейфертовских галактик второго типа. Для них типичны значения плотности $\sim 10^2 - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и температуры $\sim 20\,000 \text{ К}$. Этим условиям соответствуют давления, примерно совпадающие со значениями нижних пределов для p_j в соседних радиоизлучающих структурах. Типичные скорости составляют несколько сотен километров в секунду, а ширины линий равны 300—500 км/с. В Центавре А некоторые из излучающих в линиях волокон, распо-

ложенных на продолжении струйного выброса, имеют внутренние дифференциальные скорости, достигающие 800 км/с [106]; эти волокна не могут оставаться в таком состоянии достаточно долго, и потому их нельзя считать выброшенными из ядра. Силы линий позволяют предполагать фотоионизацию газа излучением с непрерывным степенным спектром и, возможно, нагрев ударными волнами; при этом в разных источниках могут быть неодинаковые комбинации механизмов возбуждения. Наличие этих неядерных областей излучения у границ радиоструктур и увеличение ширины линий по мере приближения к этим границам [116] свидетельствуют о взаимодействии между струйными выбросами и внешней МЗС. Излучающий в линиях газ может представлять собой обыкновенные облака, участвовавшие в галактическом вращении, которые, попав в выброс, были ускорены, нагреты и ионизованы [26, 73, 74, 116, 158, 159, 282]. Неопределенность динамики излучающего в линиях газа не позволяет нам использовать его средние скорости для прямого определения скорости струйного выброса, как это предлагалось в работе [159].

В свое время сообщалось, что излучающая в непрерывном спектре и в линиях деталь DA 240 является «оптическим струйным выбросом», спектр излучения которого смещен в голубую сторону относительно спектра галактического ядра на 3400 км/с [40, 41]. Эти данные интерпретировались как прямое свидетельство существования в DA 240 струйного выброса со скоростью $v_j = 3400$ км/с [41, 246]. Однако описанная деталь не излучает в радиодиапазоне и в действительности может быть спиральной галактикой, проецируемой на изображение DA 240 [261].

5.2. Рентгеновский диапазон

Известно, что три радиоизлучающих выброса являются источниками рентгеновского излучения — это выбросы в M 87 [230], в Центавре А [228] и в 3С 273 [276] (обзор и ссылки на другие работы можно найти в [90]). В полосе детектора HRI обсерватории «Эйнштейн» район в окрестности струйного выброса галактики M 87 имеет светимость $\sim 10^{41}$ эрг/с. Отдельные «узлы» не разрешаются, но это значение интегральной рентгеновской светимости совпадает с результатами экстраполяции

крутого спектра «узлов», наблюдаемого на волнах короче 6000 \AA , в рентгеновский диапазон. Если справедливо предположение о синхротронном механизме рентгеновского излучения (которому было отдано предпочтение в работе [230]), то при напряженности магнитного поля, соответствующей условию равномерного распределения, для его генерации в «узлах» необходимы электроны с $\gamma \approx 10^{7,3}$; это условие налагает жесткие ограничения на модели ускорения частиц. Характерное время синхротронного высвечивания таких электронов должно быть ≤ 200 лет, т. е. сравнимо с временем пересечения «узлов» световым сигналом, но много меньше времени распространения света от ядра до «узлов». Рентгеновские и радиоструктуры выброса в Центавре А также очень похожи [48], что позволяет предполагать синхротронную природу жесткого излучения, хотя в данном случае нет столь сильных аргументов, как в случае М 87 [90]. Регистрация рентгеновского струйного выброса в 3С 273 в очень сильной степени зависит от процедуры выделения отклика точечного источника из имеющихся данных, поэтому этот выброс еще не анализировался детально.

6. Физика струйных выбросов

6.1. Оценка скорости

В отсутствие прямых данных о скорости, основанных, например, на анализе доплеровского смещения линий излучения, возникающего внутри струйных выбросов, приходится пользоваться косвенными методами определения средней скорости течения v_j , которые зависят от некоторых начальных предположений. В большинстве методов предполагается, что струя стационарна, причем при оценке скорости из наблюдений используют соображения, касающиеся следующих характеристик струи.

6.1.1. Поток энергии. Если синхротронные потери протяженной компонентой со светимостью $L_{\text{прот}}$ постоянно возмещаются

благодаря притоку энергии, обусловленному струей, то поток энергии в струе $L_j = L_{\text{прот}}/\varepsilon$, где ε — эффективность преобразования поступающей энергии в синхротронное излучение. Поток L_j связан с другими параметрами струи следующим соотношением:

$$L_j = A_j \rho_j v_j^3 \gamma_j^2 \left[\frac{\gamma_j}{\gamma_j + 1} + \frac{h_j}{\rho_j v_j^2} \right],$$

где A_j , v_j , ρ_j , γ_j , h_j — соответственно площадь поперечного сечения струи, скорость течения, плотность, лоренц-фактор и энтальпия на единицу массы покоя вещества струи в некоторой ее точке. (При оценке v_j изменениями характеристик поперек струи обычно пренебрегают.)

6.1.2. Поток импульса. Для струи, заканчивающейся горячим пятном, поток импульса $T_{j/h}$, измеряемый в системе отсчета горячего пятна, должен быть равен $p_h A_h$, где p_h и A_h — минимальное давление и площадь поперечного сечения горячего пятна, оцениваемые по его синхротронному излучению. Исходя из этого и используя определенные предположения относительно динамики взаимодействия между горячим пятном и окружающей средой плотности ρ_e (чтобы связать v_j со скоростью продвижения горячего пятна v_h), можно вычислить поток импульса в струе $T_j = A_j \rho_j v_j^2 \gamma_j^2$ в системе отсчета галактики или квазара. Величину T_j можно также оценить и для струй С-образной формы в источниках типа «голова—хвост», если эти струи изгибаются под действием динамического давления межгалактической среды плотности ρ_e , сквозь которую родительские радиогалактики движутся со скоростью v_g [10, 128]. Если R_c — радиус С-образной структуры, а H — характерное расстояние, на котором динамическое давление передается в струю, то баланс импульсов требует, чтобы $T_j = \rho_e v_g^2 A_j R_c / H$. Параметр H совпадает с радиусом струи R_j в модели искривления «голой» струи [10]; но в модели «защищенной» струи он представляет собой шкалу высот, характерную для МЗС родительской галактики [128].

6.1.3. Поток массы. Поток массы $dm/dt = A_j \rho_j v_j \gamma_j$, создаваемый струей, должен удовлетворять разумным ограничениям, ка-

сающимся либо темпов выбрасывания вещества из «центральной машины», либо полной массы, инжектированной в протяженные компоненты за время жизни источника. (Последние ограничения, получаемые из наблюдений деполяризации, обычно менее строгие, но они могут быть усилены благодаря поляриметрическим наблюдениям протяженных компонент с высоким разрешением на частотах ниже 1 ГГц.)

6.1.4. Расширение струи. Число Маха M_j свободной струи в той точке, где она становится свободной (разд. 4.1) можно оценить, используя скорость ее расширения, определенную по наблюдениям синхротронного излучения: $d\Phi/d\Theta = (2/M_j)\text{sec}i$, где i — угол (предполагаемый) между осью струи и картинной плоскостью. Тогда $v_j = M_j\sqrt{\Gamma p_j/\rho_j}$, где Γ — отношение удельных теплоемкостей газа струи (показатель адиабаты), а нижний предел p_j получается из анализа синхротронного излучения. Если же в действительности струя удерживается, то оценка M_j получается завышенной. В случае слабых радиогалактик, когда струи попеременно проходят стадии свободного расширения и удержания (разд. 4.1.1), величину M_j лучше всего определять в области быстрого расширения ($z \sim 1-10$ кпс от ядра), где получаются оценки $M_j \approx 10$.

6.1.5. Исключение плотности струи из формул. Использование каждого из изложенных в разд. 6.1.1—6.1.4 методов в отдельности требует независимой оценки ρ_j обычно с помощью данных о фарадеевской деполяризации на сантиметровых волнах, которые трудно и получать, и интерпретировать [87]. Для уменьшения искажений в поляризованном сигнале необходимо, чтобы отношение сигнал/шум было большим [183, 270]. Неясна конфигурация магнитного поля \mathbf{V}_j (разд. 3.2), особенно распределение характерных размеров, на которых происходят изменения направления поля, способные маскировать наличие теплового газа. Некоторые струйные выбросы окружены излучающими в линиях волокнами (разд. 5.1.2) и облаками замагниченной плазмы, имеющими характерные размеры $\sim 1-5$ кпс ([33, 183]; см. также табл. 1, ссылка L2). Вызванное такой средой дифференциальное

фарадеевское вращение в пределах диаграммы направленности радиотелескопа может сделать наблюдаемую деполяризацию не зависящей от ϱ_j . Поэтому на основе одних только данных о деполяризации, полученных с низким разрешением, без анализа градиентов меры вращения, рискованно было бы даже налагать ограничения на ϱ_j , особенно при наблюдениях на низких частотах. Все методы, изложенные в разд. 6.1.1—6.1.4, допускают $v_j \rightarrow c$ при $\varrho_j \rightarrow 0$, но в табл. 4 показано, как можно получить ограничения на v_j , используя комбинации этих методов для исключения ϱ_j в случае «холодных» ($h_j \ll \varrho_j v_j^2$) струй. Поскольку из газовых законов и данных разд. 6.1.4 следует, что $h_j/\varrho_j v_j^2 = \Gamma/M_j^2$ ($\Gamma - 1$), при $M_j \geq 4$ приближение «холодной» струи можно считать достаточно хорошим. Сопоставляя подобные комбинации, можно также исключить из соотношений A_j , обходя тем самым (неопределенную) зависимость между шириной струи Φ , определяемой по синхротронному излучению, и R_j — реальным радиусом течения. Получаемые таким путем значения скоростей обычно лежат в диапазоне $1000 < v_j < 30\,000$ км/с, если не предполагать низкой эффективности ϵ или больших потоков массы dm/dt .

6.1.6. «Сверхсветовое» движение. В простой модели наблюдаемых собственных движений «узлов» компактных источников [57] предполагается, что кажущееся «сверхсветовое» движение с

Таблица 4. Комбинации параметров для холодных струйных выбросов

Комбинация	$v_j \ll c$	$\gamma_j \gg 1$
$\left[\frac{L_j}{cT_j} \right] = \sqrt{\frac{\gamma_j - 1}{\gamma_j + 1}}$	$\frac{\beta_j}{2}$	1
$\left[\frac{L_j}{c^2(dm/dt)} \right] = \gamma_j - 1$	$\frac{\beta_j^2}{2}$	γ_j
$\left[\frac{T_j}{c(dm/dt)} \right] = \sqrt{\gamma_j^2 - 1}$	β_j	γ_j

$\beta_{\text{вид}} = v_{\text{вид}}/c > 1$ обусловлено существованием выделенных деталей в приближающейся к наблюдателю части струи с высоким γ_j при большом угле i между осью струи и картинной плоскостью; при этом

$$v_j = v_{\text{вид}}/[\beta_{\text{вид}} \sin i + \cos i].$$

6.1.7. *Доплеровское уярчение.* Величина v_j связана с отношением интенсивностей $\mathcal{S}_{\text{вид}}$ приближающейся и удаляющейся частей на деле симметричной струи ($\mathcal{S} = 1$) следующим образом:

$$v_j \sin i = c[\mathcal{S}_{\text{вид}}^{\delta} - 1]/[\mathcal{S}_{\text{вид}}^{\delta} + 1],$$

где $\delta = 1/(2 + \alpha)$ для непрерывной струи со спектром $I_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$ (остальные обозначения введены выше) [23]. Если $\mathcal{S}_{\text{вид}}$ отличается от единицы исключительно вследствие доплеровского уярчения, то можно наложить ограничения на $\beta_j \sin i$. Заметим, что если угол между лучом зрения и осью струи меньше, чем $1/\gamma_j$ рад, то при типичном значении $\alpha = 0,65$ (разд. 4.2) получается $\mathcal{S}_{\text{вид}} \propto \gamma_j^{5,3}$; отметим, что струя может быть односторонней (т. е., согласно разд. 3.1, $\mathcal{S}_{\text{вид}} > 4:1$), если $\beta_j \sin i > 0,26$. При $i = 30^\circ$ (медианное значение для случайно ориентированных источников) это условие требует, чтобы значение β_j было больше 0,52.

6.1.8. «Покачивание» струи. Многие струйные выбросы «покачиваются» относительно своего основного направления, образуя «извилины» (см., например, [29, 172, 183, 214, 220, 262, 263]). В качестве механизмов, вызывающих периодическое боковое смещение Δ (которое рассматривается как функция углового расстояния от ядра Θ ; обзор по этому вопросу содержится в работе [252]), привлекаются а) орбитальное движение первичного коллиматора вокруг соседнего объекта в родительском ядре [9, 151] или вокруг ближайшего члена той же группы или скопления галактик [22, 263]; б) прецессия первичного коллиматора или более обширной атмосферы, обеспечивающей переколлимацию, вызванная взаимодействием с другим телом [9, 104, 123, 143, 205, 284]; в) рост спиральных мод неустойчивости Кельвина—Гельмгольца на границе удерживаемой струи (разд. 6.4). Орбитальное движение в чистом виде приводит к С-симметрии струйных вы-

бросов, расположенных по обе стороны от ядра, причем амплитуда покачиваний Δ и их период τ_0 остаются неизменными. Прецессия в чистом виде приводит к S-симметрии, характеризующейся периодом τ_p и линейным ростом Δ при увеличении Θ . Ее аналог для релятивистской струи более сложен, так как S-симметрия нарушается из-за эффектов конечного времени распространения светового сигнала, которые сами по себе могут указывать на величину v_j при отсутствии искажений другой природы [63, 104, 143]. Спиральные моды поверхностной неустойчивости удерживаемой расширяющейся струи вызывают покачивания, амплитуда Δ и длина волны λ_i которых растут с Θ ; для оценок длины волны λ_i наиболее быстро растущей моды как функции радиуса струи R_j , ее числа Маха M_j и контраста плотностей ρ_j/ρ_e использовалась линейная теория (разд. 6.4).

Ограничения на v_j по данным об «извилинах» пытаются получить, «подгоняя» одну из этих чистых форм под наблюдаемую зависимость $\Delta(\Theta)$ с тем, чтобы найти характерную длину волны λ_0 и самосогласованную оценку характерного периода τ_0 или τ_p . После этого v_j или M_j вычисляются при помощи одного из следующих соотношений: $v_j = \lambda_0/\tau_0$, $v_j = \lambda_0/\tau_p$ или $\lambda_0 \approx \lambda_i = R_j F_1(M_j) F_2(\rho_j/\rho_e)$, где F_1 или F_2 — функции, получаемые в (линейной) теории неустойчивости. Этим методам свойственна значительная неопределенность. Хорошо изученные струйные выбросы редко согласуются по форме с простыми орбитальными моделями или моделями баллистических прецессирующих струй [22, 104, 105, 257], так что приходится вводить дополнительные слабо ограниченные параметры (например, предполагая наличие составных или эксцентричных орбит или изменения со временем угла конуса прецессии). Даже хорошее соответствие простой S- или S-форме не гарантирует единственности модели [63, 122]. Эффекты изгиба и плавучести также могут усложнять картину (см., например, [119, 235, 283]). Кроме того (если только струя не плотнее окружающей среды), боковые движения могут приводить к поверхностной неустойчивости, нарастание мод которой также изменяет форму струи [12]. Линейная теория неустойчивости может оказаться неадекватной для описания любой моды, которая выросла настолько, что проявились на радиокarte.

6.2. Проблема скорости

Указанные выше методы приводят к значениям скоростей в диапазоне от $v_j \approx 1000$ км/с для струйных выбросов С-формы в источниках типа «голова—хвост» (см. разд. 6.1.2) и до $v_j \approx \approx c$ (см. интерпретацию одностороннего характера выброса в разд. 6.1.6 и «сверхсветового» движения в разд. 6.1.7). Эта неопределенность v_j серьезно затрудняет прогресс физики радиоизлучающих струйных выбросов.

6.2.1. Аргументы в пользу значений $v_j \approx c$ на парсековых расстояниях.

1. «Сверхсветовой» разлет «узлов» в структурах типа «ядро—выброс», наблюдаемых на системах РСДБ, можно объяснить, если $\gamma_j \approx 2,5 \div 10$ (при $H_0 = 100$) и если эти структуры составляют с лучом зрения углы менее $1/\gamma_j$ рад (разд. 6.1.6).

2. К таким же значениям параметров приводит доплеровское уярчение (разд. 6.1.7), с помощью которого объясняется односторонний характер РСДБ-структур типа «ядро—выброс».

3. Аналогичные предположения (но с более высокими значениями γ_j) можно использовать для объяснения высоких яркостных температур, которые получаются из анализа быстрой низкочастотной переменности некоторых компактных источников (см. [89] и ссылки в этой работе).

4. Используя те же предположения, можно объяснить низкие значения комптоновских потоков рентгеновского излучения от компактных источников (см., например, [155]).

5. Малые углы с лучом зрения ($i \approx 90^\circ$), необходимые при указанной интерпретации сильных компактных ядер, согласуются с большими изгибами струйных выбросов, наблюдаемыми в источниках с доминирующим ядром (разд. 3.3).

Существует один слабый аргумент против значений $v_j \approx c$ на парсековых расстояниях. В этих масштабах радиоисточник 3C 147 имеет сложную структуру по обе стороны от ядра [194]. Однако существование подобной структуры можно объяснить наличием такого изгиба односторонней струи, при котором она повторно пересекает луч зрения. Поэтому приведенный аргумент не угрожает модели релятивистской струи, если только число таких источников невелико.

6.2.2. Аргументы против значений $v_j \approx c$ на килопарсековых расстояниях от ядра. Чувствительность доплеровского уярчения (разд. 6.1.7) к $v_j \sin i$ свидетельствует против $v_j \approx c$ для струйных выбросов С-образной формы в «узких хвостатых» источниках. Если они действительно «сдуваются» динамическим давлением межгалактической среды (разд. 6.1.2), то v_j изменяет вдоль струи свое направление на угол до 90° (см., например, [171, 214, 257]). Если бы $v_j \approx c$, то струйные выбросы должны были бы иметь а) сильно асимметричные структуры по разные стороны от ядра и б) резкие уярчения или падения яркости по мере изгиба, что противоречит наблюдениям [265]. Ориентация пылевых полос в некоторых слабых радиогалактиках также свидетельствует, что асимметрия распределения радиояркости в основаниях этих двусторонних струйных выбросов (разд. 3.1) вряд ли может быть обусловлена эффектом доплеровского уярчения. Углы между выбросами и пылевыми полосами в проекции на картинную плоскость обычно превышают 70° (см. [134] и табл. 1, ссылка L1), так что в пространстве выбросы и пылевые полосы обычно должны быть почти взаимоперпендикулярны. Используя этот факт, можно сделать вывод о том, что в M 84 [266] северный, более яркий и односторонний у основания струйный выброс (рис. 1) либо удаляется от нас, либо расположен почти в картинной плоскости (если он вообще представляет собой истечение). Указанное ограничение, а также тот факт, что выброс становится двусторонним без какого-либо изгиба, позволяют предполагать, что его повышенная яркость обусловлена скорее большей мощностью или более значительной диссипацией по одну сторону от ядра, а не доплеровским уярчением. Р. А. Лэнг (частное сообщение) получил аналогичные результаты для NGC 3665 и возможного выброса в NGC 612, хотя в случае Центавра А пекулярные скорости оптических волокон (разд. 5.1.2) свидетельствуют о том, что вещество яркого радиоизлучающего выброса движется в направлении на нас.

Эти аргументы против значений $v_j \approx c$ в источниках с $P_{\text{полн}}^{1,4} < 10^{25}$ Вт/Гц (структуры типа FRI) оставляют открытой возможность роста v_j с увеличением $P_{\text{полн}}$, так что длинные односторонние выбросы мощных источников могут быть струями

с $\gamma_j \gg 1$, испытывающими доплеровское уярчение. Некоторые изогнутые односторонние струйные выбросы характеризуются плавными изменениями яркости (например, 1150 + 497 (рис. 3) и 4C 32.69 [191]), которые не соответствуют доплеровскому уярчению струй с высокими значениями γ_j , если их изгибы обусловлены действием факторов, обеспечивающих удержание. Однако такие выбросы могут быть баллистическими струями, формы которых обусловлены «покачиванием» (прецессией?) первичного коллиматора; тогда скорость v_j не должна быть направлена вдоль линии изгиба, и искривленная структура движется в радиальном направлении как единое целое. В этом случае изменения $v_j \sin i$ и доплеровское уярчение могут быть незначительны. Нужно определить, удерживаются ли такие струи воздействием внешних факторов (разд. 4.1) и если да, то где именно, для того чтобы решить, свидетельствует ли их распределение яркости против значений $v_j \approx c$. Модели доплеровского уярчения длинных односторонних струйных выбросов также требуют больших углов i , так что односторонние выбросы, испытывающие уярчение, в пространстве должны быть существенно длиннее, чем в проекции на картинную плоскость. Пока неясно, насколько сильно это обстоятельство противоречит предположению о $v_j \approx c$ в этих выбросах, поскольку существующие статистические данные о размерах радиокварзаров получены на основе выборки, содержащей значительное число источников с односторонними выбросами (разд. 2.2). Поскольку средние пространственные размеры источников, вычисляемые по проекционным размерам, увеличиваются с ростом средней асимметрии, необходимы карты с более широким динамическим диапазоном, чтобы определить степень односторонности этих выбросов (в большинстве случаев мы не знаем, насколько значения \mathcal{L} больше четырех).

6.2.3. Аргументы в пользу значений $v_j \approx c$ на килопарсековых расстояниях от ядра. В табл. 1 приведен список 22 источников с обнаруженными на РСДБ-системах струйными выбросами или вытянутыми структурами. В пяти из них наблюдается «сверхсветовой» разлет: 3C 120, 3C 179, 3C 273, 3C 279, 3C 345 [57]. Во всех этих пяти источниках килопарсековые выбросы в

своем начальном участке направлены в ту же сторону от ядра, что и выбросы парсековых масштабов, как это изображено на рис. 4 (см. ссылки в табл. 1). В 16 других источниках есть и вытянутые структуры, наблюдаемые с помощью систем РСДБ, и струйные выбросы килопарсекового масштаба, но собственные движения в парсековых масштабах неизвестны. В 11 из этих источников (NGC 315, 3C 78, 3C 84, 3C 111, 0957 + 56, M 87, Центравр А, NGC 6251, 3C 371, 3C 405, 3C 418) крупномасштабный выброс берет начало в том же направлении от ядра, что и выброс, наблюдаемый с помощью РСДБ (см., например, рис. 2 и 5). Из оставшихся пяти источников два (3C 147 и 3C 236) имеют двустороннюю мелкомасштабную структуру, для двух других (M 84 и 3C 454.3) пока не получены РСДБ-карты с использованием метода замыкания фаз и, наконец, источник 3C 309.1 имеет сложную структуру. Корреляция между направленностью крупномасштабных и мелкомасштабных струйных выбросов свидетельствует в пользу того, что в обоих масштабах их односторонняя структура обусловлена одной и той же причиной. Наличие этой корреляции подкрепляет предположение, согласно которому скорость v_j может быть достаточно велика для того, чтобы доплеровское уярчение проявилось и в килопарсековых масштабах, если в парсековых масштабах $\gamma_j \gg 1$. Все эти доводы наиболее сильны применительно к пяти источникам со «сверхсветовым» разлетом, но считать их неуязвимыми нельзя и в этом случае. Поскольку неизвестны примеры, когда источник имеет крупномасштабные струйные выбросы, но не имеет ядра, то либо и ядра и выбросы в равной степени испытывают доплеровское уярчение, либо светимости реально односторонних выбросов зависят от светимостей ядер; если односторонняя структура обусловлена асимметричной диссипацией, то не ясно, почему эта зависимость охватывает столь большой диапазон линейных масштабов. Если выбросы килопарсекового масштаба не просто выглядят истекающими в одну сторону, но являются реально односторонними [124, 213, 218, 273, 280], то эти данные требуют характерного времени переключения $\tau > d_j/v_j$ и альтернативной модели для «сверхсветового» разлета. Условие $\tau > d_j/v_j$ часто бывает трудно согласовать с требованием, чтобы τ было мень-

ше времени синхротронного высвечивания горячих пятен (см., например, [113, 265]). С другой стороны, корреляция между направленностью односторонних выбросов парсекового и килопарсекового масштабов свидетельствует в пользу $\gamma_{\text{ядро}} \approx \gamma_j \geq 1$ в случае мощных источников.

Другие (более слабые) аргументы в пользу значений $v_j \approx c$ в килопарсековых масштабах таковы.

1. Для удержания релятивистских струй требуется меньшее внешнее давление, так как доплеровское уярчение и эффекты проекции приводят к переоценке p_j при использовании стандартных способов расчета на основе анализа синхротронного излучения.

2. Если число Маха M_j не мало, то трудно представить, что струя тормозится за счет увлечения внешнего газа в области промежуточных (между парсековыми и килопарсековыми) масштабов без преобразования значительного количества ее кинетической энергии в тепло [222]. Если $v_j \ll c$, то модели источника сталкиваются с непреодолимыми затруднениями — полная мощность сильных протяженных источников должна быть в $\sim c/v_j$ раз больше наблюдаемой, поскольку основная ее часть идет на «беспольный нагрет» вблизи ядер.

6.3. Симметрия струйных выбросов и горячих пятен и природа односторонних выбросов

Симметрия областей, в которых заканчиваются выбросы, также может дать ключ к пониманию природы одностороннего характера некоторых из них [215]. Если односторонняя структура всегда обусловлена доплеровским уярчением, то протяженные компоненты с наблюдаемыми струйными выбросами и без них должны выглядеть одинаково, если только выбросы с высокими γ_j не заставляют горячие пятна двигаться со скоростями $v_h \approx c$. В последнем случае должна наблюдаться ситуация, когда более яркий выброс подпитывает более яркое и более удаленное горячее пятно, конечно, при условии одинаковой эволюции по обе стороны от ядра [146]. (В предельном случае «молодых» источников с высокими значениями γ_j можно предполагать, что излучение от удаляющейся части выброса пока еще не достигло

нас.) На картах, полученных с наиболее высоким разрешением, в 34 из 46 источников типа FR II с односторонними выбросами, перечисленных в табл. 1, одна из протяженных компонент имеет значительно более яркое горячее пятно, чем другая. Для 17 из них $f_c = S_{\text{ядро}}^5 / S_{\text{полн}}^{1,4} > 0,05$, причем более яркий выброс направлен к более яркому горячему пятну в 16 подобных случаях. Если только эти струйные выбросы не попадают под определение «молодых», то либо более яркий выброс характеризуется большим потоком импульса, либо и выброс, и горячее пятно испытывают доплеровское уярчение. Из 17 источников с $f_c < 0,05$ десять имеют более яркие выбросы, направленные к более ярким горячим пятнам, и семь наоборот. Этот результат согласуется с предположением о том, что односторонняя структура может быть следствием как доплеровского уярчения, так и дифференциальной диссипации. Ни в одной группе источников не обнаружено тенденции к большей удаленности тех горячих пятен, к которым направлены выбросы, так что если уярчение и играет существенную роль, то расстояния горячих пятен от ядра скорее всего не отражают различий во времени распространения светового сигнала от вещества, одновременно выброшенного в противоположные стороны из ядра. Вместо этого они могут определяться историей источника, например отражать «блуждание» выброса или высвечивание прерывистым выбросом различных участков протяженных компонент в разное время. Эти тенденции означают, что либо а) односторонняя структура струйных выбросов в источниках типа FR II с различными отношениями f_c обусловлена различными причинами, либо б) в источниках с $f_c < 0,05$ доплеровское уярчение испытывают только выбросы, а в источниках с яркими ядрами — и выбросы, и горячие пятна. Однако относительная яркость горячих пятен чувствительна к линейному разрешению, так что эти тенденции следует проверить на более однородных данных.

6.4. Устойчивость

Струйные выбросы удивительно устойчивы. Они могут протираться на сотни килопарсек или изгибаться на угол $\geq 90^\circ$ (в «хвостатых» источниках С-образной формы), не разрушаясь. Вы-

полненный в ранних работах анализ устойчивости цилиндрических струй, удерживаемых внешним давлением, по отношению к спиральным винтовым и перетяжечным возмущениям, аналогичным неустойчивым модам Кельвина—Гельмгольца для вихревого слоя [15, 92, 93, 95, 110, 195], показал, что струи обычно бывают неустойчивы к модам с длиной волны в несколько радиусов струи. Скорости роста возмущений оказываются меньше для $M_j > 1$ и $v_j \approx c$, но устойчивость наблюдаемых струйных выбросов заставляет критически пересмотреть упрощающие предположения, сделанные в этих работах. Было исследовано стабилизирующее влияние поверхностного сдвигового слоя на моды с длиной волны, меньшей его толщины [92, 196] и расширения струи на длинноволновые моды [111]. В струе, удерживаемой внешним давлением, компонента B_1 магнитного поля может стабилизировать длинноволновые перетяжечные моды [12, 92, 195]. «Шланговая» неустойчивость может подавляться крупномасштабным магнитным полем B_j и совместным действием инерции плазменного кокона, окружающего струю, и поля B_j [12]. Устойчивость струй, удерживаемых магнитным полем, еще не исследовалась достаточно подробно, хотя первые шаги в этом направлении уже сделаны [12, 16, 61]. Прогресс затрудняется отсутствием сведений об основных МГД-параметрах струйных выбросов: не используя предположения о равномерном распределении, мы мало что можем сказать об электронных и ионных температурах, о напряженности магнитного поля, о плотности частиц и о звуковой или альвеновской скорости. В популярных сейчас моделях образования струй из вращающихся дисков или торов, расположенных вблизи сверхмассивных объектов (см., например, [251]), могут возникать течения, обладающие спиральностью. Влияние такой спиральности на устойчивость заслуживает внимания, поскольку спиральность может приводить к генерации крупномасштабного магнитного поля B_j из малых затравочных полей посредством механизма турбулентного динамо [72].

Рост амплитуды возмущений в реальных струйных выбросах может происходить не по экспоненциальному, а по степенному закону. Экспоненциальный рост может предотвращаться различными факторами — образованием ударных волн, когда скорости распространения возмущений становятся сверхзвуковыми, сме-

пением мод в область более длинных волн по мере роста их амплитуд или подавлением неустойчивостей вследствие локального (*in situ*) ускорения частиц [15, 93, 94]. Наблюдаемые формы и относительные яркости радиоизлучающих выбросов и протяженных компонент могут определяться главным образом неустойчивостями, не приводящими к их разрушению [15, 112, 286]. Степенным ростом коротковолновых мод можно объяснить тот факт, что в выбросах не происходит быстрого падения яркости по мере удаления от ядра (разд. 4.3), длинноволновыми спиральными модами — образование «извилин» (разд. 6.1.8), а перетяжечными модами — образование «узлов» (разд. 4.1.4 и 4.3). Развитие неустойчивости может определять и полные размеры источников. Сейчас нужны исследования МГД-устойчивости с учетом расширения струй, градиентов плотности и скорости, реальных конфигураций магнитного поля \mathbf{B}_j и профилей скорости. Трудности аналитического подхода здесь велики, и, возможно, необходимо численное моделирование, не использующее предположение об осевой симметрии.

6.5. Единые модели

В так называемых единых моделях предпринята попытка объяснить различия между источниками с сильными и слабыми ядрами одним только различием в углах, под которыми они наблюдаются. Если, согласно аргументам разд. 6.2.1, справедливо предположение о том, что для струйных выбросов в источниках с доминирующими ядрами $\gamma_j \gg 1$ и $i \approx 90^\circ$, то в случае узких углов раствора выбросов на каждый испытывающий уярчение источник должно приходиться $\sim 2\gamma_j^2$ источников, не испытывающих уярчения. При $\langle \gamma_j \rangle \approx 5$ [169] источники с доминирующими ядрами могут составлять лишь несколько процентов от полного числа членов исходной популяции, которая поэтому может представлять собой хорошо известный класс объектов. В качестве такой исходной популяции для радиоквazarов (QSR) с доминирующими ядрами предлагались радиоспокойные квазары (QSO; [223]) и квазары с доминирующими протяженными компонентами [23, 169]. Тот факт, что источники с доминирующими протяженными компонентами отличаются более слабым излучением

[FeII] и более широкими линиями по сравнению с источниками с доминирующими ядрами, говорит не в пользу последнего предположения [242, 281]. Трудно представить, как такие различия в интенсивностях линий могут быть обусловлены малыми изменениями ориентации относительно луча зрения ($\Delta i \approx 1/\gamma_j$ рад), которые сопровождаются сильными изменениями фактора доплеровского уярчения [115]. Хотя распределение по плотности потока сильных радиоисточников в выборке QSO, построенной на основе их оптического излучения, противоречит единым моделям (см. [131] и ссылки в этой работе), результаты выполненных на VLA исследований QSO из выборки, построенной Шмидтом и Грином (с плотностями потока > 250 мЯн на волне 6 см), согласуются с этими моделями в большей части диапазона плотностей потоков излучения. «Избыток» сильных источников может быть обусловлен наличием отдельной популяции протяженных источников, большая часть излучения которых не имеет направленного характера (К. Келлерман и др., работа готовится к печати). Так как излучение в линиях не может быть сосредоточено в узком конусе, то модели с направленным непрерывным оптическим излучением, предлагаемые для QSR с доминирующими ядрами, предполагают существование QSO, не имеющих непрерывного нетеплового спектра; такие объекты пока не обнаружены.

Около половины всех источников с доминирующими ядрами имеют обнаружимую вторичную структуру килопарсекового масштаба, расположенную обычно по одну сторону от ядра, как на рис. 5 [182, 185, 274]. Поскольку источники исходной популяции должны быть «радиоспокойны» [223] или иметь обычные двусторонние протяженные компоненты [169], обе «единые» модели приводят к требованию, чтобы большинство этих вторичных односторонних структур также испытывали доплеровское уярчение. Тогда исходной популяцией для большинства источников с доминирующими ядрами должен быть класс многочисленных протяженных слабых радиоисточников с выбросами килопарсекового масштаба, которые должны быть как минимум умеренно релятивистскими и обладать относительно сильными линиями [FII].

6.6. Обобщенная единая модель

Поскольку около половины всех радиогалактик и почти все квазары имеют обнаружимые радиоядра ([131] и ссылки в этой работе), в излучение ядра должны вносить вклад компоненты как испытывающие, так и не испытывающие доплеровское уярчение. Более того, некоторые струйные выбросы килопарсекового масштаба, связанные со слабыми ядрами, должны иметь нерелятивистские скорости и реальную асимметрию излучающих областей (разд. 6.2.1), в то время как некоторые выбросы, связанные с мощными ядрами, могут быть релятивистскими (разд. 6.2.3). Возможно, что $\gamma_{\text{ядро}} \geq \gamma_j > \gamma_h$ во всех источниках и существует тенденция к росту всех этих факторов Лоренца с увеличением фактической мощности источника (измеряемой светимостью наиболее протяженных радиоструктур). Корреляции между $P_{\text{ядро}}$ и f_c , частота встречаемости струйных выбросов (разд. 2.3), их односторонний характер (разд. 3.1), конфигурация магнитного поля (разд. 3.2) и крупномасштабная структура источника (FR-класс) — все эти факторы можно охватить в рамках обобщенной единой модели.

Согласно этой модели, струйные выбросы килопарсекового масштаба в слабых источниках имеют $v_j \ll c$ и поэтому выглядят двусторонними, со слабыми нарушениями симметрии, обусловленными либо асимметричным характером самого процесса эжекции из ядра, либо асимметрией внутренней диссипации кинетической энергии течения и преобразования ее в синхротронное излучение. Они быстро расширяются, так что компонента B_{\perp} магнитного поля доминирует над компонентой B_{\parallel} всюду, кроме оснований выбросов. Они характеризуются низкими значениями потока импульса и поэтому легко изгибаются, иногда образуя B_{\perp} -слои у своих границ благодаря сдвигу или растяжению, связанному с изгибом. Небольшие числа Маха приводят к их быстрой турбулизации, увлечению вещества внешней среды, а потому они замедляются (все эти эффекты предотвращают быстрое падение их яркости; см. разд. 4.3) и плавно заканчиваются без образования горячих пятен. Такие условия приводят к формированию источника с морфологией типа FR I (рис. 1). В слабых ис-

точниках с $\gamma_j = \gamma_h \approx 1$, но с $\gamma_{\text{ядро}} \gg 1$, ориентированных вдоль луча зрения, по-видимому, сильно доминируют ядра; их протяженные структуры, вероятно, можно обнаружить только на картах с широким динамическим диапазоном. Такими источниками могли бы быть объекты типа BL Lac, имеющие очень слабые крупномасштабные структуры [23, 37, 254]. Однако большого числа источников с $\gamma_{\text{ядро}} \gg \gamma_j$ быть не должно, поскольку в противном случае мы наблюдали бы много «безъядерных выбросов».

Струйные выбросы килопарсекового масштаба в более мощных источниках могут иметь более высокие скорости v_j . Они могут также иметь и более высокие числа Маха, вследствие чего их свободное распространение происходит внутри узких конусов, а в тех областях, где они заканчиваются, образуются заметные горячие пятна. Они могут быть более устойчивыми, менее турбулентными и потому менее яркими по отношению к протяженным компонентам. Все это способствует формированию источника морфологического типа FR II. Большие значения v_j могут приводить, однако, к образованию более толстых пограничных (с межгалактической средой) слоев, в которых за счет сдвига устанавливается конфигурация B_{\parallel} магнитного поля [129, 208]. Комбинация такого сдвига и хорошей коллимации приводит, по-видимому, к тому, что такие струйные выбросы, оставаясь яркими, при низком поперечном разрешении кажутся струями с доминирующей компонентой B_{\parallel} магнитного поля. Если с увеличением мощности источников $v_j \rightarrow c$, то доплеровское уярчение может вносить вклад в корреляции между обнаружимостью выбросов, величиной f_c и степенью симметрии выбросов и горячих пятен (разд. 6.3). В этом случае излучение выбросов и ядер некоторых мощных источников, ориентированных почти в картинной плоскости, должно было бы испускаться в направлении, не совпадающем с лучом зрения, и мы наблюдали бы источники типа FR II «без струйных выбросов» со слабыми ядрами типа далеких радиогалактик выборки 3CR² (см. разд. 2.2). Подобные же источники, но с излучением, направленным «к нам», должны были бы иметь сильные ядра и односторонние струйные выбросы, как это наблюдается у квазаров с протяженной компонентой в вы-

борке $3CR^2$. Однако обнаружение выбросов в $\sim 40\text{--}50\%$ QSR из выборки $3CR^2$ требует, чтобы доплеровское уярчение было в среднем небольшим ($\gamma_j \ll 2$), а отсутствие «безъядерных выбросов» в свою очередь означает, что обычно $\gamma_{\text{ядро}} \approx \gamma_j$. Поэтому внутренняя асимметрия самых мощных источников может все еще оставаться значительной. Для протяженных QSR существуют слабые зависимости между f_c , с одной стороны, и линейным размером протяженных источников в картинной плоскости, их отклонением от сонаправленности и разделением протяженных компонент, с другой стороны [130]. Эти зависимости согласуются с представлением о некотором доплеровском уярчении ядер этих источников.

Такие единые модели внегалактических радиисточников могут быть, в конечном счете, проверены посредством обнаружения корреляции свойств источников различных типов в оптическом и рентгеновском диапазонах с фактической мощностью этих источников и с признаками их ориентации относительно луча зрения.

7. Заключение и изложение некоторых принципиальных экспериментов

Струйные выбросы встречаются довольно часто во многих типах внегалактических источников, и их свойства хорошо коррелируют со свойствами компактных радиоядер; поэтому разумно связать их происхождение с фундаментальным процессом переноса энергии от ядер к протяженным компонентам. Существование струйных выбросов свидетельствует в пользу моделей источников, включающих непрерывное истечение, а также показывает, что и коллимация, и ускорение частиц, и усиление магнитного поля, вероятно, характерны для внегалактических радиисточников как на парсековых, так и на килопарсековых расстояниях от ядра. Все прочие сведения, касающиеся физики струйных выбросов, носят отрывочный характер главным образом потому, что у нас нет надежных оценок плотности вещества выбросов и имеются лишь довольно слабые модельно-зависимые ограничения

на их скорости. Тем не менее на некоторые вопросы, перечисленные ниже, по-видимому, можно получить ответы исходя из наблюдений на уже действующих или проектируемых инструментах.

1. Насколько сильно односторонний характер выбросов в парсековых и килопарсековых масштабах коррелирует со «сверхсветовым» движением в ядре? Возможно ли «сверхсветовое» движение в ядрах источников, которые должны быть ориентированы примерно в картинной плоскости (например, в ядрах очень больших источников с доминирующими протяженными компонентами)? (Для ответа на оба этих вопроса необходимы карты с высокой чувствительностью и широким динамическим диапазоном, полученные на системах РСДБ методом замыкания фаз для ядер из выборки, которая не была бы ограничена лишь объектами с высокой плотностью потока излучения.)

2. Какова степень асимметрии односторонних струй килопарсекового масштаба? Для большой выборки источников гораздо легче объяснить небольшую ассиметрию распределения яркости, которая согласуется со слабым доплеровским уярчением (разд. 6.1.7) или с небольшими различиями в отношении радиационных потерь к потоку энергии, чем значения $\mathcal{L} \geq 100:1$ (разд. 6.1.7 и 6.5). (Чтобы ответить на этот вопрос, надо получить с широким динамическим диапазоном карты крупномасштабных выбросов, ядра которых выделяются не слишком сильно.)

3. Оказываются ли струи более яркими относительно протяженных компонент в случае более ярких ядер? Зависит ли ответ на этот вопрос от типа FR или от результата оптического отождествления? (Чтобы ответить на этот вопрос, необходимы неискаженные статистические данные о мощностях ядер, выбросов и протяженных компонент отождествленных источников.)

4. Можно ли, изучая протяженные компоненты, сделать выбор из существующих моделей, объясняющих односторонний характер струйных выбросов, а именно моделей доплеровского уярчения, асимметричной диссипации и «триггерного» процесса (разд. 6.2 и 6.3)? (Для этого необходимо провести исследования формы, спектра и степени поляризации горячих пятен в протяженных компонентах с выбросом и без него.)

5. Каков механизм удержания струйных выбросов — тепловой или магнитный (разд. 4.1)? Наличие теплового удержания можно было бы проверить по получаемым с высоким разрешением рентгеновским изображениям областей, окружающих повторно коллимируемые струйные выбросы, которые позволили бы определить температуры этих областей, а магнитное удержание — с помощью поляризационных радионаблюдений коконов и струйных выбросов (разд. 4.1.3).

6. Можно ли использовать резкие градиенты яркости в узлах килопарсековых выбросов для наложения ограничений на модели, объясняющие их односторонний характер [80]? (Для этого необходимы измерения собственных движений узлов в ближайших выбросах килопарсекового масштаба.)

7. Существуют ли струйные выбросы, деполяризацию которых, вне всякого сомнения, нельзя приписать фарадеевскому вращению на внешнем экране и поэтому можно использовать для определения плотностей выбросов (разд. 6.1)?

Наконец, сейчас, когда струйные выбросы рассматриваются в качестве индикаторов того пути, по которому происходит передача энергии во всех внегалактических источниках, желательны радио-, оптические или же рентгеновские спектроскопические данные в пользу существования в выбросах истечения, направленного наружу.

Выражения признательности

Мы признательны большому числу коллег, которые предоставили в наше распоряжение еще не опубликованные материалы по струйным выбросам и которые указаны в примечании к табл. 1. Мы также благодарны Роберту Лэнгу, Бобу Сандерсу и Дику Хенриксену за многочисленные энергичные обсуждения и Питеру Шейеру за критический просмотр первоначального варианта этого обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arp H. C. *Astrophys. Lett.*, 1, 1, 1967.
2. Arp H. C. Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies, eds. B. Barwick, J. Mort, p. 53, ESA SP-162, 1981.

3. Baade W., Minkowski R. *Aph. J.*, **119**, 215, 1954.
4. Baan W. A. *Aph. J.*, **239**, 433, 1980.
5. Baldwin J. A., Carswell R. F., Wampler E. J., Smith H. E., Burbidge E. M., Boksenberg A. *Aph. J.*, **236**, 388, 1980.
6. Balick B., Heckman T. M., Crane P. C. *Aph. J.*, **254**, 483, 1982.
7. Bartel N. Proc. IAU Symp. 110, VLBI and Compact Radio Sources, eds. G. Setti, K. I. Kellermann, Dordrecht, Reidel, p. 113—116, 1984.
8. Begelman M. C. Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 223, 1982.
9. Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J. *Nature*, **287**, 307, 1980.
10. Begelman M. C., Rees M. J., Blandford R. D. *Nature*, **279**, 770, 1979.
11. Benford G. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **183**, 29, 1979.
12. Benford G. *Aph. J.*, **247**, 792, 1981.
13. Benford G. Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 231, 1982.
14. Benford G. Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 271, 1983.
15. Benford G., Ferrari A., Trussoni E. *Aph. J.*, **241**, 98, 1980.
16. Bicknell G. V., Henriksen R. N. *Astrophys. Lett.*, **21**, 29, 1980.
17. Bicknell G. V., Melrose D. *Aph. J.*, **262**, 511, 1983.
18. Biretta J. A., Owen F. N., Hardee P. E. *Aph. J. Lett.*, **274**, L27, 1983.
19. Birkinshaw M., Laing R. A., Peacock J. A. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **197**, 253, 1981.
20. Blanco V. M., Graham J. A., Lasker B. M., Osmer P. S. *Aph. J. Lett.*, **198**, L63, 1975.
21. Blandford R. D. *Astron. J.*, **88**, 245, 1983.
22. Blandford R. D., Icke V. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **185**, 527, 1978.
23. Blandford R. D., Königl A. *Aph. J.*, **232**, 34, 1979.
24. Blandford R. D., Königl A. *Astrophys. Lett.*, **20**, 15, 1982.
25. Blandford R. D., Rees M. J. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **169**, 395, 1974.
26. Booler R. V., Pedlar A., Davies R. D. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **199**, 229, 1982.
27. Bridle A. H. Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 121, 1982.
28. Bridle A. H., Chan K. L., Henriksen R. N. *J. Roy. Astr. Soc. Can.*, **75**, 69, 1981.
29. Bridle A. H., Davis M. M., Fomalont E. B., Willis A. G., Strom R. G. *Aph. J.*, **228**, L9, 1979.
30. Bridle A. H., Davis M. M., Meloy D. A., Fomalont E. B., Strom R. G., Willis A. G. *Nature*, **262**, 179, 1976.
31. Bridle A. H., Fomalont E. B., Palimaka J. J., Willis A. G. *Aph. J.*, **248**, 499, 1981.
32. Bridle A. H., Henriksen R. N., Chan K. L., Fomalont E. B., Willis A. G., Perley R. A. *Aph. J. Lett.*, **241**, L145, 1980.
33. Bridle A. H., Perley R. A. Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 57, 1983.
34. Brodie J., Königl A., Bowyer S. Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 145, 1983.

35. Brown R. L. *Aph. J.*, **262**, 110, 1982.
36. Brown R. L., Johnston K. J., Lo K. Y. *Aph. J.*, **250**, 155, 1981.
37. Browne I. W. A. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **204**, 23, 1983.
38. Browne I. W. A., Clark R. R., Moore P. K., Muxlow T. W. B., Wilkinson P. N., Cohen M. H., Porcas R. W. *Nature*, **299**, 788, 1982.
39. Browne I. W. A., Orr M. J. L. *Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies*, eds. B. Battrick, J. Mort, p. 87, ESA SP-162, 1981.
40. Burbidge E. M., Smith H. E., Burbidge G. R. *Aph. J. Lett.*, **199**, L137, 1975.
41. Burbidge E. M., Smith H. E., Burbidge G. R. *Aph. J.*, **219**, 400, 1978.
42. Burch S. F. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **187**, 187, 1979.
43. Burns J. O. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **195**, 523, 1981.
44. Burns J. O. *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 67, 1983.
45. Burns J. O., Balonek T. *Aph. J.*, **263**, 546, 1982.
46. Burns J. O., Christiansen W. A. *Nature*, **287**, 208, 1980.
47. Burns J. O., Christiansen W. A., Hough D. H. *Aph. J.*, **257**, 538, 1982.
48. Burns J. O., Feigelson E. D., Schreier E. J. *Aph. J.*, **273**, 128, 1983.
49. Burns J. O., Gregory S. A. *Astron. J.*, **87**, 1245, 1982.
50. Burns J. O., Owen F. N. *Astron. J.*, **85**, 204, 1980.
51. Burns J. O., Schwendeman E., White R. A. *Aph. J.*, **271**, 575, 1983.
52. Butcher H. R., van Breugel W. J. M., Miley G. K. *Aph. J.*, **235**, 749, 1980.
53. Chan K. L., Henriksen R. N. *Aph. J.*, **241**, 534, 1980.
54. Charlesworth M., Spencer R. E. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **200**, 933, 1982.
55. Cohen M. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **94**, 266, 1982.
56. Cohen M. H., Readhead A. C. S. *Aph. J. Lett.*, **233**, L101, 1979.
57. Cohen M. H., Unwin S. C. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 345, 1982.
58. Cohen M. H., Unwin S. C., Lind K. R., Moffet A. T., Simon R. S., Wilkinson P. N., Spencer R. E., Booth R. S., Nicolson G. D., Niell A. D., Young L. E. *Aph. J.*, **272**, 383, 1983.
59. Cohen M. H., Unwin S. C., Pearson T. J., Seielstad G. A., Simon R. S., Linfield R. P., Walker R. C. *Aph. J. Lett.*, **269**, L1, 1983.
60. Cohen M. H., Unwin S. C., Simon R. S., Seielstad G. A., Pearson T. J. *Aph. J.*, **247**, 774, 1981.
61. Cohn H. *Aph. J.*, **269**, 500, 1983.
62. Condon J. J., Condon M. A., Gisler G., Puschell J. J. *Aph. J.*, **252**, 102, 1982.
63. Condon J. J., Mitchell K. J. *Aph. J.*, **276**, 472, 1984.
64. Conway R. G. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 167, 1982.
65. Cornwell T. J., Perley R. A. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 139, 1982.
66. Cornwell T. J., Wilkinson P. N. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **196**, 1067, 1981.
67. Cotton W. D., Shapiro I. I., Wittels J. J. *Aph. J. Lett.*, **244**, L57, 1981.
68. Davis J. G., Anderson B., Morison I. *Nature*, **288**, 64, 1980.
69. Davis R. J., Stannard D., Conway R. G. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **185**, 435, 1978.

70. *De Pater I., Perley R. A.* *Aph. J.*, **273**, 64, 1983.
71. *de Vaucouleurs G., Nieto J.-L.* *Aph. J.*, **231**, 364, 1979.
72. *De Young D. S.* *Aph. J.*, **241**, 81,, 1980.
73. *De Young D. S.* *Nature*, **293**, 43, 1981.
74. *De Young D. S.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 69, 1982.
75. *Dreher J. W.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 135, 1982.
76. *Drury L. O.* *Rep. Prog. Phys.*, **46**, 973, 1983.
77. *Dufour R. J., van den Bergh S.* *Aph. J. Lett.*, **226**, L73, 1978.
78. *Eichler D.* *Aph. J.*, **263**, 571, 1982.
79. *Eichler D.* *Aph. J.*, **272**, 48, 1983.
80. *Eichler D., Smith M.* *Nature*, **303**, 779, 1983.
81. *Eilek J. A., Burns J. O., O'Dea C. P., Owen F. N.* *Aph. J.*, **278**, 37, 1984.
82. *Eilek J. A., Henriksen R. N.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 233, 1982.
83. *Ekers R. D., Fanti R., Lari C., Parma P.* *Astron. Astrophys.*, **101**, 194, 1981.
84. *Ekers R. D., van Gorkom J. H., Schwarz U. J., Goss W. M.* *Astron. Astrophys.*, **122**, 143, 1983.
85. *Fabricant D., Lecar M., Gorenstein P.* *Aph. J.*, **241**, 552, 1980.
86. *Fanaroff B. L., Riley J. M.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **167**, 31p, 1974.
87. *Fanti R.* *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 253, 1983.
88. *Fanti R., Lari C., Parma P., Bridle A. H., Ekers R. D., Fomalont E. B.* *Astron. Astrophys.*, **110**, 169, 1982.
89. *Fanti R., Padrielli L., Salvati M.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 317, 1982.
90. *Feigelson E. D.* *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 165, 1983.
91. *Feigelson E. D., Schreier E. J., Delvaile J. P., Giacconi R., Grindlay J. E., Lightman A. P.* *Aph. J.*, **251**, 31, 1981.
92. *Ferrari A., Massaglia S., Trussoni E.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **198**, 1065, 1982.
- 92a. *Ferrari A., Pacholczyk A. G., eds.* *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, Dordrecht, Reidel, p. 327, 1983.
93. *Ferrari A., Trussoni E., Zaninetti L.* *Astron. Astrophys.*, **64**, 43, 1978.
94. *Ferrari A., Trussoni E., Zaninetti L.* *Astron. Astrophys.*, **79**, 190, 1979.
95. *Ferrari A., Trussoni E., Zaninetti L.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **196**, 1051, 1981.
96. *Fomalont E. B.* *Proc. IAU Symp. 94, Origin of Cosmic Rays*, eds. G. Setti, G. Spada, A. W. Wolfendale, Dordrecht, Reidel, p. 111, 1981.
97. *Fomalont E. B.* *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 37, 1983.
98. *Fomalont E. B., Bridle A. H., Miley G. K.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 173, 1982.
99. *Fomalont E. B., Bridle A. H., Willis A. G., Perley R. A.* *Aph. J.*, **237**, 418, 1980.
100. *Fomalont E. B., Palimaka J. J., Bridle A. H.* *Astron. J.*, **85**, 981, 1980.

101. Fort D. N., Yee H. K. *Astron. Astrophys.*, **50**, 19, 1976.
102. Ghigo F. D., Rudnick L., Johnston K. J., Wehinger P. A., Wyckoff S. *Proc. IAU Symp. 97*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 43, 1982.
103. Goss W. M., Wellington K. J., Christiansen W. N., Lockhart I. A., Watkinson A., Frater R. H., Little A. G. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **178**, 525, 1977.
104. Gower A. C., Gregory P. C., Hutchings J. B., Unruh W. G. *Aph. J.*, **262**, 478, 1982.
105. Gower A. C., Hutchings J. B., *Aph. J. Lett.*, **258**, L63, 1982.
106. Graham J. A. *Aph. J.*, **269**, 440, 1983.
107. Graham J. A., Price R. M. *Aph. J.*, **247**, 813, 1981.
108. Greenfield P. E., Burke B. F., Roberts D. H. *Nature*, **286**, 865, 1980.
109. Greenfield P. E., Roberts D. H., Burke B. F. *Science*, **208**, 495, 1980.
110. Hardee P. E. *Aph. J.*, **234**, 47, 1979.
111. Hardee P. E. *Aph. J.*, **257**, 509, 1982.
112. Hardee P. E. *Aph. J.*, **269**, 94, 1983.
113. Hargrave P. J., Ryle M. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **166**, 305, 1974.
114. Hazard C., Mackey M. B., Shimmins A. J. *Nature*, **197**, 1037, 1963.
115. Heckman T. M. *Aph. J. Lett.*, **271**, L5, 1983.
116. Heckman T. M., Miley G. K., Balick B., van Breugel W. J. M., Butcher H. R., *Aph. J.*, **262**, 529, 1982.
117. Heeschen D. C., Wade C. M., eds. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, Dordrecht, Reidel, p. 490, 1982.
118. Henriksen R. N., Bridle A. H., Chan K. L. *Aph. J.*, **257**, 63, 1982.
119. Henriksen R. N., Vallée J. P., Bridle A. H. *Aph. J.*, **249**, 40, 1981.
120. Hjellming R. M., Johnston K. J. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 197, 1982.
121. Hummel E., Kotanyi C. G., van Gorkom J. H. *Aph. J. Lett.*, **267**, L5, 1983.
122. Hunstead R. W., Murdoch H. S., Condon J. J., Phillips M. M. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **207**, 55, 1984.
123. Icke V. *Aph. J. Lett.*, **246**, L65, 1981.
124. Icke V. *Aph. J.*, **265**, 648, 1983.
125. Jenkins C. R. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **200**, 705, 1982.
126. Jones D. L., Sramek R. A., Terzian Y. *Aph. J.*, **246**, 28, 1981.
127. Jones D. L., Sramek R. A., Terzian Y. *Aph. J. Lett.*, **247**, L57, 1981.
128. Jones T., Owen F. N. *Aph. J.*, **234**, 818, 1979.
129. Kahn F. D. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **202**, 553, 1983.
130. Kapahi V. K., Saikia D. J. *J. Astrophys. Astron.*, **3**, 465, 1982.
131. Kellermann K. I. *Highlights of Astronomy*, ed. R. M. West, Dordrecht, Reidel, **6**, 481, 1983.
132. Kellermann K. I., Downes A. J. B., Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Shaffer D. B., Witzel A. *Astron. Astrophys.*, **97**, L1, 1981.
133. Königl A. *Aph. J.*, **261**, 115, 1982.
134. Kotanyi C. G., Ekers R. D. *Astron. Astrophys.*, **73**, L1, 1979.
135. Laing R. A. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **193**, 427, 1980.
136. Laing R. A. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **193**, 439, 1980.
137. Laing R. A. *Aph. J.*, **248**, 87, 1981.

138. *Laing R. A.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 161, 1982.
139. *Laing R. A.* Highlights of Astronomy, ed. R. M. West, Dordrecht, Reidel, 6, 731, 1983.
140. *Laing R. A., Riley J. M., Longair M. S.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **204**, 151, 1983.
141. *Lelièvre G., Nieto J.-L., Horville D., Renard L., Servan B.* Astron. Astrophys., **138**, 49, 1984.
142. *Linfield R.* Aph. J., **244**, 436, 1981.
143. *Linfield R.* Aph. J., **250**, 464, 1981.
144. *Linfield R.* Aph. J., **254**, 465, 1982.
145. *Linfield R., Perley R. A.* Aph. J., **279**, 60, 1984.
146. *Longair M. S., Riley J. M.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **186**, 625, 1979.
147. *Longair M. S., Ryle M., Scheuer P. A. G.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **164**, 243, 1973.
148. *Lonsdale C. J., Hartley-Davies R., Morison I.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **202**, 1, 1983.
149. *Lonsdale C. J., Morison I.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **203**, 833, 1983.
150. *Lorre J. J., Nieto J.-L.* Astron. Astrophys., **130**, 167, 1984.
151. *Lupton R. H., Gott J. R.* Aph. J., **255**, 408, 1982.
152. *Maccagni D., Tarengi M.* Aph. J., **243**, 42, 1981.
153. *Machalski J., Condon J. J.* Astron. J., **88**, 143, 1983.
154. *Margon B.* Ann. NY Acad. Sci., **375**, 403, 1981.
155. *Marscher A. P., Broderick J. J.* Aph. J. Lett., **247**, L49, 1981.
156. *Masson C. R.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **187**, 253, 1979.
157. *Milley G. K.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 165, 1980.
158. *Miley G. K.* Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 99, 1983.
159. *Miley G. K., Heckman T. M., Butcher H. R., van Breugel W. J. M.* Aph. J. Lett., **247**, L5,, 1981.
160. *Miley G. K., Hogg D. E., Basart J.* Aph. J. Lett., **159**, L19, 1970.
161. *Miley G. K., Wellington K. J., van der Laan H.* Astron. Astrophys., **38**, 381, 1975.
162. *Morrison P.* Aph. J., **157**, L73, 1969.
163. *Neff S. G.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heesch, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 137, 1982.
164. *Nieto J.-L.* Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 113, 1983.
165. *Nieto J.-L., Lelièvre G.* Astron. Astrophys., **109**, 95, 1982.
166. *Norman M. L., Smarr L., Winkler K.-H. A., Smith M. D.* Astron. Astrophys., **113**, 285, 1982.
167. *Norman M. L., Winkler K.-H. A., Smarr L.* Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 227, 1983.
168. *Northover K. J. E.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **165**, 369, 1973.
169. *Orr M. J. L., Browne I. W. A.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **200**, 1067, 1982.
170. *Osmer P. S.* Aph. J. Lett., **226**, L79, 1978.
171. *Owen F. N., Burns J. O., Rudnick L.* Aph. J. Lett., **226**, L119, 1978.

172. Owen F. N., Hardee P. E., Bignell R. C. *Aph. J. Lett.*, **239**, L11, 1980.
173. Owen F. N., Puschell J. *J. Astron. J.*, **89**, 932, 1984.
174. Parma P. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 193, 1982.
175. Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A., Graham D., Kellermann K. I., Rönning B. *Astron. J.*, **86**, 371, 1981.
176. Pearson T. J., Readhead A. C. S. *Aph. J.*, **248**, 61, 1981.
177. Pearson T. J., Readhead A. C. S., Wilkinson P. N. *Aph. J.*, **236**, 714, 1980.
178. Pearson T. J., Unwin S., Cohen M. H., Linfield R., Readhead A. C. S., Seielstad G. A., Simon R. S., Walker R. G. *Nature*, **290**, 365, 1981.
179. Pedlar A., Booler R. V., Davies R. D. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **203**, 667, 1983.
180. Pedlar A., Booler R. V., Spencer R. E., Stewart O. J. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **202**, 647, 1983.
181. Perley R. A. *Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies*, eds. B. Batrick, J. Mort, ESA SP-162, p. 77, 1981.
182. Perley R. A. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 175, 1982.
183. Perley R. A., Bridle A. H., Willis A. G. *Aph. J. Suppl.*, **54**, 291, 1984.
184. Perley R. A., Bridle A. H., Willis A. G., Fomalont E. B. *Astron. J.*, **85**, 499, 1980.
185. Perley R. A., Fomalont E. B., Johnston K. J. *Aph. J. Lett.*, **255**, L93, 1982.
186. Perley R. A., Willis A. G., Scott J. S. *Nature*, **281**, 437, 1979.
187. Peterson B. A., Dickens R. J., Cannon R. D. *Proc. Astron. Soc. Aust.*, **2**, 366, 1975.
188. Phillips M. M. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **197**, 659, 1981.
189. Porcas R. W., Booth R. S., Browne I. W. A., Walsh D., Wilkinson P. N., *Nature*, **289**, 758, 1981.
190. Potash R. I., Wardle J. F. C. *Astron. J.*, **84**, 707, 1979.
191. Potash R. I., Wardle J. F. C. *Aph. J.*, **239**, 42, 1980.
192. Preston R. A., Wehrle A. E., Morabito D. D., Jauncey D. L., Batty M. J., Haynes R. F., Wright A. E., Nicolson G. D. *Aph. J. Lett.*, **266**, L93, 1983.
193. Preuss E., Alef A., Pauliny-Toth I. I. K., Kellermann K. I. *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 289, 1982.
194. Preuss E., Alef W., Whyborn A., Wilkinson P. N., Kellermann K. I. *Proc. IAU Symp. 110, VLBI and Compact Radio Sources*, eds. G. Setti, K. I. Kellermann, Dordrecht, Reidel, p. 29, 1984.
195. Ray T. P. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **196**, 195, 1981.
196. Ray T. P. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **198**, 617, 1982.
197. Readhead A. C. S. *Proc. IAU Symp. 92, Objects of High Redshifts*, eds. G. O. Abell, P. J. E. Peebles, Dordrecht, Reidel, p. 165, 1980.
198. Readhead A. C. S., Cohen M. H., Blandford R. D. *Nature*, **272**, 131, 1978.
199. Readhead A. C. S., Cohen M. H., Pearson T. J., Wilkinson P. N. *Nature*, **276**, 768, 1978.
200. Readhead A. C. S., Hough D. H., Ewing M. S., Walker R. C., Romney J. *Aph. J.*, **265**, 107, 1983.
201. Readhead A. C. S., Napier P. J., Bignell R. C. *Aph. J. Lett.*, **237**, L55, 1980.

202. *Readhead A. C. S., Wilkinson P. N.* *Aph. J.*, **223**, 25, 1978.
203. *Readhead A. C. S., Wilkinson P. N.* *Aph. J.*, **235**, 11, 1980.
204. *Rees M. J.* *Nature*, **229**, 312, 1971.
205. *Rees M. J.* *Nature*, **275**, 516, 1978.
206. *Rees M. J.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **184**, 61p, 1978.
207. *Rees M. J.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 211, 1982.
208. *Rees M. J., Begelman M. C., Blandford R. D.* *Proc. Texas Symp.*, 10th, Ann. NY Acad. Sci., **315**, 254, 1981.
209. *Reid M. J., Schmitt J. H. M. M., Owen F. N., Booth R. S., Wilkinson P. N.* *Aph. J.*, **263**, 615, 1982.
210. *Riley J. M., Pooley G. G.* *Mem. Roy. Astr. Soc.*, **80**, 105, 1975.
211. *Robertson J. G.* *Nature*, **286**, 579, 1980.
212. *Robson D. W.* *Nature*, **294**, 57, 1981.
213. *Rudnick L.* *Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources*, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 47, 1982.
214. *Rudnick L., Burns J. O.* *Aph. J. Lett.*, **246**, L69, 1981.
215. *Saikia D. J.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **197**, 11, 1981.
216. *Saikia D. J., Cornwell T. J.* *Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets*, eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 53, 1983.
217. *Saikia D. J., Shastri P., Cornwell T. J., Banhatti D. G.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **203**, 53, 1983.
218. *Saikia D. J., Wiita P. J.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **200**, 83, 1982.
219. *Sanders R. H.* *Aph. J.*, **266**, 73, 1983.
220. *Saunders R., Baldwin J. E., Pooley G. G., Warner P. J.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **197**, 287, 1982.
221. *Scheuer P. A. G.* *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **166**, 513, 1974.
222. *Scheuer P. A. G.* *Highlights of Astronomy*, ed. R. M. West, Dordrecht, Reidel, **6**, 735, 1983.
223. *Scheuer P. A. G., Readhead A. C. S.* *Nature*, **277**, 182, 1979.
224. *Schilizzi R. T., de Bruyn A. G.* *Nature*, **303**, 26, 1983.
225. *Schilizzi R. T., Miley G. K., Janssen F. L. J., Wilkinson P. N., Cornwell T. J., Fomalont E. B.* *Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies*, eds. B. Battrock, J. Mort, ESA SP-162, p. 97, 1981.
226. *Schmidt G. D., Peterson B. A., Beaver E. A.* *Aph. J. Lett.*, **220**, L31, 1978.
227. *Schmidt M.* *Nature*, **197**, 1040, 1963.
228. *Schreier E. J., Burns J. O., Feigelson E. D.* *Aph. J.*, **251**, 523, 1981.
229. *Schreier E. J., Feigelson E. D., Delvalle J., Giacconi R., Grindlay J., Schwarz D. A., Fabian A. C.* *Aph. J. Lett.*, **234**, L39, 1979.
230. *Schreier E. J., Gorenstein P., Feigelson E. D.* *Aph. J.*, **261**, 42, 1982.
231. *Schwab F. R.* *Int. Opt. Comput. Conf., SPIE*, **231**, 18, 1980.
232. *Schwartz R. D.* *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **21**, 209, 1983.
233. *Simon R. S., Readhead A. C. S., Moffet A. T., Wilkinson P. N., Allen B., Burke B. F.* *Nature*, **302**, 487, 1983.
234. *Simon R. S., Readhead A. C. S., Moffet A. T., Wilkinson P. N., Anderson B.* *Aph. J.*, **236**, 707, 1980.

235. *Slee O. B., Sheridan K. V., Dulk G. A., Little A. G.* Publ. Astr. Soc. Austr., 5, 241, 1983.
236. *Smith M. D., Norman C. A.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 194, 771, 1981.
237. *Smith R. M., Bicknell G. V., Hyland A. R., Jones T. J.* Aph. J., 266, 69, 1983.
238. *Spangler S. R.* Astron. J., 84, 1470, 1979.
239. *Spangler S. R.* Aph. J. Lett., 232, L7, 1979.
240. *Spangler S. R., Basart J. P.* Aph. J., 243, 1103, 1981.
241. *Spencer J. H., Johnston K. J., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.* Aph. J. Lett., 251, L61, 1981.
242. *Steiner J. E.* Aph. J., 250, 469, 1981.
243. *Stocke J. T., Christiansen W. A., Burns J. O.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 39, 1982.
244. *Stocke J. T., Rieke G. H., Lebofsky M. J.* Nature, 294, 319, 1981.
245. *Strom R. G., Fanti R., Parma P., Ekers R. D.* Astron. Astrophys. 122, 305, 1983.
246. *Strom R. G., Willis A. G.* Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies, eds. B. Battrick, J. Mort, ESA SP-162, p. 83, 1981.
247. *Sulentic J. W., Arp H. C., Lorre J. J.* Aph. J., 233, 44, 1979.
248. *Swarup G., Sinha R. P., Saikia D. J.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 201, 393, 1982.
249. *Tarenghi M.* Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies, eds. B. Battrick, J. Mort, ESA SP-162, p. 145, 1981.
250. *Thompson A. R., Clark B. G., Wade C. M., Napier P. J.* Aph. J. Suppl., 44, 151, 1980.
251. *Thorne K. S., Blandford R. D.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 255, 1982.
252. *Trusconi E., Ferrari A., Zaninetti L.* Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets., eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 281, 1983.
253. *Turland B. D.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 172, 181, 1975.
254. *Ulvestad J. S., Johnston K. J., Weiler K. W.* Aph. J., 266, 18,, 1983.
255. *Unwin S. C., Cohen M. H., Pearson T. J., Seielstad G. A., Simon R. S., Linfield R. P., Walker R. C.* Aph. J., 271, 536, 1983.
256. *Vallée J. P.* Astron. J., 87, 486, 1982.
257. *Vallée J. P., Bridle A. H., Wilson A. S.* Aph. J., 250, 66, 1981.
258. *van Breugel W. J. M.* Structure in Radio Galaxies, Ph. D. thesis. Univ. Leiden, p. 219, 1980.
259. *van Breugel W. J. M., Balick B., Heckman T., Miley G. K., Helfand D.* Astron. J., 88, 40, 1983.
260. *van Breugel W. J. M., Heckman T. M.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 61, 1982.
261. *van Breugel W. J. M., Heckman T. M., Bridle A. H., Butcher H. R., Strom R. G., Balick B.* Aph. J., 275, 61,, 1983.
262. *van Breugel W. J. M., Miley G. K.* Nature, 265, 315, 1977.
263. *van Breugel W. J. M., Willis A. G.* Astron. Astrophys., 96, 332, 1981.
264. *van der Hulst J. M., Hummel E., Dickey J. M.* Aph. J. Lett., 261, L59, 1982.
265. *van Groningen E., Miley G. K., Norman C.* Astron. Astrophys., 90, L7, 1980.
266. *Wade C. M.* Observatory, 80, 235, 1960.

267. *Waggett P. C., Warner P. J., Baldwin J. E.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **181**, 465, 1977.
268. *Benson J. M., Walker R. C., Seielstad G. A., Unwin S. C.* Proc. IAU Symp. 110, VLBI and Compact Radio Sources, eds. G. Setti, K. I. Kellermann, Dordrecht, Reidel, p. 125, 1984.
269. *Walker R. C., Seielstad G. A., Simon R. S., Unwin S. C., Cohen M. H., Pearson T. J., Linfield R. P.* Aph. J., **257**, 56, 1981.
270. *Wardle J. F. C., Kronberg P. P.* Aph. J., **194**, 249, 1974.
271. *Wardle J. F. C., Potash R. I.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 129, 1982.
272. *Wellington K. J., Miley G. K., van der Laan H.* Nature, **244**, 502, 1973.
273. *Wiita P. J., Siah M. J.* Aph. J., **243**, 710, 1981.
274. *Wilkinson P. N.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 149, 1982.
275. *Wilkinson P. N., Readhead A. C. S., Purcell G. H., Anderson B.* Nature **269**, 764, 1977.
276. *Willingale R.* Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **194**, 359, 1981.
277. *Willis A. G.* Proc. ESO/ESA Workshop, 2nd, Optical Jets in Galaxies, eds. B. Bartrick, J. Mort, ESA SP-162, p. 71, 1981.
278. *Willis A. G., Strom R. G., Bridle A. H., Fomalont E. B.* Astron. Astrophys., **95**, 250, 1981.
279. *Willis A. G., Strom R. G., Perley R. A., Bridle A. H.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 141, 1982.
280. *Willis A. G., Wilson A. S., Strom R. G.* Astron. Astrophys., **66**, L1, 1978.
281. *Wills B. J.* Proc. IAU Symp. 97, Extragalactic Radio Sources, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, Reidel, p. 373, 1982.
282. *Wilson A. S.* Highlights of Astronomy, ed. R. M. West, Dordrecht, Reidel, **6**, 467, 1983.
283. *Wilson A. S., Ulvestad J. S.* Aph. J., **263**, 576, 1982.
284. *Wirth A., Smarr L., Gallagher J. S.* Astron. J., **87**, 602, 1982.
285. *Wyckoff S., Johnston K., Ghigo F., Rudnick L., Wehinger P., Boksenberg A.* Aph. J., **265**, 43, 1983.
286. *Zaninetti L., Trussoni E.* Proc. Int. Workshop Astrophys. Jets., eds. A. Ferrari, A. G. Pacholczyk, Dordrecht, Reidel, p. 309, 1983.