И. С. ШКЛОВСКИЙ

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

LIBRARY
FEB 28 1967
ATMOSPHERIC RESEARCH

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1966

523.8
Ш 66
УДК 523.841

2-6-4
187-66

Оглавление

Предисловие 5

ГЛАВА I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗДАХ 7

§ 1. Фотометрические и статистические исследования 7
§ 2. Спектры сверхновых и их интерпретация 23
§ 3. Галактические сверхновые 43
§ 4. Эффект «пращи» 61

ГЛАВА II

ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ II ТИПА 76

§ 5. Оптические характеристики туманностей — остатков вспышек сверхновых II типа 76
§ 6. Радиоизлучение остатков сверхновых II типа 99
§ 7. Вековое уменьшение потока и интенсивности радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых 120
§ 8. Ударные волны в межзвездной среде, обусловленные вспышками сверхновых II типа 143
§ 9. Влияние магнитного поля на характеристики остатков вспышек сверхновых II типа 163

ГЛАВА III

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ . . . . . .

§ 10. Общие сведения о Крабовидной туманности 183

§ 11. Радиоизлучение Крабовидной туманности и его интерпретация 211
§ 12. Оптическое излучение Крабовидной туманности с непрерывным спектром 233
§ 13. Синхротронное излучение Крабовидной туманности во всем диапазоне частот 257
§ 14. Звезда — бывшая сверхновая 1054 г. и ее продолжающаяся активность . . 284
§ 15. Остатки вспышек сверхновых Тихо и Кеплера 300

ГЛАВА IV

СВЯЗЬ С ДРУГИМИ ПРОБЛЕМАМИ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ . . . 317

§ 16. Сверхновые звезды и происхождение космических лучей 317
§ 17. Эффекты, связанные с возможной вспышкой сверхновой вблизи Солнца 336
§ 18. Причина взрыва сверхновых звезд . 346
§ 19. Некоторые вопросы теории 368

Литература 390

Предисловие

Проблема вспышек сверхновых звезд в последние годы привлекла к себе внимание большого количества исследователей. Сейчас ясно, что в общей картине эволюции звезд и галактик вспышки сверхновых играют очень заметную роль. Достаточно сказать, что эволюция химического состава вещества во Вселенной в значительной степени определяется сверхновыми. Современные теории происхождения первичных космических лучей неразрывно связаны с различными аспектами проблемы вспышек сверхновых.

Бурное развитие радиоастрономии, а в последнее время и рентгеновской астрономии привело к существенному увеличению объема нашей информации о туманностях, образовавшихся после вспышек сверхновых. В настоящее время мы довольно близко подошли к пониманию тех сложных физических процессов, которые происходят в указанных туманностях. Эти процессы отличаются большим своеобразием. Их всестороннее изучение имеет весьма большое значение для всей современной астрофизики. Упомянем, например, об открытии синхротронной природы оптического излучения Крабовидной туманности, которое стимулировало значительное количество исследований в быстро развивающейся метагалактической астрономии.

На первый взгляд может показаться удивительным, что такой важнейшей проблеме в мировой научной литературе не посвящено ни одной монографии. Это, по-видимому, объясняется значительными трудностями, с которыми связано написание такой монографии. Ведь исследования в этой интересной области астрофизики проводятся самыми различными методами. Кроме того, проблема еще очень далека от решения. Пока еще с достоверностью неизвестно, по какой причине взрываются некоторые звезды и чем эти звезды отличаются от других...

Казалось бы, в такой ситуации преждевременно писать монографию по данному вопросу. Автор с этой точкой зрения, однако, не согласен. Ведь можно же (и нужно!) писать книги и учебники по электричеству без знания природы элементарных частиц.

Целый ряд аспектов проблемы вспышек сверхновых сейчас более или менее понятен. Вместе с тем, конечно, нужно учитывать бурное развитие этой области астрофизики. Вполне возможно, что отдельные выводы этой книги через несколько лет покажутся устаревшими и даже наивными. Это неизбежно во всякой быстро развивающейся области науки.

Мы не стремимся дать исчерпывающую картину современных представлений о проблеме вспышек сверхновых звезд. Центр тяжести этой монографии—анализ физических условий в туманностях — остатках вспышек сверхновых. Изложение отдельных вопросов отражает, естественно, взгляды автора, которые, конечно, иногда могут вызывать возражения. Вместе с тем, мы стремились привести в монографии как можно больше фактического материала, основанного на результатах наблюдений.

Автор надеется, что монография будет полезна широкому кругу астрономов и физиков, которые интересуются современной астрофизикой.

И. Шкловский

Москва, декабрь 1965 г.

ГЛАВА I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗДАХ

§ 1. Фотометрические и статистические исследования

31 августа 1885 г. на старейшей обсерватории нашей страны в Тарту было сделано выдающееся открытие: астроном Гартвиг обнаружил новую звезду около ядра туманности Андромеды M 31 [1]. Блеск этой звезды был оценен как $6^m,5$, в то время как по современным оценкам интегральная звездная величина M 31 близка к $4^m,5$. На основании разрозненных случайных наблюдений, выполненных до этого на разных обсерваториях Европы, можно было сделать вывод, что 17 августа эта звезда была 9-й величины, между тем как за год до этого, в августе 1884 г., на этом месте не было объекта ярче 15-й величины. Начиная с марта 1886 г. эту звезду уже нельзя было наблюдать даже в самые большие телескопы. На основании описанных выше наблюдений Лундмарк впоследствии построил кривую блеска этой удивительной звезды [2] (см. рис. 6).

Следует иметь в виду, что вплоть до начала 20-х годов природа объектов, ныне называемых внегалактическими туманностями, не была еще окончательно установлена. Правда, еще со времен Ламберта (XVIII в.) в астрономической науке получила широкое распространение концепция «островных вселенных», согласно которой спиральные туманности — это огромные коллективы звезд, газовых и пылевых туманностей, подобные нашей звездной системе—Галактике. Первая оценка расстояния до M 31 была сделана в 1919 г. Лундмарком, который получил значение около 200 000 *пс* *) [2]. Из этой оценки следовало, что абсолютная величина новой 1885 г. должна быть —15. Интересно, что этот результат сразу же был использован противниками концепции «островной вселенной» как якобы решающий аргумент против нее. Шепли, придерживавшийся противоположной

*) Эта оценка оказалась совсем неплохой. Она продержалась вплоть до 1951 г., когда вся система межгалактических расстояний была увеличена в несколько раз.

концепции «Сверхгалактики», считал «само собой разумеющимся», что не может быть новых звезд, абсолютная величина которых в максимуме их блеска столь велика [3]: ведь обычные звезды имеют абсолютные величины в максимуме около —6, —7.

В период 1920—1933 гг. было окончательно доказано, что спиральные туманности, а также большое количество эллипсоидальных и неправильных туманностей с непрерывным спектром, находящихся в высоких галактических широтах, суть внегалактические звездные системы. Этим фундаментальным достижением наблюдательной астрономии XX в. наука обязана выдающемуся американскому астроному Эдвину Хэбблу, проводившему свои наблюдения на крупнейшем телескопе того времени — 100-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Уилсон. Неопровержимым доказательством внегалактической природы спиральных туманностей было разрешение рукавов спиралей в М 31 на огромное количество звезд, в том числе переменных и цефеид.

В процессе этих исследований было обнаружено, что в М 31 довольно часто (несколько десятков раз в году) вспыхивают новые звезды, причем их яркость в максимуме не превышает 15^m. Это обстоятельство со всей очевидностью показало необычный характер новой 1855 г., светимость которой была в несколько тысяч раз больше светимости «обычных новых» и была всего лишь в 6—7 раз меньше интегральной светимости гигантской звездной системы М 31.

Между 1885 и 1920 гг. наблюдалось несколько вспышек ярких новых во внегалактических туманностях. Исключительно интересной была вспышка такой звезды в июле 1895 г. в туманности NGC 5253, находящейся в созвездии Центавра [4]. Эта звезда, получившая название Z Центавра, в максимуме блеска достигала $7^m,2$, что почти на 5 величин ярче интегральной звездной величины галактики NGC 5253. Сейчас мы знаем, что звездная система, в которой произошла вспышка, принадлежит к категории карликовых. Тем не менее, тот факт, что одна звезда в течение короткого времени излучает в сто раз больше, чем сотни миллионов звезд, образующих звездную систему, невольно поражает воображение. На рис. 1 приведена фотография сверхновой, вспыхнувшей в галактике NGC 3938.

Всего за период 1885—1920 гг. было обнаружено около 10 новых, вспыхнувших в спиральных, эллиптических и неправильных галактиках. Наблюдались они спорадически, преимущественно фотографическим методом. Только в одном случае — Z Центавра — случайно был получен спектр весьма низкого качества, снятый с объективной призмой [4]. В то же время фотографические наблюдения в ряде случаев позволили, правда, очень грубо, получить кривые блеска соответствующих новых.

Из этих отрывочных наблюдений, тем не менее, можно было сделать несколько важных выводов. Прежде всего выяснилось, что блеск таких новых во время максимума сравним с интегральным блеском соответствующей туманности, а иногда даже превосходит его. Далее, было замечено, что не существует явно выраженной зависимости между вспышкой новой в туманности и морфологическими особенностями последней. Вспышки происходят как в спиральных, так и в эллиптических и неправильных туманностях. Наконец, грубый статистический анализ весьма бедного наблюдательного материала позволил сделать предварительный вывод, что одна вспышка происходит в данной туманности в среднем приблизительно раз в тысячу лет.

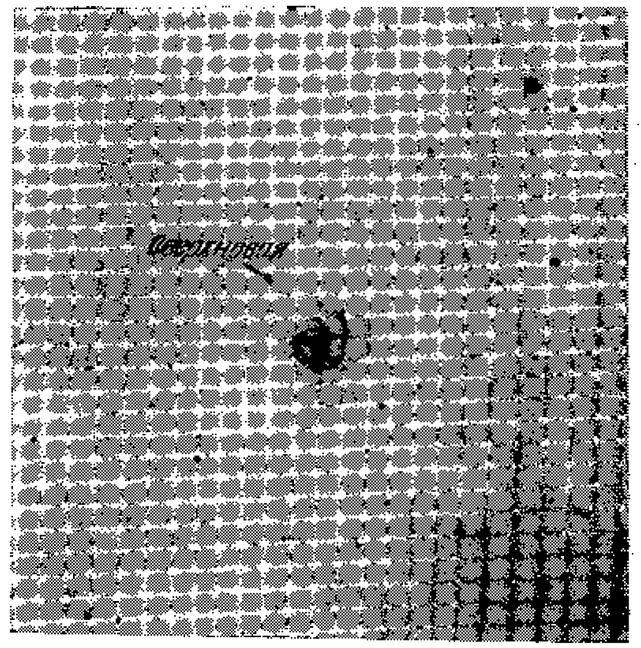


Рис. 1. Фотография вспышки сверхновой в галактике NGC 3938.

Совокупность описанных выше наблюдательных данных позволила Лундмарку еще в 1919 г. сформулировать гипотезу о том, что, кроме «обычных» новых звезд, в галактиках изредка вспыхивают звезды, светимость которых в тысячи раз больше и почти достигает светимости соответствующей галактики [2]. Такие звезды Цвикки и Бааде в 1934 г. предложили называть «сверхновыми» [5].

Наша Галактика по своим основным характеристикам в принципе не отличается от других больших спиральных галактик. Поэтому можно ожидать, что в ней время от времени должны происходить вспышки сверхновых звезд. Лундмарк в этой связи обратил внимание на исторические хроники, содержащие упоминания о звездах необычайной яркости, время от времени появляющихся на небосклоне и потом гаснувших. В частности, он первым обратил внимание на то, что вблизи необыкновенно яркой звезды, вспыхнувшей, по свидетельству китайских хроник, в 1054 г. и наблюдавшейся средь бела дня, находится примечательный во многих отношениях объект М 1 — Крабовидная

туманность, о которой часто будет идти речь в этой книге [41]. Заметим, однако, что гипотеза о том, что Крабовидная туманность является остатком вспышки сверхновой 1054 г., впервые была высказана только в 1928 г. Хэббломом [51] (см. § 3).

Так как вспышки сверхновых в нашей Галактике происходят весьма редко (в последний раз это явление наблюдалось Кеплером в 1604 г., еще до изобретения телескопа), то для изучения сверхновых при помощи современных методов исследования необходимо наблюдать их в других звездных системах. Хотя вероятность вспышки в какой-либо определенной галактике очень мала, но если систематически «патрулировать» по разумной программе достаточно большое количество галактик, успех должен быть обеспечен.

Эту важнейшую задачу решил известный американский астроном Цвикки [6—8]. В 1933 г., располагая весьма скромными средствами наблюдения (10-дюймовый рефрактор), он приступил к систематическим поискам сверхновых во внегалактических туманностях. Работа пошла значительно более успешно после того, как в 1936 г. специально для этой программы Цвикки приобрел 18-дюймовый телескоп системы Шмидта. Систематические поиски проводились в 175 площадках неба. Площадки покрывали большинство близких галактик (M 31, 32, 33, 51, 81, 82, 101 и т. д.) и ряд скоплений галактик (в Большой Медведице, Волосах Вероники, Льве, Раке, Персее, Гидре, Печи и Центавре). Всего систематически наблюдалось около 3000 галактик ярче 15^m, из них около 700 — ярче 13^m. По словам самого Цвикки, наблюдения проводились «так часто, как это было возможно».

Результаты этой планомерной работы сказались довольно быстро. За период с 6.IX 1936 г. по 31.XII 1939 г. он снял и обработал 1625 фотографических пластинок. Учитывая число галактик, находящихся в поле зрения телескопа, изображения которых получаются на одной пластинке, можно показать, что вся выполненная за этот период программа соответствует 5150 годам непрерывных наблюдений над одной «средней» галактикой. Всего за это время было зарегистрировано 12 вспышек сверхновых. Отсюда следует, что одна вспышка приходится на одну «среднюю» галактику раз в 430 лет. За это же время в 840 более ярких галактиках, занесенных в известный каталог Шепли — Эймз, было обнаружено пять вспышек сверхновых, что дает в среднем одну вспышку за каждые 360 лет. Последняя оценка является, пожалуй, наиболее надежной.

Работа Цвикки проводилась в тесной кооперации с другими калифорнийскими астрономами. Бааде построил кривые блеска обнаруженных во время этого «патрулирования» сверхновых [9], в то время как Цвикки и Хьюмэссон изучали их спектры [10] (см.

§ 2). На рис. 2 приведены кривые блеска для сверхновых в NGC 1003, IC 4182 и в некоторых других галактиках.

Вторая мировая война прервала эти весьма важные исследования. С новой силой они были возобновлены с середины 50-х годов. Начиная с 1958 г. систематические поиски сверхновых

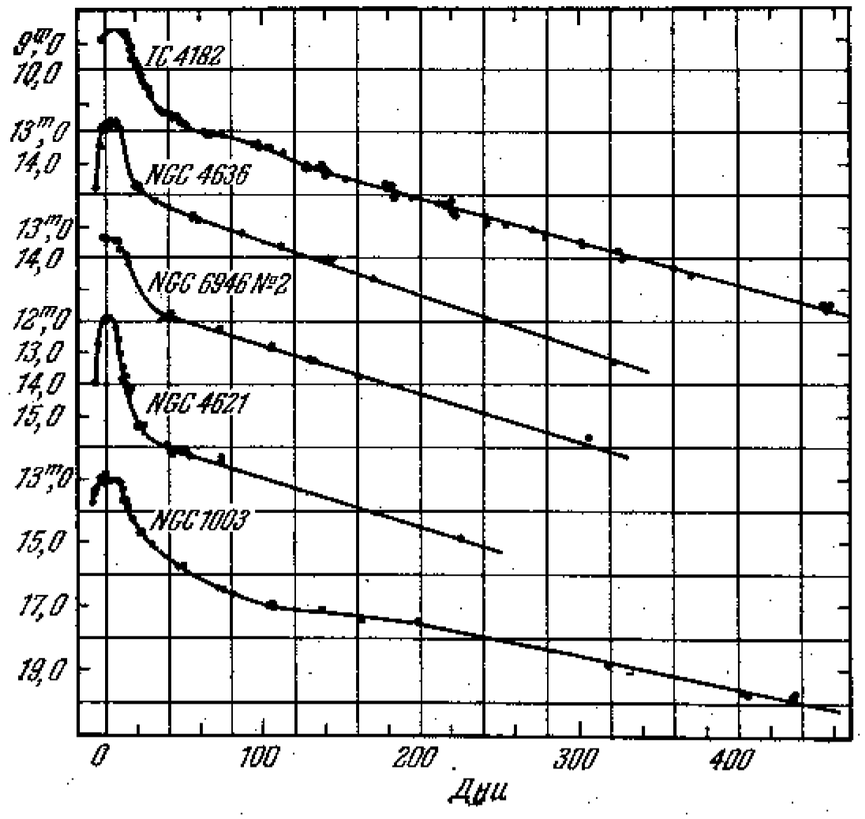


Рис. 2. Фотографические кривые блеска сверхновых I типа [13].

производились с помощью одного из крупнейших в мире телескопов системы Шмидта с диаметром зеркала 48 дюймов. В результате количество обнаруженных сверхновых резко увеличилось. Если, например, между 1885 и 1956 гг. было обнаружено всего 54 сверхновых, то между 1956 и 1963 гг. их было обнаружено 82. Цвикки полагает, что если бы 48-дюймовый шмидтовский телескоп целиком работал по этой программе (а не 3—6 ночей в месяц, как сейчас), ежегодно открывалось бы около 100 сверхновых [11]. Все же следует заметить, что, несмотря на весьма значительное количество вновь открытых сверхновых, этот материал, по мнению Цвикки, не позволяет уточнить полученную им раньше среднюю частоту вспышек сверхновых, рассчитанную на одну

галактику (в среднем одна вспышка каждые 360 лет в одной галактике каталога Шепли — Эймз). Это объясняется трудностями сведения всех рядов наблюдений в единую систему. С другой стороны, систематические наблюдения за вспышками сверхновых в скоплениях галактики (что можно делать только на достаточно большом телескопе, например, 48-дюймовом телескопе Шмидта) подтвердили старый вывод: в таких скоплениях одна вспышка сверхновой случается в среднем раз в 300 лет в каждой яркой галактике скопления («яркие галактики» определяются условием $m < m_{\max} + 3$, где $m_{\max}$ — звездная величина самого яркого члена скопления).

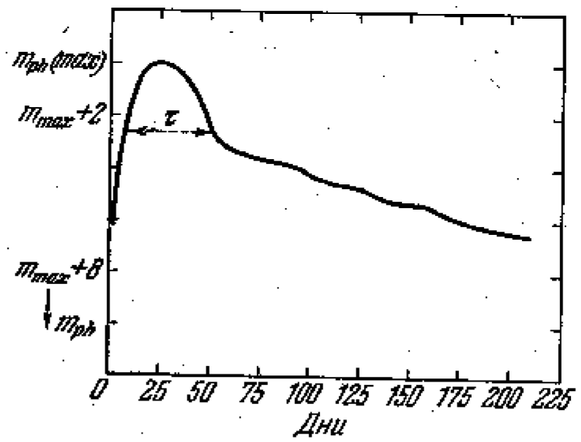


Рис. 3. Схема кривой блеска сверхновой I типа [11].

До сих пор неявно предполагалось, что все сверхновые образуют однородную систему объектов. Однако это заведомо не так. Уже простой анализ кривых блеска выявляет большое разнообразие их. Спектроскопические наблюдения, о которых речь будет идти в следующем параграфе, показали, что встречаются по крайней мере два типа сверхновых, каждому из которых можно поставить в соответствие свою кривую блеска. Приведенные на рис. 2 кривые блеска соответствуют сверхновым I типа. Схема кривой приведена на рис. 3. После быстрого подъема яркости и довольно плавного максимума кривая круто идет вниз (за 20—30 дней блеск падает на 2—3 величины). После этого увеличение m_{ph} следует почти линейному закону в течение длительного времени (порядка сотен дней) до тех пор, пока вспыхнувшая звезда перестанет быть наблюдаемой. Характерный для этой кривой интервал времени τ около 40—50 дней. Следует подчеркнуть удивительное сходство кривых блеска после максимума у различных сверхновых I типа. Согласно Бааде [12], начиная с момента спустя 100 дней после максимума фотографическая звездная величина у сверхновых этого типа возрастает на $0^m,0137$ в день.

Вместе с тем не надо забывать, что отдельные кривые блеска сверхновых этого типа вблизи максимума заметно отличаются друг от друга. Нужно также иметь в виду, что кривые блеска дают зависимость *фотографической* звездной величины от времени. Величина болометрической поправки для сверхновых

этого типа и возможная ее зависимость от времени пока еще не известны. Некоторым аргументом в пользу того, что болометрическая поправка не зависит от времени, является отсутствие заметных изменений в фотографической части спектра сверхновой,

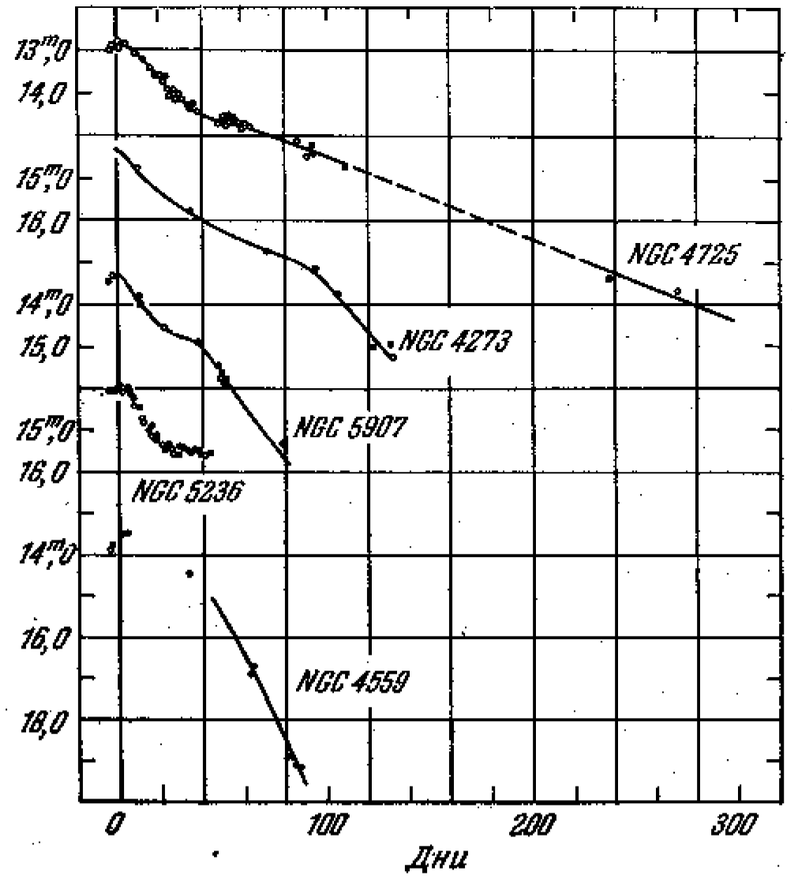


Рис. 4. Фотографические кривые блеска некоторых сверхновых II типа [13].

вспыхнувшей в IC 4182, за время от 70 до 339 дней после максимума (см. рис. 11). Если болометрическая поправка постоянна, то кривая блеска представляет реальную зависимость светимости сверхновой от времени.

В противоположность сверхновым I типа, кривые блеска других сверхновых [которые большинство исследователей считает единой группой, получившей название «сверхновые II типа», хотя Цвикки насчитывает целых пять типов (см. следующий параграф)] обнаруживают большое разнообразие. На рис. 4 приведены кривые блеска сверхновых II типа, полученные Бааде [13].

Сильные различия между кривыми блеска у различных сверхновых этого типа бросаются в глаза. В общих чертах отличие

кривых блеска сверхновых II типа от сверхновых I типа состоит в том, что максимум у первых заметно более «широкий». После максимума падение блеска сверхновых II типа обычно бывает на $\sim 1^m,5$, т. е. меньше, чем у сверхновых I типа, вслед за этим часто наблюдается «плато». На «заключительной стадии» кривые блеска сверхновых II типа идут, как правило, значительно более круто,

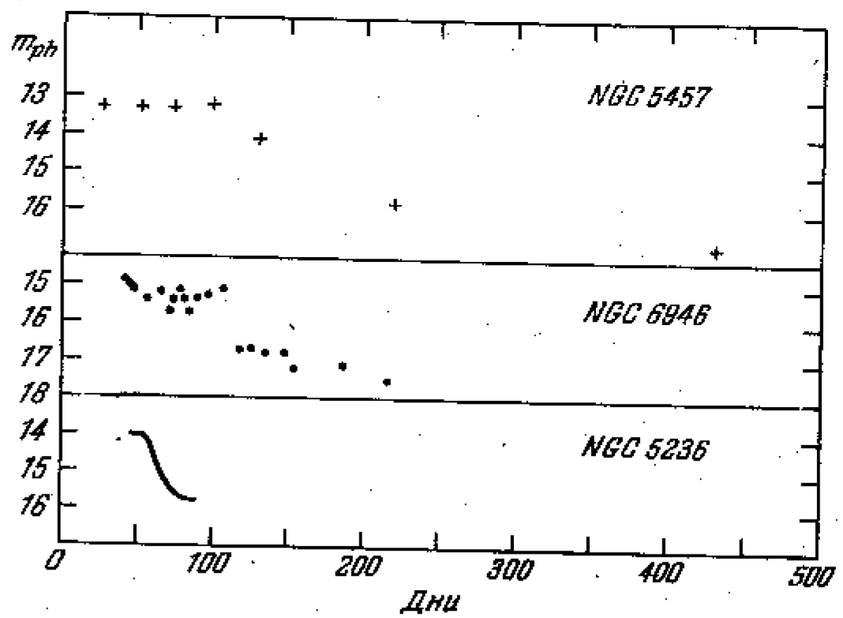


Рис. 5. Кривые блеска сверхновых в NGC 5457, NGC 5236 и NGC 6946 [13].

чем сверхновых I типа. Встречаются весьма аномальные кривые блеска, значительно отклоняющиеся от описанной выше «средней» кривой. Например, приведенная на рис. 4 кривая блеска сверхновой, вспыхнувшей в NGC 4725, после максимума неотличима от кривой для сверхновой I типа. Между тем спектр этой звезды типичен для сверхновых II типа.

Большое разнообразие кривых блеска сверхновых II типа скорее всего может означать, что они не представляют собой однородной группы объектов. Некоторые кривые блеска весьма своеобразны. Например, сверхновая, вспыхнувшая в 1961 г. в NGC 1058 [32], в течение 110 дней после своего открытия медленно уменьшала свой блеск, после чего за 30 дней ее блеск возрос на 1,5 звездной величины. Затем ее блеск снова стал падать (за 90 дней на $4^m,3$), а потом стал постоянным. Абсолютная величина этой сверхновой в максимуме достигала —17,1. Спектр похож на обычный спектр сверхновых II типа (см. ниже), но только эмиссионные линии более узки.

Не менее замечательны кривые блеска сверхновых в NGC 5457, NGC 5236 и NGC 6946, представленные на рис. 5. Первые две галактики, в которых вспыхнули сверхновые, принадлежат к типу Sc, третья является неправильной звездной системой. Все три кривые блеска довольно сходны. Первоначально уменьшение блеска происходит очень медленно, затем довольно быстро падает на 1,5 звездной величины, после чего блеск снова медленно убывает, хотя и несколько быстрее, чем вначале. По своим спектрам эти объекты являются довольно типичными сверхновыми II типа. Однако абсолютные величины в момент открытия резко отличают их от сверхновых II типа и равны соответственно —15,2, —13,7 и —14,7. Впрочем, нельзя исключить возможность того, что эти сверхновые впервые были замечены уже после максимума блеска.

При оценке абсолютных величин сверхновых межзвездное поглощение стали учитывать сравнительно недавно [15, 16]. Минковский [13], принимая весьма упрощенную процедуру учета межзвездного поглощения в нашей Галактике (для всех сверхновых $\Delta m = 0,25\ \mathrm{cosec}\ b^{II}$, что, по-видимому, занижено) и грубо оценивая поглощение света в галактике, где вспыхнула сверхновая, приводит следующие значения абсолютных величин некоторых сверхновых I и II типа (табл. 1 и 2).

ТАБЛИЦА 1

Абсолютные фотографические величины сверхновых I типа

Объект	m_{max}	0,25 cosec b^{II}	Тип галактики	$\frac{b}{a}$	$A_г$	$m_{max,\,0}$	$m - M$	M_{ph}	M_{max}	$M_{max,\,0}$
NGC 1003	13,0	0,86	Sc	0,24	1,3	10,8	29,3	—17,2	—16,3	—18,5
4214	9,5	0,25	Irr	0,9	—	9,2	28,4	—16,3	—18,9	—19,2
4486	12	0,25	E0-1	0,79	—	11,7	30,4	—20,7	—18,4	—18,7
4621	11,8	0,25	E5	0,48	—	11,5	30,4	—19,4	—18,6	—18,9
4636	12,5	0,25	E0-1	0,74	—	12,2	30,4	—19,8	—17,9	—18,2
5253	8,0	0,52	Irr	0,29	—	7,5	27,3	—17,3	—19,3	—19,8
5668	12,2	0,30	Sc	0,95	0,3	11,6	31,2	—19,0	—19,0	—19,6
IC 4182	8,5	0,25	Irr	1,00	—	8,2	27,2	—13,7	—18,7	—19,0
Anon. 13^h08^m	14,1	0,0	SBc	—	0,2	139	32,4	—16,9	—18,3	—18,5

В пятом столбце табл. 1 и 2 приведены отношения малой и большой оси видимого изображения соответствующей галактики. Это отношение определяет угол, который образует основная плоскость галактики с картинной плоскостью. Величина $\frac{b}{a}$ служит грубым критерием для $A_г$ — поглощения света в галак-

тике, где произошла вспышка сверхновой. Если $\frac{b}{a}$ мало, галактика видна почти «с ребра», и пылевая материя, локализованная в области около основной плоскости галактики, вызывает большее поглощение. Для сверхновых, вспыхивающих на периферии галактик, такая оценка поглощения скорее всего является завышенной. $m_{\max,0}$ означает видимую фотографическую звездную величину в максимуме блеска сверхновой, M_{ph} — абсолютную фотографическую величину галактики, в которой произошла вспышка. Величины поглощения для двух сверхновых, приведенных в последних строках табл. 1 и 2, взяты согласно [15] и [16].

ТАБЛИЦА 2

Абсолютные фотографические величины сверхновых II типа

Объект	m_{max}	$0{,}25\ \mathrm{cosec}\ b^{II}$	Тип галактики	$\frac{b}{a}$	A_T	$m_{max,0}$	$m-M$	M_{ph}	M_{max}	$M_{max,0}$
NGC3938	13,7	0,27	Sc	0,90	0,3	13,1	29,8	—19,0	—16,1	—16,7
4157	14,5	0,28	Sb	0,12	1,8	12,4	31,1	—19,7	—16,6	—18,7
4273	14,4	0,27	Sc	0,67	0,7	13,4	30,2	—18,0	—15,8	—16,8
4559	13,5	0,25	Sc	0,41	0,8	12,4	29,3	—18,0	—15,8	—16,9
4725	12,8	0,25	Sb	0,55	0,8	11,5	30,2	—17,4	—17,4	—18,5
5907	13,4	0,32	Sb	0,06	1,8	11,3	29,3	—18,3	—15,9	—18,0
7331	13,6	0,8	Sb	0,23	1,2	11,6	29,9	—19,7	—16,3	—18,3

Из табл. 1 видно, что светимости сверхновых I типа весьма близки друг другу и имеют очень высокое значение. Рекордной светимостью обладала сверхновая, вспыхнувшая в 1895 г. в NGC 5253. Если болометрические поправки сверхновых I типа такие же, как для Солнца (на самом деле они могут быть значительно больше, см. ниже), то светимость этой сверхновой в максимуме была в 10 миллиардов раз больше, чем у Солнца! Полное количество энергии, излученной во время этой вспышки, было $\sim 10^{50}$ *эрг*. Такое количество энергии звезда с массой, равной массе Солнца, излучает за время всей своей эволюции, т. е. за многие миллиарды лет.

Выше подчеркивалось, что блеск сверхновой, вспыхнувшей в NGC 4182, на пять величин превосходил блеск карликовой неправильной галактики, в которой произошла вспышка. Интересна вспышка сверхновой I типа, наблюдавшаяся в 1921 г. Балановским вблизи ядра эллиптической галактики NGC 4486 [21]. Эта галактика ныне хорошо известна как один из наиболее ярких источников радиоизлучения — Дева-А.

На рис. 6 приведены визуальные кривые блеска некоторых сверхновых. Сплошная линия соответствует типичной кривой блеска для сверхновых I типа. Кривая блеска S Андромеды,

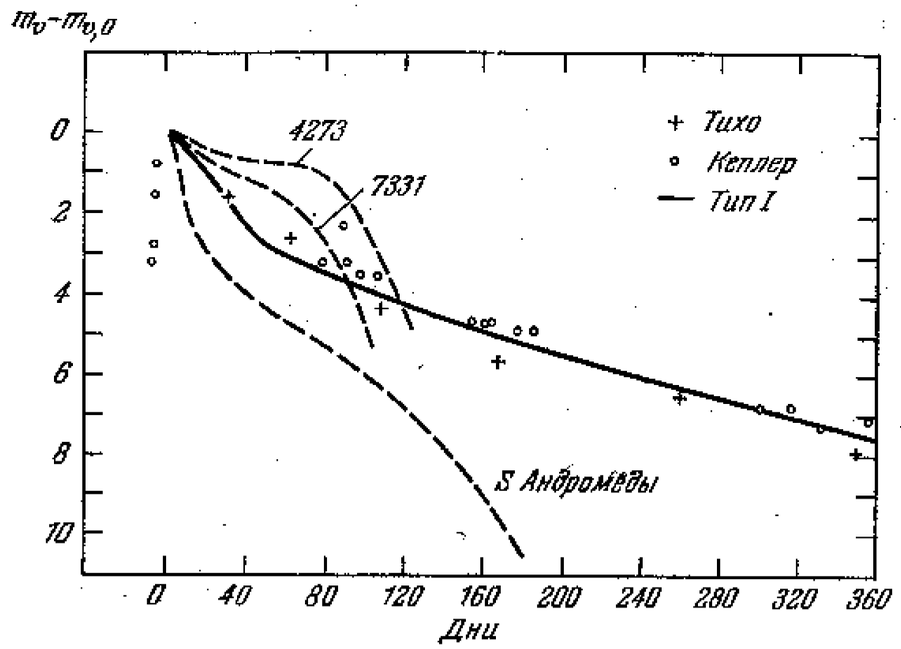


Рис. 6. Визуальные кривые блеска некоторых сверхновых [13].

о которой речь шла в начале этого параграфа, явно непохожа ни на типичную кривую блеска сверхновой I типа, ни на кривые блеска сверхновых II типа, показанные на этом рисунке.

На рис. 7 приведены зависимости показателей цвета от времени для сверхновых I и II типов. Эти кривые построены на основании исследований Михаласа [16] (для сверхновых I типа) и Арпа [15], который исследовал изменения цвета сверхновой II типа, вспыхнувшей в NGC 7331. Вблизи максимума показатель цвета для сверхновых обоих типов мал. Это означает, что визуальные величины, исправленные на межзвездное поглощение света, близки к фотографическим. С учетом межзвездного поглощения сверхновые обоих типов имеют вблизи максимума небольшой

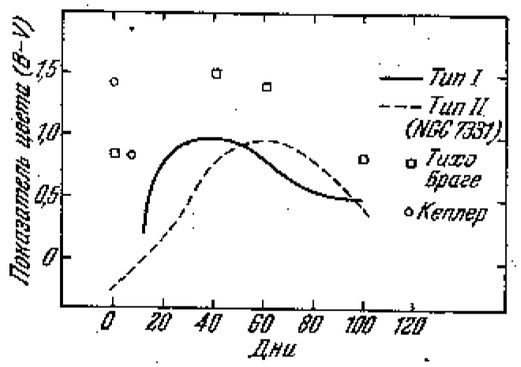


Рис. 7. Зависимость показателя цвета от времени для сверхновых I и II типов [13].

(~0,15—0,20) отрицательный показатель цвета. Более существенное различие между сверхновыми обоих типов должен отмечать показатель цвета $U - B$. Согласно Арпу [15] для сверхновой II типа, вспыхнувшей в NGC 7331, показатель цвета $(U - B)$ вблизи максимума достигал больших отрицательных значений. Это находится в хорошем согласии с наблюдениями спектров сверхновых этого типа, которые весьма интенсивны в ультрафиолетовой части. Соответствующие данные для сверхновых I типа (см. [16]) еще весьма скудны.

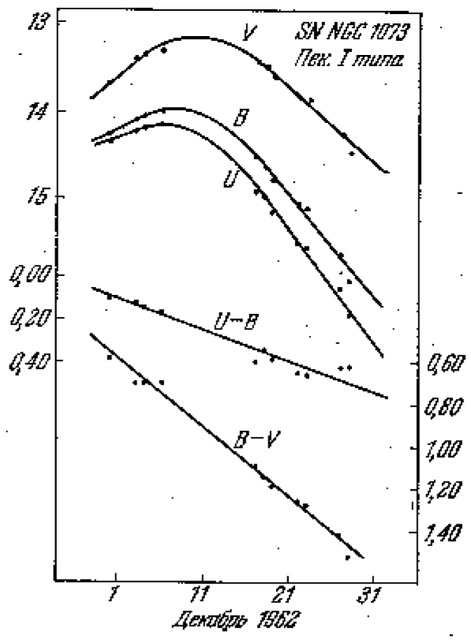


Рис. 8. Фотографические наблюдения сверхновой, вспыхнувшей в NGC 1073 [17].

Имеется пока только работа Бертола, в которой исследуется изменение цвета сверхновой I типа, вспыхнувшей в ноябре 1962 г. в NGC 1073 [17]. Результаты фотоэлектрических наблюдений этой сверхновой в системе UBV приведены на рис. 8. Интересно отметить, что в разных цветах максимум достигался в разное время. В ультрафиолетовых лучах максимум кривой блеска был 6 декабря, в синих 7 декабря и в видимых — 10 декабря. После максимума скорость изменения блеска в разных областях спектра была также различной: $0^m,08$/день в визуальной области, $0^m,12$/день в синей и $0^m,13$/день — в ультрафиолетовой. Таким образом, по мере того как блеск сверхновой слабел, ее цвет становился все более и более красным.

Выше, говоря о частоте вспышек сверхновых в различных галактиках, мы не делали различия между сверхновыми I и II типов. Между тем весьма вероятно, что в обоих случаях мы имеем дело с различными явлениями. Поэтому следует отдельно изучить статистические характеристики сверхновых обоих типов.

В последнее время этому вопросу было посвящено несколько исследований. Ван ден Берг [18] использовал в своем статистическом анализе 19 сверхновых I типа и 13 — II типа; Ю. П. Псковский [19] соответственно 33 и 26, Берто [20] — 19 и 11. Первый вывод, к которому пришли все три исследователя, весьма существен: сверхновые II типа вспыхивают только в спиральных звездных системах типа Sb и Sc. Сверхновые I типа с равной частотой вспыхивают в галактиках всех типов, в том числе

и в эллиптических. В тех немногих случаях, когда вспышки наблюдались в неправильных галактиках, они всегда были I типа. Ранее Цвикки пришел к выводу, что отсутствует явная корреляция между частотой вспышек сверхновых и типом галактики. Однако этот результат был получен без подразделения сверхновых на типы.

Тот факт, что сверхновые II типа вспыхивают только в спиральных системах, причем, как правило, в рукавах спиральной структуры, весьма знаменателен. Он означает, что звезды, вспыхивающие таким образом,— сравнительно молодые объекты, возраст которых не превышает 10^8 лет. Наоборот, вспыхивающие, в частности, в эллиптических галактиках сверхновые I типа являются весьма старыми объектами, так как согласно существующим представлениям процесс звездообразования в почти лишенных межзвездной среды эллиптических галактиках практически уже давно прекратился. Звезды, масса которых превышает 1,2 $M_\odot$, уже прошли весь свой эволюционный путь и, скорее всего, давно превратились в белые карлики или остывшие нейтронные звезды (см. § 18). Следовательно, в этом случае масса вспыхивавших по каким-то причинам звезд меньше, чем 1,2 $M_\odot$, а возраст $\sim 10^{10}$ лет.

Существующие статистические исследования не позволяют выявить зависимость частоты вспышек сверхновых от абсолютной величины галактики соответствующего типа. Вполне возможно, что для галактик данного типа частота вспышек сверхновых обратно пропорциональна массе галактики. Иными словами, вероятность вспышки, рассчитанная на единицу массы, может быть величиной постоянной. Так, например, в сравнительно небольшой по массе галактике М 33 (в созвездии Треугольника) вспышки сверхновых могут происходить не раз в 300 лет (как в галактиках-гигантах), а раз в несколько тысяч лет.

Абсолютная величина сверхновых в максимуме их блеска существенно зависит от принятой системы межгалактических расстояний. Минковский из анализа данных, приведенных в табл. 1 и 2 (полученных при предположении, что постоянная красного смещения Хэббла $H = 100$ *км/сек·Мпс*), нашел, что средняя наблюдаемая абсолютная фотографическая величина у сверхновых I типа $M_{max} = -18,4 \pm 0,3$, $\sigma = 0,3$, где σ — дисперсия абсолютной величины. После учета межзвездного поглощения света в нашей Галактике и в звездной системе, где произошла вспышка, $M_{max,\,0} = -19,0 \pm 0,3$, $\sigma = 0,7$. Минковский не исключает возможности, что сверхновые II типа могут представлять собой неоднородную группу объектов. Для них он получает: $M_{max} = -16,3 \pm 0,3$, $\sigma = 0,8$, $M_{max,\,0} = -17,7 \pm \pm 0,03$, $\sigma = 0,8$. Поправка на межзвездное поглощение у сверх-

новых II типа получилась больше, так как в этом случае поглощение света в «запыленных» рукавах галактики, где произошла вспышка, значительно больше, чем в области вспышек сверхновых I типа (эллиптические галактики, центральные части спиралей). Заметим, что грубая оценка M_{max} для сверхновой, вспыхнувшей в 1054 г. в нашей Галактике (см. § 3), приводит к значению M_{max} около —18. Следует отметить, что произведенные Минковским оценки M_{max}, разумеется, нельзя считать окончательными. Они еще неоднократно будут уточняться, хотя величины $M_{max,\,0}$ вряд ли претерпят существенные изменения.

Как уже говорилось, в приведенных выше оценках частоты вспышек сверхновых Цвикки не делал различия между сверхновыми I и II типов. На основании результатов систематических поисков сверхновых, проводившихся Цвикки, Минковский нашел, что одна сверхновая I типа вспыхивает в данной галактике в среднем раз в 450 лет.

Эта оценка следует главным образом из результатов наблюдений вспышек в гигантском скоплении галактик в Деве, наиболее близком к нам (возможно, наша местная система галактик входит в это скопление). В этом скоплении за период патрулирования всего наблюдалось пять вспышек сверхновых, из которых одна принадлежала ко II типу. Следует, однако, отметить, что использовавшийся Минковским статистический материал весьма беден. С другой стороны, на основании результатов поисков сверхновых до некоторой предельной величины m, проводившихся в 1937—1941 гг., учитывая, что у сверхновых II типа абсолютная величина M_{max} почти на 2^m больше, Бааде нашел, что частота вспышек сверхновых II типа в 6—7 раз больше, чем I типа. Отсюда следует, что в среднем одна сверхновая II типа вспыхивает в данной галактике (гигантской спирали) раз в 70 лет. Такой метод оценки, однако, сильно зависит от принятого значения M_{max}. Поэтому весьма желательны другие независимые методы оценки частоты вспышек сверхновых II типа.

В этой связи любопытно обратить внимание на следующее обстоятельство. Сейчас уже известно несколько галактик, в которых наблюдалось за последние 50 лет по две и даже три вспышки сверхновых. Так, например, в галактике NGC 3184 типа Sc наблюдались три вспышки сверхновых: две в 1921 г. и одна в 1937 г. Согласно Берто в четырех Sc-галактиках, в которых наблюдались по три вспышки, средний интервал времени между вспышками составлял 18 лет. В двух галактиках наблюдались по две вспышки: в NGC 2841 (Sb) с интервалом 45 лет и в NGC 4303 (Sc) — с интервалом в 35 лет. Существенно, что подавляющее большинство сверхновых, «кратно» вспыхивавших в этих галактиках (почти всегда являвшихся поздними спиралями), принадлежат к типу II. С другой стороны, сами галактики, в которых наблюдались повторные вспышки сверхновых, каких-либо других пекулярных характеристик не обнаруживают. Это заставляет сделать вывод, что частота вспышек сверхновых II типа относительно велика, во всяком случае в несколько раз выше, чем сверхновых I типа. Уже один учет межзвездного поглощения в галактиках, в которых произошла вспышка, ставит сверхновые обоих типов в неодинаковое положение, даже если бы M_{max} у них была одинакова. В § 7 будет приведен еще один независимый аргумент в пользу вывода об относительно более высокой частоте вспышек сверхновых II типа. Заметим, однако, что полной ясности в этом вопросе пока еще нет, и до сих пор существует мнение, что частота вспышек сверхновых II типа — того же порядка или даже ниже, чем сверхновых I типа (см., например, [22]). Нам, однако, эти соображения представляются неубедительными.

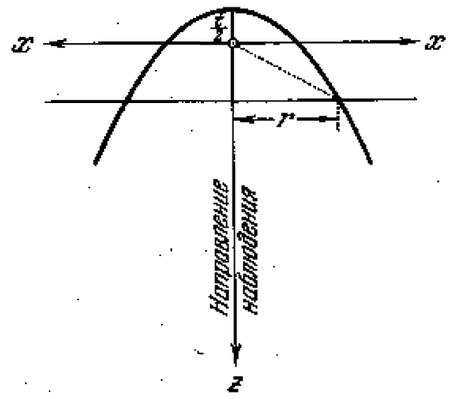


Рис. 9. Схема, поясняющая возникновение «светового эхо» при вспышке сверхновой [24].

В заключение этого параграфа мы остановимся на одной любопытной проблеме, связанной с огромной светимостью сверхновых в максимуме их блеска. Хорошо известно, что вокруг Новой Персея, вспыхнувшей в 1901 г., наблюдалась переменная туманность, которая была объяснена рассеянием сферической световой волны от вспышки на межзвездной пылевой материи. По-видимому, около некоторых других новых звезд наблюдались аналогичные световые явления (см., например, [23]). Теория этого явления была развита в 1939 г. Кудерком [24]. Возникает естественный вопрос: можно ли в принципе аналогичные эффекты наблюдать около бывших сверхновых? Ведь мощность светового излучения от сверхновой в десятки тысяч раз больше, чем от обычных новых. Этот вопрос обсуждался Цвикки [25] и автором настоящей книги [26], который эту задачу рассмотрел количественно *).

Схема явления отражения светового излучения от сверхновой изображена на рис. 9. Согласно [24] поверхностная яркость такого «блика» (или «светового эхо») определяется выражением

$$I = \frac{\Phi(\alpha)\, L \Delta t}{R^2 (\omega^2 + r^2)}, \qquad (1.1)$$

*) В 1965 г. независимо к тем же результатам пришел Ван ден Берг [357].

где $\Phi(\alpha)$ описывает отражательные свойства межзвездной среды, $r = \frac{t}{R}$, t — время, прошедшее после вспышки, выраженное в годах, R — расстояние до туманности, выраженное в световых

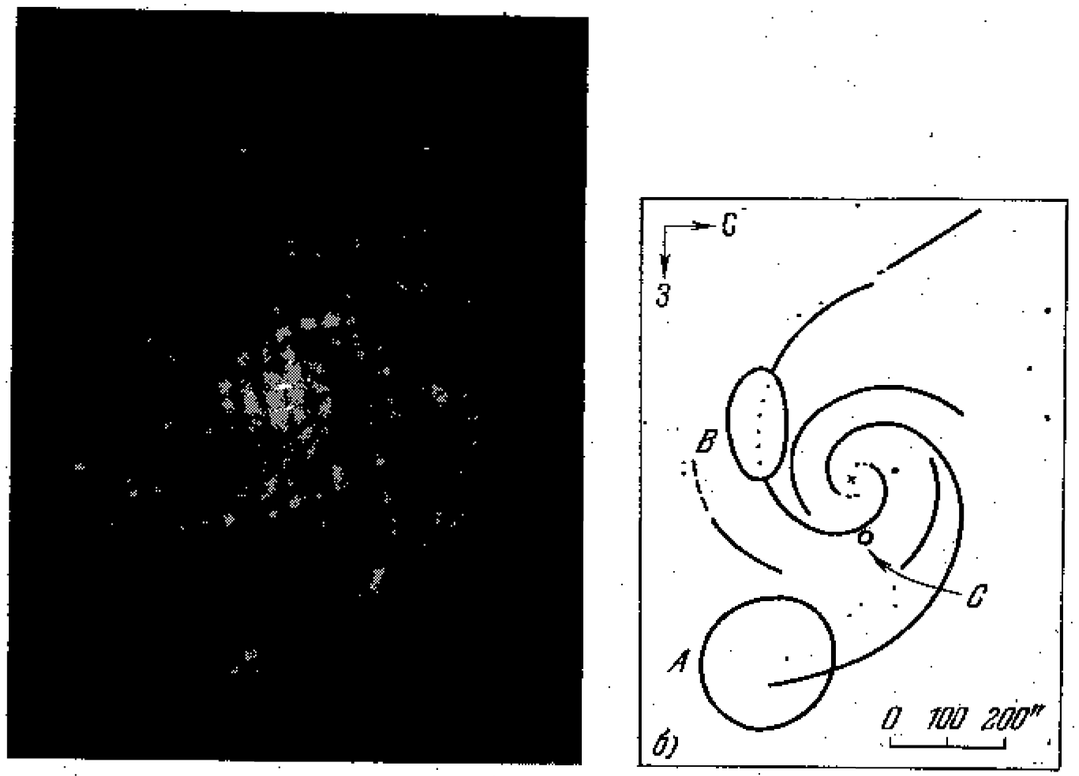


Рис. 10. Кольцеобразные туманности в галактике NGC 5457; *а*) фотография, *б*) схема [27].

годах, ω — угловое расстояние элемента туманности до места вспышки, L — светимость вспыхнувшей звезды в максимуме, Δt — эффективная длительность вспышки.

Для сверхновых величина $L\,\Delta t$ в $10^4 - 10^5$ раза больше, чем для обычных новых. Полагая, что в настоящее время можно зарегистрировать протяженные объекты, поверхностная яркость которых в несколько десятков раз меньше яркости переменной туманности вокруг Новой Персея, и что отражательные свойства межзвездной пылевой среды вокруг сверхновых такие же, как вокруг Новой Персея, из (1.1) найдем, что предельный «возраст» светового фронта вокруг сверхновой приблизительно в тысячу раз больше, чем вокруг Новой Персея. Так как туманность вокруг последней наблюдалась приблизительно полгода, то можно сделать вывод, что световые фронты вокруг сверхновых

при благоприятных условиях можно наблюдать по крайней мере в течение нескольких сотен лет. При исключительно благоприятных условиях этот срок может быть в несколько раз больше.

Поэтому представляют интерес поиски переменных очень слабых кольцевых туманностей нерегулярной структуры, в первую очередь вокруг сверхновых, вспыхнувших в нашей Галактике в 1572 и 1604 гг. (см. § 3), а также вокруг Кассиопеи-А — остатка вспышки сверхновой II типа (см. § 5). Такие туманности следует искать в пределах нескольких градусов от соответствующих сверхновых.

Можно ожидать, что подобные световые фронты от сверхновых, вспыхнувших несколько сотен лет назад, удастся наблюдать в ближайших к нам ярких галактиках. Не исключено, что они уже наблюдаются. Недавно в галактиках M 31, NGC 5194—5, NGC 628, NGC 5457 и NGC 7741 были обнаружены очень любопытные кольцевые туманности [27]. На рис. 10, *а* приведена фотография галактики NGC 5457, на которой видно несколько таких туманностей, а на рис. 10, *б* в том же масштабе — ее схема. Скорее всего, большинство таких образований имеет другое происхождение. В частности, образования, которые имеют диаметры $\sim$1000 *пс* и более, заведомо не могут быть световыми фронтами от некогда вспыхнувших сверхновых. Как «блики» от вспышек сверхновых, можно подозревать только туманности, радиусы которых меньше $\sim$100 *пс*. Если наша гипотеза справедлива, то можно ожидать, что эти туманности обнаружат переменность, так как условия отражения в межзвездной пылевой среде весьма капризны.

§ 2. Спектры сверхновых и их интерпретация

Наблюдения спектроскопическим методом проводились еще при вспышке S Андромеды в 1885 г., а спектр Z Центавра был получен с помощью объективной призмы. Однако вплоть до 1937 г. спектроскопии сверхновых фактически не существовало. Систематические поиски сверхновых, предпринятые Цвикки начиная с 1936 г., сопровождались спектральными исследованиями. В 1937 г. вспыхнули две яркие сверхновые в IC 4182 и NGC 1003. Для этих объектов Минковский получил до сих пор непревзойденные ряды спектрографических наблюдений, охватывающие различные стадии развития сверхновых [28]. Если S Андромеды и Z Центавра наблюдались бесщелевыми спектрографами с очень низкой дисперсией, то при исследовании сверхновых, вспыхнувших в 1937 г., впервые применялись щелевые спектрографы. Дисперсия разных спектрографов менялась в широких

пределах — от 73 Å/*мм* для H_γ до 850 Å/*мм* для H_α. Исследованная спектральная область охватывала диапазон от 6700 до 3700 Å. К сожалению, спектры не калибровались. Однако полученный на тех же пластинках с теми же спектрографами спектр звезд ζ Орла (спектральный класс B9, $m_v = 3{,}0$) в принципе позволяет осуществить калибровку. Несмотря на отсутствие точной калибровки, основные особенности спектров и их вариации выявляются достаточно надежно.

Сверхновая в IC 4182 достигла максимума блеска 14.VIII 1937 г. ($m_v = 8{,}5$). Первая спектрограмма была получена 22.VIII 1937 г., т. е. спустя восемь дней после максимума. Было получено очень большое количество спектрограмм, которые позволили проследить эволюцию ее спектра вплоть до момента времени спустя 339 дней после максимума. Еще более удачными оказались наблюдения сверхновой, вспыхнувшей в NGC 1003. Первая спектрограмма этой сверхновой была получена 12.XI 1937 г., за два дня до максимума. Ее спектр был прослежен вплоть до момента времени спустя 115 дней после максимума.

Спектры обеих сверхновых обнаружили удивительное подобие в основных деталях и в характере их изменений со временем. На рис. 11а и б приведены некоторые из регистрограмм обеих сверхновых. На рис. 11в приведены полученные Блохом, Шалонжем и Дюфэ спектры сверхновой, вспыхнувшей в NGC 4496 в 1960 г. [29]. В отличие от рис. 11а, рис. 11б дает распределение интенсивностей различных полос (а не почернений). Рассмотрим теперь основные особенности этих спектров.

Прежде всего видно, что спектры имеют вид очень широких частично перекрывающихся эмиссионных полос. Весьма существенно, как это подчеркивает Минковский, что такой характер спектра (наложение широких полос) наблюдается и в самой ранней, домаксимальной фазе развития сверхновой. Позже Минковский наблюдал спектр сверхновой за семь дней до максимума. И в этом случае он обнаружил характерную «полосатую» структуру. Никаких существенных изменений в спектре сверхновой при прохождении ее через максимум блеска не наблюдалось. Самые узкие полосы, наблюдавшиеся на более раннем этапе развития сверхновых (спустя 50—100 дней после максимума), имеют ширину около 100 Å.

Спустя примерно две недели после максимума спектры можно чисто феноменологически разделить на две части. В то время как область $\lambda > 5000$ Å претерпевает существенные изменения (полосы появляются и исчезают примерно так же, как в спектрах обычных новых звезд), область $\lambda < 5000$ Å довольно устойчиво

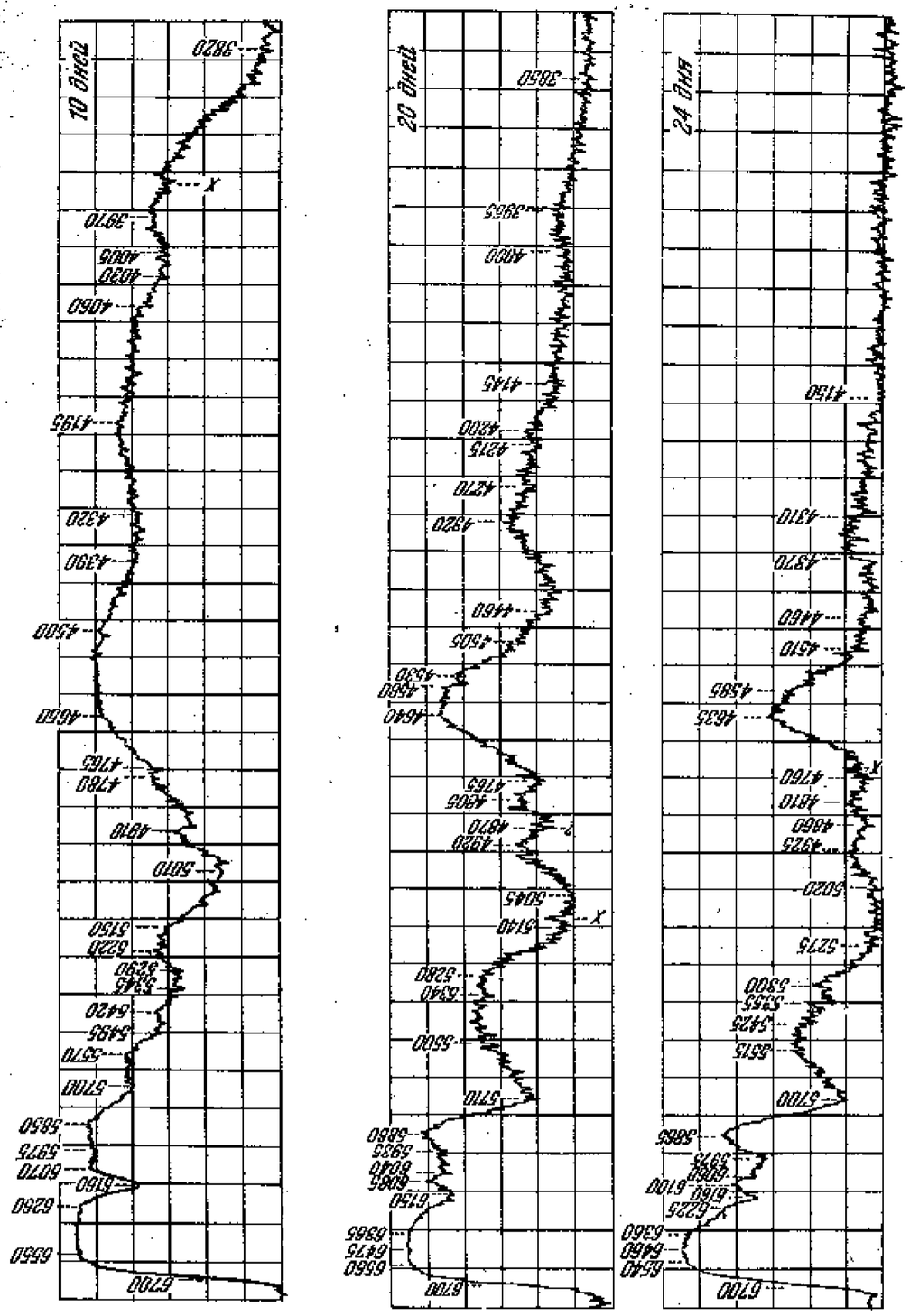


Рис. 11а. Регистрограммы спектра сверхновой в IC 4182 для различных моментов времени после максимума блеска [28].

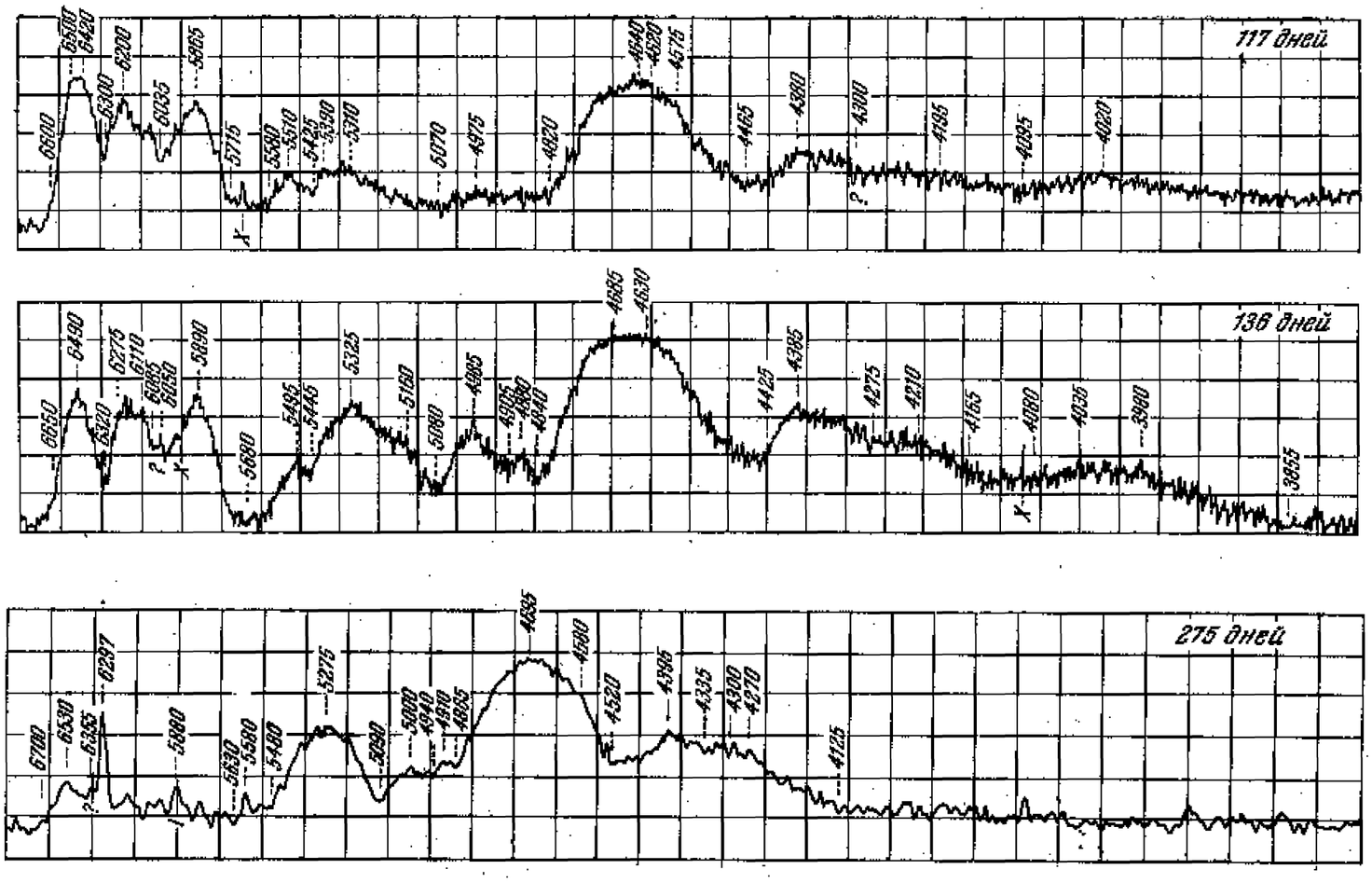


Рис. 11а. Регистрограммы спектра сверхновой в IC 4182 для различных моментов времени после максимума блеска [28].

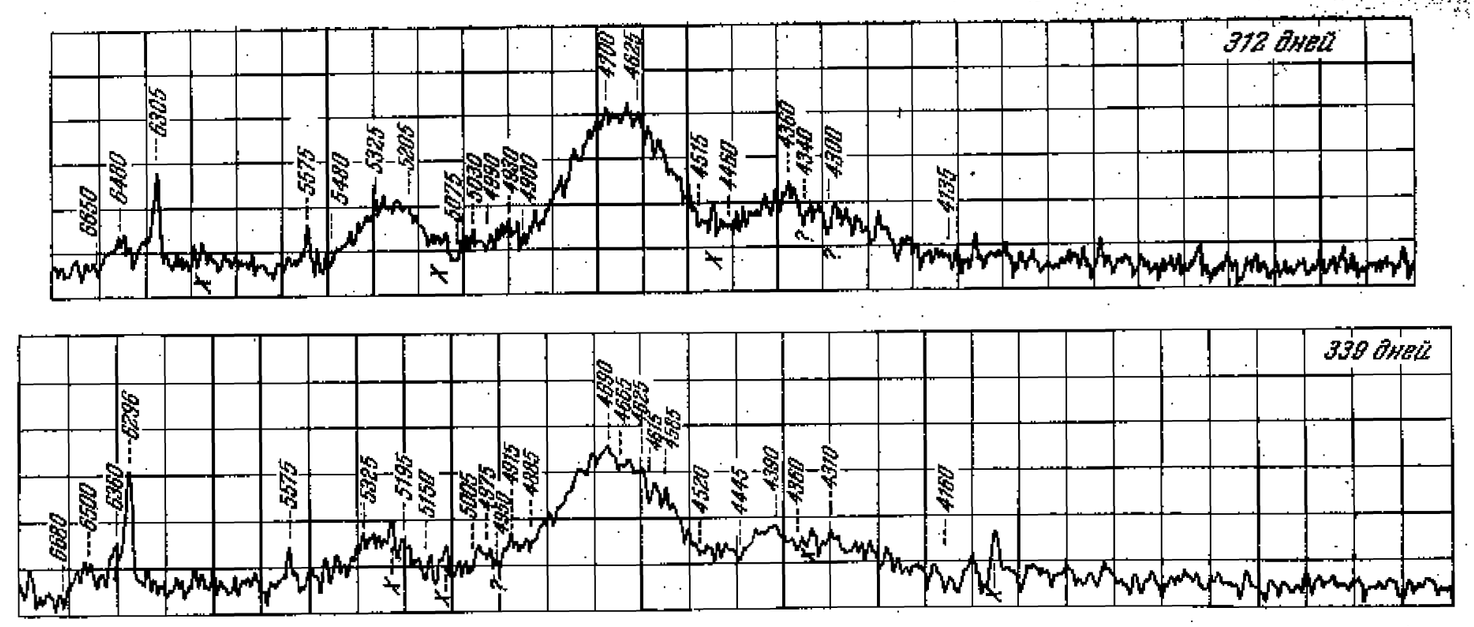


Рис. 11а. Регистрограммы спектра сверхновой в IC 4182 для различных моментов времени после максимума блеска [28].

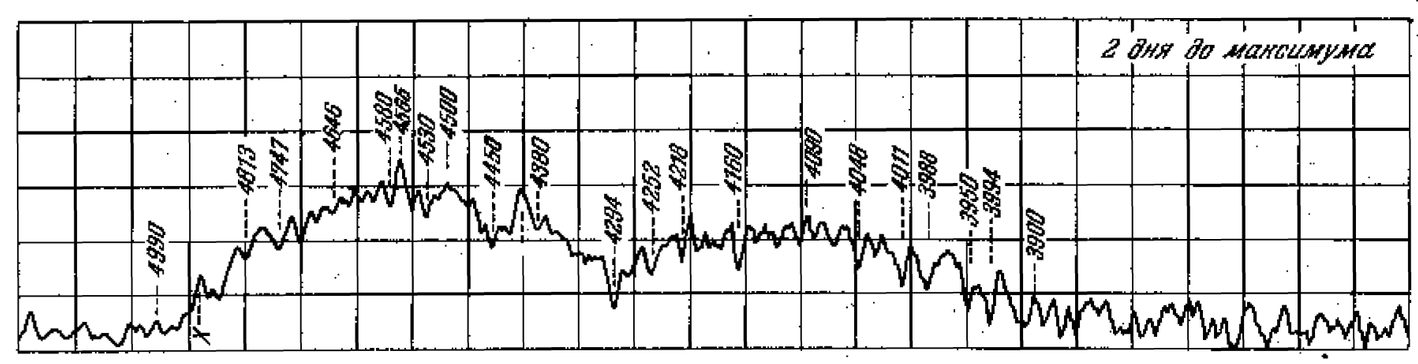


Рис. 11б. Регистрограммы спектра сверхновой в NGC 1003 для различных моментов времени [28].

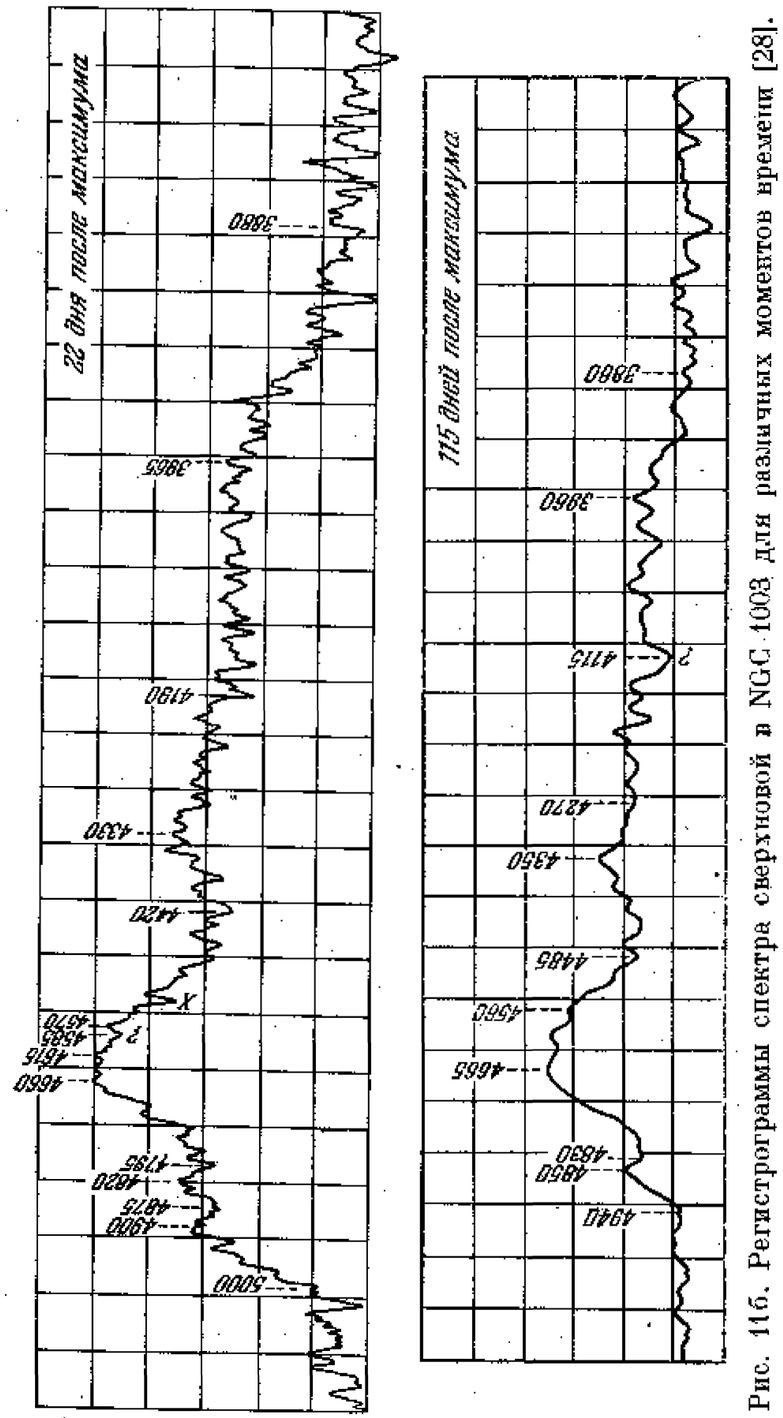


Рис. 11б. Регистрограммы спектра сверхновой в NGC 4003 для различных моментов времени [28].

сохраняет свою структуру. В этой области длительное время наблюдается широкий интенсивный максимум около $\lambda \sim 4600$ Å и 3—4 менее интенсивных максимума. Вся эта система максимумов медленно перемещается как целое в красную часть спектра. С течением времени отношение интенсивности в «длинноволновой» и «коротковолновой» частях спектра сильно меняется,

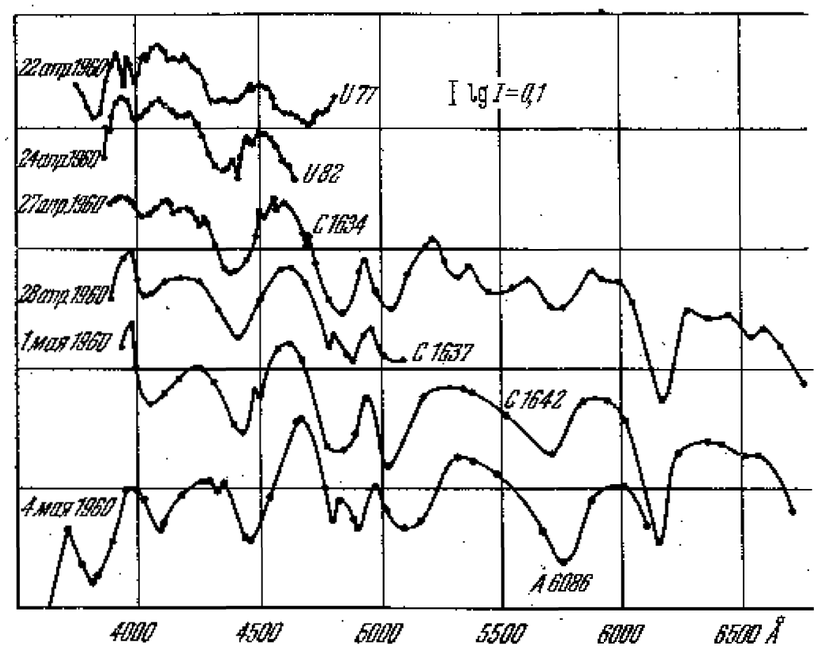


Рис. 11в. Спектры сверхновой в NGC 4496 для различных моментов времени [29].

что, возможно, указывает на независимое происхождение этих эмиссий. Вначале очень интенсивна длинноволновая часть спектра ($\lambda > 5000$ Å). Спустя примерно 40 дней после максимума она становится доминирующей. Однако спустя 160 дней ее интенсивность становится минимальной, а еще через 20 дней она снова повышается почти до своего первоначального значения. На последних стадиях развития спектра «красная» эмиссия постепенно слабеет. В случае сверхновой в IC 4182 на этой последней стадии развития в красной части спектра наблюдались две узкие ($\Delta\lambda \sim 50$ Å) полосы около $\lambda = 6300$ и $\lambda = 6360$ Å. Эти линии существовали в спектре сверхновой довольно устойчиво. Минковский отождествил эти две сравнительно узкие эмиссионные полосы с известными запрещенными линиями кислорода, наблюдаемыми в свечении ночного неба и полярных сияний. В пользу этого отождествления, помимо хорошего совпадения длин волн, говорит и отношение их интенсивностей.

К сожалению, эти две полосы — пока единственные детали, которые с большей или меньшей степенью достоверности отождествлены в спектрах сверхновых этого (I) типа. Подробнее о возможной интерпретации спектров сверхновых I типа мы будем говорить ниже.

В 1940 г. Минковский получил спектр сверхновой, вспыхнувшей в галактике NGC 4725. Этот спектр оказался совершенно непохожим на спектры сверхновых в NGC 4182 и NGC 1003, которые рассматривались выше [30]. В дальнейшем у некоторых сверхновых, например, вспыхнувшей в 1941 г. в NGC 4559, были получены примерно такие же спектры, что дало Минковскому основание выделить их в отдельную группу, получившую название «сверхновых II типа», в отличие от объектов, у которых спектры сходны со спектрами сверхновых в IC 4182 и NGC 1003, получивших название «сверхновых I типа». Позже выяснилось, что кривые блеска сверхновых обоих типов существенно отличаются (см. § 1).

Характерной особенностью спектров сверхновых II типа является наличие интенсивного непрерывного фона с очень ярким ультрафиолетовым концом до максимума и в первые дни после максимума. Около максимума никаких полос излучения или поглощения не наблюдается. Цветовая температура этого непрерывного излучения близка к 40 000°, т. е. примерно такая же, как у горячих звезд спектрального класса О. Спустя неделю после максимума около H_α видна слабая эмиссионная полоса. Затем непрерывный спектр слабеет и становится менее интенсивным в ультрафиолетовой части. Одновременно развиваются очень широкие полосы излучения, а также полосы поглощения.

Основные полосы излучения и поглощения довольно уверенно отождествляются с линиями водорода, гелия и других элементов. Огромная ширина полос соответствует разбросу скоростей излучающих атомов около $7—8 \cdot 10^3$ *км/сек*. В общем, спектры сверхновых II типа на этой стадии похожи на спектры обычных новых звезд в послемаксимальной стадии их развития. Однако имеются и важные различия. Во-первых, ширины эмиссионных полос в спектрах сверхновых II типа значительно больше, чем у обычных новых. Во-вторых, отсутствуют полосы, соответствующие запрещенным переходам, между тем как в спектрах обычных новых они наблюдаются вскоре после максимума. Это различие непринужденно объясняется значительно большей плотностью излучающего вещества у сверхновых по сравнению с обычными новыми в соответствующие моменты времени, отсчитываемые от максимума. Отсюда в свою очередь следует вывод, что масса выброшенного вещества у сверхновых II типа значительно больше, чем у обычных новых.

Грубую оценку нижней границы массы оболочки, выброшенной при взрыве такой сверхновой, можно произвести следующим образом. Положим, что у обычных новых запрещенные линии появляются в спектре спустя 10 дней после вспышки, а у сверхновых II типа они отсутствуют даже спустя 100 дней. Кроме того, скорость разлета газов у сверхновых в 3—4 раза больше, чем у обычных новых. Отсюда следует вывод, что у сверхновых размеры оболочки, при которых средняя плотность газа будет такая же, как у обычных новых спустя 10 дней после вспышки, должны быть по крайней мере в 30—40 раз больше. Следовательно, объем, занимаемый оболочкой сверхновой II типа, будет в этот момент по крайней мере в десятки тысяч раз больше, чем у обычных новых, и во столько же раз будет больше масса оболочки.

Так как у обычных новых масса выброшенного при вспышке газа по существующим оценкам [31] порядка $10^{-5} — 10^{-4}\ M_\odot$, мы непосредственно получаем, что нижняя граница массы, выброшенной при взрыве газа, $\sim 1\ M_\odot$. Отсюда следует вывод, что массы сверхновых II типа должны быть довольно велики, во всяком случае, значительно превышать массу Солнца. Поэтому такие звезды должны быть молодыми. Это естественно объясняет тот факт, что сверхновые II типа вспыхивают исключительно в богатых межзвездным газом спиральных звездных системах поздних типов, где идет интенсивный процесс звездообразования.

Полученная выше оценка массы газа, выброшенного при вспышке сверхновых II типа, довольно груба. В настоящее время астрофизика располагает другими независимыми методами оценки массы газа, выброшенного при взрыве сверхновых II типа. Применение этих методов приводит к тому же самому результату (см. §§ 5 и 6). Поэтому мы можем уже теперь сделать очень важный вывод: существенным отличием сверхновых II типа от сверхновых I типа является большое различие их масс. В то время как сверхновые II типа имеют массы, значительно превосходящие массу Солнца, масса сверхновых I типа вряд ли превосходит массу Солнца даже на 20%.

Хорошо известно, что эволюция звезд существеннейшим образом определяется их массой. Наблюдения показывают также, что осевое вращение звезд тесно связано с их массой (массивные звезды, как правило, очень быстро вращаются). Поэтому пути эволюции сверхновых звезд I и II типов на стадиях, предшествующих взрыву, должны сильно различаться. Скорее всего, сами причины взрыва и характер его протекания у сверхновых различных типов должны быть совершенно различными.

Выше подчеркивалось, что сверхновые II типа вряд ли представляют однородную группу объектов. В то же время среди весьма сходной группы объектов, обозначаемых как сверхновые

I типа, иногда наблюдаются значительные отклонения от средних характеристик; это относится как к кривым блеска, так и к спектрам. Недавно Цвикки предложил новую классификацию сверхновых, которую он сам считает предварительной [11].

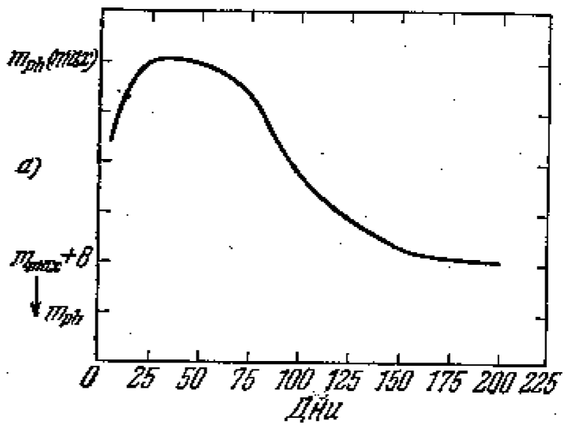


Рис. 12. Схема кривой блеска сверхновой: *а*) III типа, *б*) II типа [11].

Кроме описанных выше двух типов сверхновых, выделяются еще три:

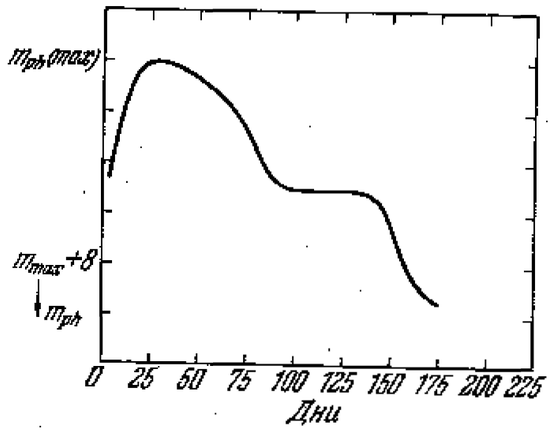
Сверхновые III типа. Представитель — сверхновая, вспыхнувшая в NGC 4303 в 1961 г. Качественно спектры сверхновых этого типа подобны спектрам сверхновых II типа, однако имеются значительные количественные различия. Прежде всего, непрерывный спектр с очень ярким ультрафиолетовым концом у первых наблюдается еще спустя несколько недель после максимума, в то время как у сверхновых II типа он наблюдается всего лишь несколько дней. Эмиссионные полосы водорода имеют необыкновенно большую ширину, соответствующую разбросу скоростей выбрасываемых газов до 12 000 *км/сек*. Согласно Гринстейну (см. [12]) плотность выброшенных облаков газа и их размеры настолько велики, что даже спустя несколько недель после максимума можно наблюдать только спектральные полосы, образующиеся в обращенной к наблюдателю (т. е. приближающейся) части оболочки. Это, в частности, приводит к тому, что полосы смещены в ультрафиолетовую часть спектра на величину, соответствующую скорости приближения ~6000 *км/сек*. После того как это смещение исчезает, ширины полос удваиваются и профили их соответствуют разбросу скоростей от —12 000 до +12 000 *км/сек*.

Из описанных выше результатов наблюдений следует, что сверхновые III типа отличаются от сверхновых II типа значительно большей массой сброшенных газовых оболочек и бо́льшими скоростями выброса. Цвикки, не приводя деталей расчета, полагает, что масса выброшенных при таких гигантских взрывах газов в сотни раз превышает массу Солнца. Возможно, что эта оценка преувеличена, но, во всяком случае, масса выброшенных при взрыве газов в случае сверхновой III типа по крайней мере на порядок больше, чем у сверхновых II типа. На рис. 12, *а* приведена схематическая кривая блеска сверхновой III типа. Обращает на себя внимание то, что спустя ~150 дней после вспышки, когда звездная величина возросла на 8^m, изменения блеска становятся весьма медленными. На рис. 12, *б* для сравнения схематически приведена кривая блеска сверхновой II типа.

Сверхновые IV типа. Их спектры во многих отношениях похожи на спектры сверхновых I типа, однако наблюдаются некоторые интересные различия в деталях. Например, вблизи максимума блеска ультрафиолетовая часть спектра весьма интенсивна, чего в спектрах сверхновых I типа обычно не наблюдается. Эмиссионные полосы, которые получают значительное развитие спустя некоторое время после максимума, резко отличаются от соответствующих полос в спектрах сверхновых I типа как по длине волны, так и по вариациям интенсивности. Так же как и в случае сверхновых I типа, ни одна из полос в спектре сверхновых IV типа не отождествлена. На рис. 13, вверху приведена схематическая кривая блеска такой сверхновой. Следует, однако, заметить, что пока не ясно, является ли сверхновая, вспыхнувшая в NGC 3003, представителем некоторого обособленного класса объектов, или же просто пекулярным объектом.

Сверхновые V типа — объекты, подобные известной звезде η Киля, вспышка которой наблюдалась в 1843 г. Недавно Цвикки наблюдал аналогичный объект в NGC 1058 и исследовал его спектр [32]. По своим основным характеристикам этот спектр напоминает спектр обычных новых звезд (рис. 13, внизу). Скорость расширения выброшенных при взрыве облаков газа достигает 2000 *км/сек*, т. е. примерно такая же, как в случае обычных новых. Существенное отличие, однако, состоит в том, что даже спустя 18 месяцев после вспышки в спектре этого объекта не наблюдались запрещенные линии, что указывает на весьма большую массу выброшенных газов, скорее всего, порядка нескольких солнечных масс или даже больше. Довольно необычно выглядит кривая блеска этой звезды, представленная на рис. 13, внизу. Пока, однако, не ясно, следует ли считать объекты типа η Киля сверхновыми звездами. Существенным, на наш взгляд, различием является то обстоятельство, что в минимуме блеска η Киля имеет видимую величину 8, в то время как в максимуме во время вспышки 1843 г. ее $m_v = -1$, т. е. всего лишь на 9 величин ярче. Между

тем у сверхновых разность $m_{min} - m_{max}$ очень велика. Сам Цвикки в свое время считал одним из признаков сверхновых



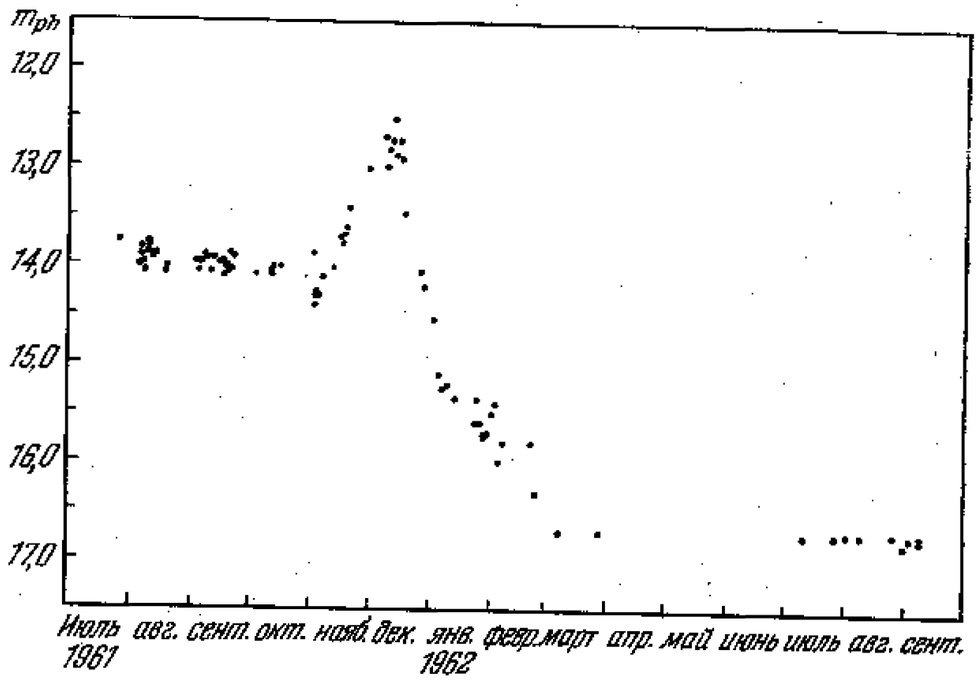
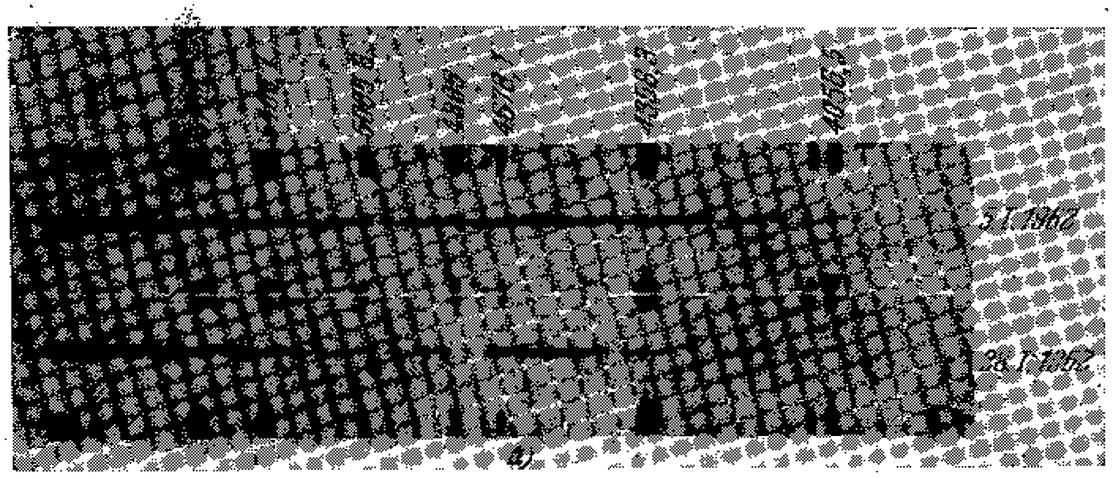


Рис. 13. Вверху: схема кривой блеска сверхновой IV типа, вспыхнувшей в NGC 3003 [11]; внизу: кривая блеска сверхновой в NGC 1058 [359].

условие $m_{min} - m_{max} > 17$. Сверхновая 1054 г. имела $m_{max} \approx \approx -5$, а сейчас на ее месте не существует звезды ярче $15^m,5$.

Имеется еще одно существенное различие между объектами типа η Киля и сверхновыми. Как сейчас установлено, все туманности, образовавшиеся в результате вспышек сверхновых, являются довольно мощными источниками нетеплового радиоизлучения

(см. гл. II и III). Между тем туманность около η Киля таким источником не является. Если считать, что генерация значительного количества релятивистских частиц (ответственных за нетепловое радиоизлучение «остатков» сверхновых) является существенным атрибутом вспышки сверхновой звезды, то объекты типа



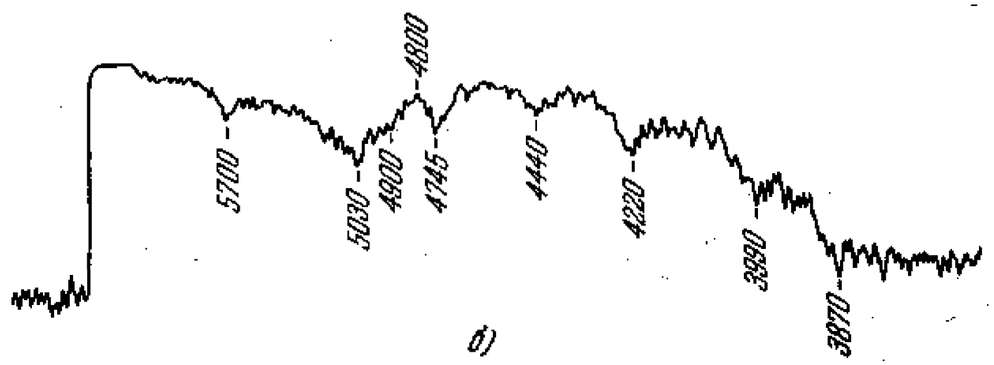


Рис. 14. Спектр сверхновой II типа в NGC 3938: *а*) фотография, *б*) регистрограмма [34].

η Киля такими звездами не являются. Заметим, кстати, что туманности, образовавшиеся вокруг обычных новых, также не являются источниками радиоизлучения.

Так как мы не видим качественной разницы между характеристиками сверхновых II и III типов, а считать пекулярную сверхновую, вспыхнувшую в NGC 3003, представителем нового типа сверхновых у нас пока нет оснований, мы будем в дальнейшем считать, что имеются два основных типа сверхновых, характеристики которых были уже описаны в этом и предыдущем параграфах. При этом следует иметь в виду, что сверхновые II типа

могут значительно отличаться друг от друга по массам, а также скоростям выброса газовых оболочек.

Как уже указывалось, основные полосы излучения и поглощения в спектрах сверхновых II типа довольно надежно отождествляются. «Предмаксимальный» и «максимальный» спектры можно интерпретировать как обусловленные «раздуванием» фотосферы горячей звезды до размеров 10^{14}—10^{15} *см*, что в десятки раз превосходит радиус земной орбиты. Дальнейшие спектральные эволюции объясняются так же, как и в случае обычных новых, с той лишь существенной разницей, что массы выброшенных газовых оболочек у сверхновых II типа по крайней мере в десятки тысяч раз больше. На рис. 14, *а* приведен спектр сверхновой II типа, вспыхнувшей в NGC 3938, а на рис. 14, *б*—регистрограмма этого спектра [34].

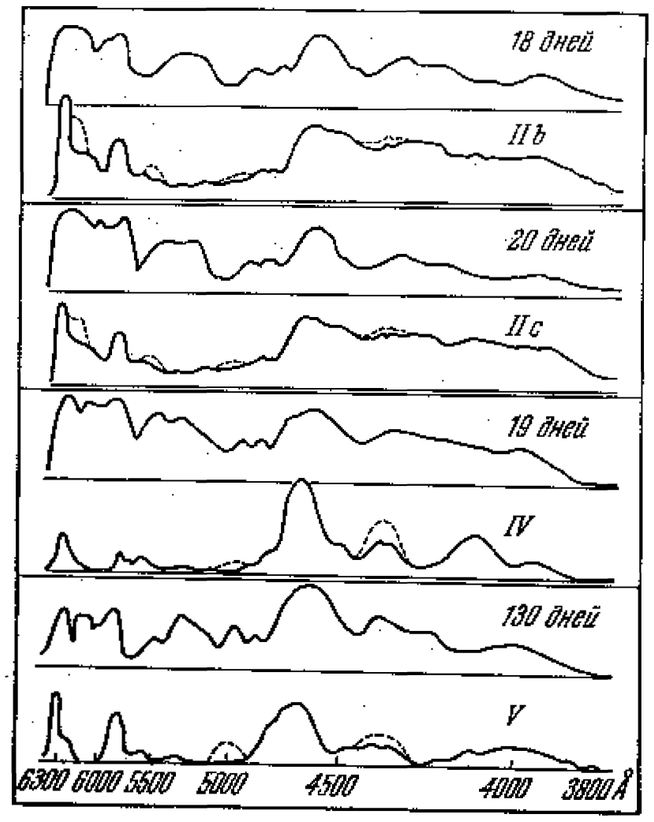


Рис. 15. «Синтетические» спектры сверхновых. Пунктирные кривые — наблюдаемое распределение интенсивности [33].

Совершенно особую по своей трудности проблему представляет интерпретация спектров сверхновых I типа. Как уже указывалось, до сих пор не существует общепринятой идентификации наблюдаемых в этих спектрах эмиссионных полос. Еще в 1938 г. Уиппл и Пейн-Гапошкина теоретически построили так называемые «синтетические» спектры [33]. Они предположили, что при взрыве звезды выбрасываются газы с «нормальным» химическим составом, а выброс происходит со скоростью 6000 *км/сек*. По причине большого доплеровского уширения эмиссионные полосы частично перекрываются. Для упрощения расчетов профили линий были приняты имеющими форму парабол. При построении таких «синтетических» спектров были использованы результаты наблюдений спектров обычных звезд. На рис. 15 приведен полученный таким образом спектр. Внимательное рассмотрение «синтетического» спектра показывает, однако, что он существенно отличается от спектров сверхновых I типа, приведенных на рис. 11. Так, например, отсутствуют пять характерных мощных эмиссионных полос в синей части спектра, нет характерной депрессии у $\lambda = 6150$ Å и т. д. В то же время, как подчеркивал Минковский [22], «синтетические» спектры весьма напоминают спектры сверхновых II типа. Впрочем, этого и следовало ожидать, так как при построении «синтетических» спектров Уиппл и Пейн-Гапошкина существенно использовали спектроскопию обычных новых, спектры которых качественно сходны со спектрами сверхновых II типа.

В недавно появившейся работе Мак-Лофлина содержится, по нашему мнению, первая серьезная попытка интерпретации спектров сверхновых I типа [35]. Мак-Лофлин обратил внимание на спектрограммы сверхновой, вспыхнувшей в 1954 г. в NGC 4214. Хотя по своим основным характеристикам (кривая блеска, общий вид и развитие спектра) эта сверхновая, несомненно, принадлежит к I типу, она обладает рядом очень интересных особенностей. Фотографии ее спектров, снятых в разное время, приведены на рис. 16а. Обращает на себя внимание спектр, полученный 6.VI 1954 г. Эмиссионные полосы выражены очень слабо, хотя после максимума прошло около 50 дней. Зато бросается в глаза несколько деталей, которые трудно интерпретировать иначе, как широкие и глубокие полосы поглощения. На рис. 16б приведены «сглаженные» регистрограммы спектров сверхновых в NGC 4214 от 24.II 1954 г. и в NGC 3992, вспыхнувшей весной 1956 г. и являющейся «нормальной» сверхновой I типа.

Наряду с общим подобием обоих спектров видны и заметные различия. Например, «нормальная» сверхновая I типа имеет два довольно узких максимума у $\lambda = 4800$ и 4900 Å, в то время как сверхновая в NGC 4214 имеет максимум у $\lambda = 4980$ Å, окаймленный со стороны коротких волн глубоким минимумом. Дальнейший анализ спектра сверхновой в NGC 4214 позволил Мак-Лофлину сделать вывод, что «кажущийся» непрерывный спектр обусловлен наложением ряда широких эмиссионных полос примерно одинаковой интенсивности. Хотя глубокие и широкие минимумы около $\lambda = 3800$ и 4900 Å могут быть частично объяснены как промежутки между эмиссионными полосами, Мак-Лофлин приводит аргументы в пользу того, что существенную роль здесь должно играть сильное поглощение в отдельных спектральных линиях. «Ключом» к предлагаемой им интерпретации спектра являются явно выраженные сильные минимумы в спектре у $\lambda = 3960$ и 4390 Å, хорошо видимые на спектрограмме рис. 16а. Мак-Лофлин делает предположение, что эти минимумы —

результат поглощения в сильно смещенных в фиолетовую сторону линиях нейтрального гелия $\lambda = 4026$ и 4472 Å. Величина

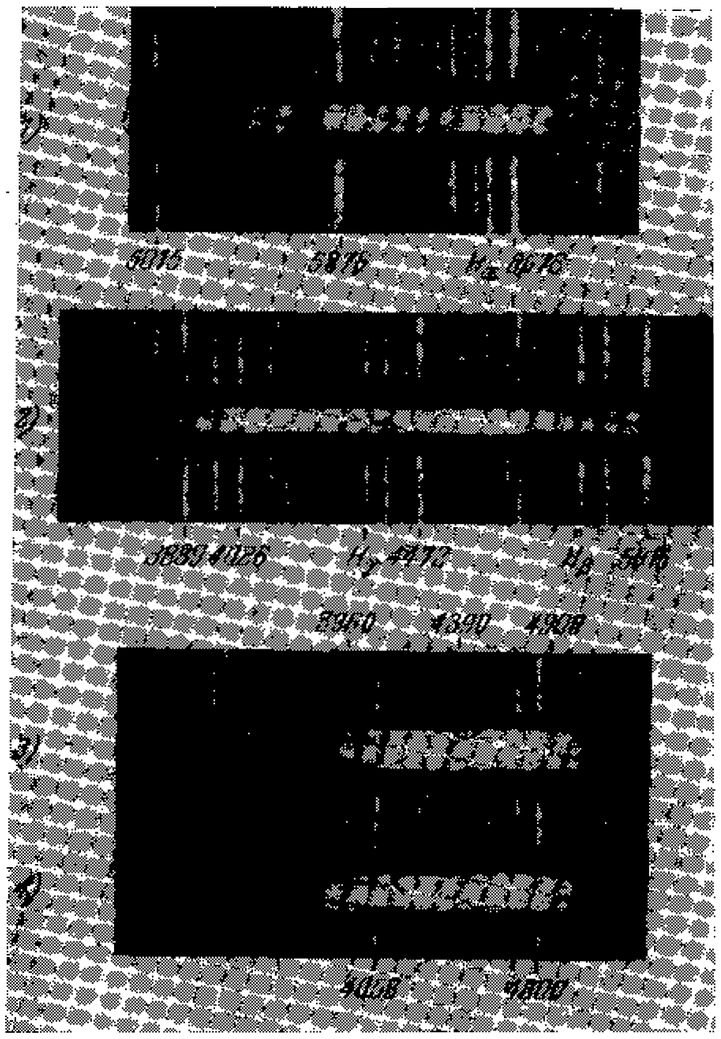


Рис. 16а. Фотографии спектров сверхновой NGC 4214 (*1*, *2*, *3*): 1) —6.IV 1954 г., красно-зеленая часть спектра, 2) 6.IV 1954 г., сине-ультрафиолетовая часть спектра, 3) 24.VI 1954 г., сино-ультрафиолетовая часть спектра; 4) спектр сверхновой в NGC 4374, снятый 24.V 1957 г. [35].

смещений $\Delta\lambda \sim 65—80$ Å, что соответствует скорости приближения выброшенных газов к наблюдателю ~7500 *км/сек*. Мак-Лофлин отождествил большое количество более или менее ярко выраженных минимумов в спектре сверхновой в NGC 4214 со

смещенными линиями преимущественно He I, а также некоторых других элементов (например, C II, O II, Si III).

Необходимо подчеркнуть, что все основные полосы поглощения, наблюдаемые в горячих звездах спектрального класса B (за исключением водородных), наблюдались в спектре сверхновой в NGC 4214 как минимумы в распределении интенсивности. При этом величина фиолетового смещения для линий была в пределах

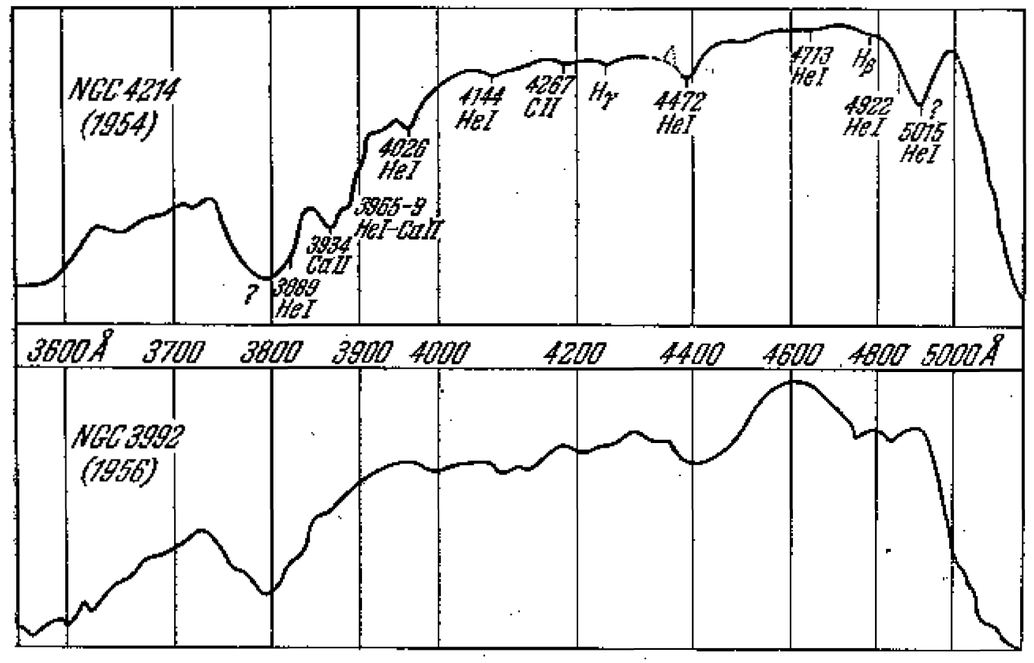


Рис. 16б. «Сглаженные» регистрограммы спектров сверхновых в NGC 4214 и NGC 3992 [35].

~6100—8000 *км/сек*. Относительные интенсивности минимумов, интерпретируемых как полосы поглощения, примерно такие же, как наблюдаемые у некоторых бедных водородом звезд ранних подклассов B. Сильный минимум, наблюдаемый на спектрограмме рис. 16а у $\lambda = 5719$ Å, интерпретируется как полоса поглощения, обусловленная известной линией гелия $\lambda = 5876$ Å. В некоторых случаях согласно Мак-Лофлину наблюдаются по две абсорбционные компоненты. Так, например, в случае поглощения, обусловленного линией гелия $\lambda = 5876$ Å, наблюдаются две компоненты с лучевыми скоростями 6100 и 8000 *км/сек*.

Интересно, что и в спектре «классической» сверхновой I типа, полученном спустя 41 день после максимума, Мак-Лофлин нашел минимумы, которые он объясняет таким же способом. Так, например, очень резкий минимум у $\lambda = 5708$ Å объясняется

поглощением в линии He I λ = 5876 Å. При этом скорость поглощающей оболочки превышает 8000 *км/сек*.

Наряду с минимумами Мак-Лофлин объяснил широкие и пологие максимумы в спектрах как у сверхновой в NGC 4214, так и у сверхновой в IC 4182. Центры этих широких ($\Delta\lambda \sim 100$—200 Å) полос совпадают с линиями He I (например, $\lambda = 5876$ Å) и N II.

Мак-Лофлин полагает, что интенсивные полосы излучения в области $5100 > \lambda > 3900$ Å также обусловлены наложением полос гелия. Эту эмиссию он связывает с группой ярких гелиевых линий, начинающихся линией λ 5116 и оканчивающихся λ 3889. Возможно, что резкий обрыв спектра у λ 3900 связан с поглощением, обусловленным движущимися со скоростью 6—7 тысяч *км/сек* атомами гелия.

Очень глубокие минимумы у λ 3800 и λ 4900 Мак-Лофлин объясняет, по крайней мере частично, наличием «смещенных» линий поглощения He I λ 3889, λ 3965 и λ 5016. Особенностью этих линий является метастабильность их нижних уровней. Это может привести к значительному перенаселению указанных уровней, что существенно усилит поглощение.

Таким образом, как эмиссия, так и абсорбция, наблюдаемая в спектрах сверхновых I типа, объясняется Мак-Лофлином преимущественно атомными переходами He I. Если его отождествление правильно, то необходимо сделать вывод, что звезды, взрывающиеся как сверхновые I типа, должны быть очень бедны водородом.

В свое время Минковский обнаружил систематическое красное смещение эмиссионных полос в спектрах сверхновых в области $\lambda < 5000$ Å (см. выше). В этой связи Мак-Лофлин обращает внимание на систематическое уменьшение фиолетового смещения линий поглощения со временем, которое он обнаружил в спектре сверхновой в NGC 4214. Возможно, что обнаруженный Минковским эффект в какой-то степени объясняется поглощением в линиях с меняющимся красным смещением. Возможно также, что наблюдаемое красное смещение эмиссионных полос связано с постепенным уменьшением непрозрачности той части оболочки, которая движется от нас.

Конечно, предлагаемая Мак-Лофлином идентификация спектров сверхновых I типа пока еще не может претендовать на окончательное решение вопроса. Минковский, в частности, подверг работу Мак-Лофлина критике [36]. Он подчеркивает трудности, связанные с проблемой идентификации спектров сверхновой I типа, в которых отдельные детали весьма размыты и определяются неуверенно. Поэтому одно лишь только совпадение длин волн нельзя считать достаточно серьезным аргументом в пользу справедливости предлагаемого отождествления. Однако

его более конкретные возражения (за исключением одного) нам не представляются убедительными. Например, Минковский обращает внимание на отсутствие гелиевой линии λ 4388 ($2P^1$ — $5D^1$), в то время как линия λ 4144 ($2P^1$ — $6D^1$) согласно Мак-Лофлину объясняет один из минимумов. Следует, однако, заметить, что минимум, обусловленный по Мак-Лофлину поглощением в линии λ 4144, очень слаб. Более серьезное возражение Минковского касается отождествления глубокого минимума у λ 6311 со смещенной линией N II λ 6482. Если бы это отождествление было справедливо, то следовало бы ожидать другого, по крайней мере столь же глубокого минимума, связанного с линией N II λ 3995, имеющей тот же исходный уровень. Такого минимума, однако, нет. Это возражение Минковского опровергает отождествление минимума у λ 6311 (являющегося характерной деталью спектров сверхновых I типа) с линией N II. Возможно, что этот минимум есть просто промежуток между двумя эмиссионными полосами.

Работа Мак-Лофлина является первой серьезной попыткой разобраться в спектрах сверхновых I типа, до последнего времени совершенно не поддававшихся интерпретации. По-видимому, окончательное решение вопроса может быть найдено по пути, указанному Мак-Лофлином. Особенное значение имеют исследования спектров сверхновых, не являющихся «классическими» представителями I типа. Именно по этому пути пошел Мак-Лофлин и добился несомненного успеха *).

Выше уже указывалось, что у сверхновой I типа, вспыхнувшей в IC 4182, на поздней стадии эволюции ее спектра наблюдались линии [OI]. Этот вопрос представляет исключительный интерес, и приходится только удивляться, почему он не исследовался до сих пор количественно. К сожалению, отсутствие калибровки не позволяет сделать точную оценку интенсивностей этих линий и их изменений со временем. Поэтому мы можем произвести только грубую оценку. Из регистрограмм, приведенных на рис. 11а, можно сделать два основных вывода: 1) интенсивность линий [OI] λ 6300 — λ 6363 спустя 339 дней после максимума достигла нескольких процентов от полной интенсивности всего спектра; 2) начиная с 184-го дня после максимума, когда

*) Недавно Моррисон (препринт) предложил совершенно новую интерпретацию спектров сверхновых I типа. Он выдвинул гипотезу, что эмиссионные полосы, характерные для этих спектров, обусловлены флуоресценцией ионов He^+ в межзвездной среде, окружающей сверхновую. Такая флуоресценция вызывается мощным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением взорвавшейся звезды. Легко, однако, показать, что межзвездный гелий около сверхновой при таких условиях будет практически мгновенно дважды ионизован и никакой флуоресценции не будет.

линии [OI] были впервые обнаружены, их относительная интенсивность (по отношению к другим эмиссионным полосам) непрерывно растет. Учитывая общее падение блеска сверхновой за этот период, можно сделать вывод, что интенсивность линий [OI] в течение длительного времени, ~150 дней, остается постоянной. Последнее обстоятельство можно интерпретировать следующим образом. По причине сравнительно высокой электронной концентрации в расширяющейся оболочке удары второго рода, дезактивирующие возбужденный уровень $^1D_2$, остаются существенными в течение всего этого времени. Это означает, что населенность уровня $^1D_2$ определяется формулой Больцмана:

$$n(^1D_2) = n(^3P)\frac{g_2}{g_1}e^{-\chi/kT_e}, \qquad (2.1)$$

где χ — потенциал возбуждения, а отношение статистических весов $g_2/g_1 = 5:9$. При таких условиях излучение в линиях [O I] будет определяться количеством атомов кислорода в оболочке и электронной температурой T_e и не будет зависеть от плотности, которая уменьшается как r^{-3}. Так как потенциал возбуждения линий [O I] невелик (1,96 *эв*), то зависимость от T_e будет несильной и в первом приближении мощность излучения оболочки в линиях [O I] будет постоянной, несмотря на значительное ее расширение.

Примем, что спустя 339 дней после максимума излучение в линиях [O I] составляло 2% полного излучения. Так как абсолютная величина в максимуме у этой сверхновой была -19^m (см. табл. 1), а спустя 339 дней она упала на 7,5 величины, то по нашей грубой оценке мощность излучения в линиях [O I] была $L_{[O\,I]} = 2\cdot10^{43}\cdot10^{-3}\cdot2\cdot10^{-2} = 4\cdot10^{38}$ *эрг/сек*. С другой стороны,

$$L_{[O\,I]} = n(^1D_2)\,A_{D-P}h\nu, \qquad (2.2)$$

где вероятность спонтанного перехода $A_{D\to P} = 10^{-2}$ *сек*$^{-1}$. Отсюда полное количество возбужденных атомов кислорода в оболочке $\sim10^{52}$, а полное количество атомов (при $T_e \sim 10^4$ *град*) имеет порядок $\sim3\cdot10^{52}$. Масса кислорода в оболочке будет $\sim10^{30}$ *г*, т. е. $5\cdot10^{-4}\ M_\odot$ — величина довольно незначительная. Если оболочка имеет нормальный химический состав, ее масса должна быть $\sim0{,}1\ M_\odot$. Заметим, что масса газовых волокон Крабовидной туманности имеет тот же порядок величины (см. § 14). Наша оценка массы носит, конечно, предварительный характер. Было бы важно уточнить ее, основываясь на хорошем спектрофотометрическом материале.

В § 18 мы еще раз остановимся на интерпретации спектров сверхновых I типа.

§ 3. Галактические сверхновые

Особенный интерес для астрофизики (и не только астрофизики) представляют вспышки сверхновых звезд в нашей звездной системе — Галактике. Изучение частоты вспышек сверхновых в других галактиках позволяет сделать вывод, что в каждой звездной системе типа нашей Галактики одна вспышка случается раз в несколько сотен лет (см. § 1). Следовательно, это явление достаточно редкое. Вполне естественно считать, что такие явления должны происходить и в нашей звездной системе. В этом случае видимый блеск вспыхнувшей звезды должен был бы быть очень большим. Например, если в Галактике на расстоянии 5000 *пс* от Солнца вспыхнет сверхновая I типа с абсолютной величиной $M_v = -18{,}5$, то ее видимая величина m_v должна быть -5, т. е. она будет ярче Венеры и вполне может быть видна при дневном свете. Учет межзвездного поглощения уменьшит ее блеск на 1—1,5 звездной величины, но все равно она будет ярчайшим объектом.

Явление это очень редкое, и не приходится удивляться, что за последние три с половиной столетия «телескопической эры» астрономы не наблюдали его. Но люди уже много столетий и даже тысячелетий любуются звездным небом и изучают его. И совершенно естественно, что в далекие времена столь необычное событие, как появление на небе новой очень яркой звезды и постепенное ее угасание не могло остаться незамеченным. Так как во многих древних цивилизациях (прежде всего в Китае) наблюдения расположений планет по отношению к созвездиям связывали с судьбами людей и народов, систематическая «служба неба» носила государственный характер и была достаточно хорошо развита.

В китайских хрониках («Чэнь-Вань») каждой династии имелась астрономическая часть, в которой кратко описывались все необыкновенные небесные явления за время царствования данной династии. Подлинность этих записей неоспорима. Достаточно сказать, что *все без исключения* появления кометы Галлея за последние 2 тысячи лет были отмечены в китайских хрониках. Древние китайские астрономы отличали «необыкновенные» звезды или «звезды-гостьи» (новые) от комет. Все же имеется определенная опасность, изучая старинные китайские хроники, спутать новую звезду и комету. В этом случае может быть очень полезным изучение обстоятельств наблюдений, откуда можно почерпнуть важные сведения (неподвижность на небе по отношению к другим звездам, близость к галактическому экватору).

Далеко не все китайские астрономические хроники известны в настоящее время на Западе. Пионером в изучении этого исклю-

чительно ценного для астрономии материала был Био, который в 1846 г. перевел на французский язык часть 294-й книги энциклопедии Ма Туан-лина («Вэнь-Сянь—Тун-Куо»), составленной в XIII в. [37]. В этом обширном труде были собраны древние китайские наблюдения комет и «необыкновенных» звезд от II в. до н. э. до 1203 г. н. э. Гумбольдт в III томе своего «Космоса» (1850) впервые опубликовал каталог новых звезд, наблюдавшихся за последние 2000 лет [38]. Он использовал исследование Био, а также различные арабские и европейские источники.

Вильямс, изучая подлинные китайские источники, опубликовал каталог древних китайских наблюдений комет, среди которых также имеются наблюдения новых звезд [39]. В работе Вильямса весьма полезны хронологические таблицы, а также подробные карты неба с границами традиционных для древней китайской астрономии созвездий, совсем не похожих на современные. В 1919 г. Циннер составил более полный каталог новых, зафиксированных в различных хрониках [40]. В 1921 г. Лундмарк, который является пионером в исследовании сверхновых и первым, кто выделил их среди обычных новых, составил обширный и интересный каталог, пользуясь главным образом китайскими источниками [41].

Величайшим триумфом этих «историко-астрономических» изысканий было отождествление знаменитой Крабовидной туманности со сверхновой, вспыхнувшей в 1054 г. Об этом подробно будет идти речь ниже. После этого отождествления было выполнено еще несколько работ. Бааде и Минковский наблюдали на месте сверхновых, вспыхнувших в 1572 и 1604 гг., очень слабые некулярные туманности. Особенно оживились такие изыскания после 1949 г., когда было обнаружено, что на месте некогда вспыхнувших сверхновых находятся источники радиоизлучения. Вполне естественно, что возникло желание отождествить некоторые из этих источников с некогда вспыхнувшими сверхновыми, зарегистрированными в старинных хрониках. В частности, этому увлечению отдал дань и автор настоящей книги [42, 43]. В 1954 г. он обратился в Китайскую академию наук с просьбой организовать изучение древних хроник для получения дополнительной информации о некогда вспыхивавших новых звездах. Китайские коллеги живо откликнулись на эту просьбу, в результате чего появилось интересное исследование Си Цзэ-цуна [44]. Последний нашел в старинных хрониках указания на вспышки более 35 новых звезд, часть которых на Западе не была известна. Им была проделана большая работа по установлению точной датировки и определению приближенных положений новых.

В самое последнее время Голдстайн в США проделал большую работу со старинными китайскими, японскими, арабскими и европейскими хрониками, в итоге которой была доказана достоверность сверхновой, вспыхнувшей в 1006 г., и получены ее приближенные координаты [45, 46].

Таким образом, исследования сверхновых звезд оказались удивительным образом переплетенными с филологией и ориенталистикой. Ниже мы подробно разберем все известные данные, касающиеся вспышек сверхновых звезд в нашей звездной системе. Мы позволим себе привести ряд выдержек из старинных хроник, чтобы читатель почувствовал своеобразную атмосферу этих увлекательных изысканий.

1. Сверхновая, вспыхнувшая 7 декабря 185 г. н. э., по-видимому, является достоверным объектом. Био и Вильямс дали переводы китайских хроник, в которых описывалось это необыкновенное явление: «В период Чжун-Цин, во второй год, в десятую луну, в день Квэй-Хао появилась необыкновенная звезда посредине Нан-Мана [α и β Центавра и окружающие звезды.— *И. Ш.*]. Она была величиной с бамбуковую циновку и последовательно показывала пять цветов. Постепенно она уменьшала свой блеск к 6-й луне следующего года [т. е. к июлю 186 г.— *И. Ш.*], когда она исчезла». Эта необыкновенной яркости звезда (Лундмарк оценивает ее блеск как -6^m) была видна очень низко над горизонтом (так как ее склонение $-60°$). Возникавшие при этом атмосферно-оптические явления могут объяснить некоторые детали описания вспышки звезды (сравнение с бамбуковой циновкой, указание на смену цветов). Много столетий спустя такой высококвалифицированный наблюдатель, как Тихо Браге, описал цветовые эффекты во время вспышки сверхновой 1572 г. Согласно Лундмарку приближенные координаты сверхновой 185 г. таковы: $\alpha = 14^h,2$; $\delta = -60°$. Упоминание об этом явлении нашел также Си Цзэ-цун в хронике «Ранняя Хань», источнике более древнем, чем «Вэнь-Сянь — Тун-Куо», который перевел Био (его переводом пользовался Лундмарк). Вот запись из этой хроники: «Гуйхай 2-го года Чжун-Цин (династия Ранняя Хань), появилась звезда-гостья в Нан-Мане размером в полуциновку. У нее было пять цветов. Затем она постепенно слабела и в следующем году угасла» [перевод на русский язык Си Цзэ-цуна]. Вполне возможно, что Ма Туан-лин использовал эту запись при составлении своей энциклопедии. Существенно, что Новая 185 г. имела галактическую широту, близкую к нулю. Так как при этом яркость звезды была очень велика, весьма вероятно, что она была сверхновой, а не близкой новой. В противном случае ее галактическая широта была бы сколь угодно большой, так как у новых с такой кривой блеска абсолютная величина $M_v \sim -7,5 - 8$, и при $m_v = -6$ расстояние до обычной новой было бы всего лишь несколько десятков парсек.

2. Сверхновая 369 г. В каталоге Лундмарка эта звезда обладает высшим «баллом достоверности»— 3. В 294-й книге энциклопедии Ма Туан-лина об этой звезде написано следующее (перевод Био): «В период Тай-Хэ, в четвертый год, во вторую луну [т. е. в марте 369 г. н. э. — *И. Ш.*] была видна необыкновенная звезда возле западной стены Синего Дворца (Цзэ-Куп)». Согласно старинной китайской астрономической терминологии, «Синий Дворец»— круг склонения, отделяющий незаходящие звезды.

Приводим еще выдержку из хроники «Ши-Кэ» (перевод Вильямса [39]): «В царствование Тей-Йи, в четвертый год эпохи Тай-Хэ, во вторую луну необыкновенная звезда была видна в Цзэ-Куне, вблизи его западной границы. В седьмую луну [т. е. в августе 369 г.— *И. Ш.*] она исчезла».

Несомненно, что в обеих хрониках речь идет об одной и той же звезде. Более точное указание на место вспышки этой звезды мы получим, если учтем, что ее наблюдали вблизи Пекина, широта которого 34°. Отсюда следует, что склонение звезды было около + 56°. Далее звезда наблюдалась в марте, когда склонение Солнца было близко к нулю. Естественно предположить, что наблюдалась она в вечерние часы, во всяком случае, до полуночи. Отсюда следует, что ее прямое восхождение было близко к 23^h. Блеск этой звезды Лундмарк довольно произвольно оценивает в -3^m. Таким образом, можно сделать вывод, что эта сверхновая вспыхнула в созвездии Кассиопеи.

3. Сверхновая 1006 г. Если дошедшие до нас сведения о звездах необыкновенной яркости, наблюдавшихся в Китае в 185 и 369 г. н. э., крайне скудны, и пока мы еще не можем с полной достоверностью считать, что это были реальные объекты (хотя такое предположение довольно вероятно), то в отношении исключительной по своему блеску звезды, вспыхнувшей на южном небе весной 1006 г., мы сейчас располагаем достаточной информацией. Еще в 1956 г., сопоставляя все имевшиеся тогда в нашем распоряжении данные, мы пришли к выводу, что это была сверхновая звезда [47].

Указание на появление в то время очень яркой звезды можно найти в хронике Ибн аль Атира (XIII в.), Баргебрауса (то же столетие, но позже) и в европейской хронике монаха Эпидануса, умершего в 1068 г. Некоторые из этих источников были известны еще Гумбольдту, включившему звезду 1006 г. в свой список новых [38]. Шенфельд в 1891 г. собрал все сведения, содержащиеся в указанных выше источниках, и пришел к выводу, что это была новая звезда. Наконец, Лундмарк также включил ее в свой список [41].

Вся история изысканий различных авторов, в итоге которых достоверность вспышки очень яркой звезды в 1006 г. сейчас не

подлежит сомнению, напоминает детективный роман. Остановимся на этом более подробно.

В хронике Ибн аль Атира сказано: «В этом году [396 год Хиджры.— *И. Ш.*], в новолуние, в месяц Шабан появилась большая звезда, подобная Венере, по левую сторону от Иракской Киблы (Кибла — направление из пункта наблюдения на Мекку). На Земле ее лучи были подобны Луне, и она оставалась на небе до середины месяца Дсул-када, после чего исчезла». По-видимому, эти сведения Ибн аль Атир заимствовал из более раннего источника — рукописи «Китаб аль Мунтазам» Ибн аль Явзи, который умер около 1200 г. н. э. В этой рукописи сказано: «Слева от Киблы появилась большая звезда, по размерам и яркости подобная Венере. Ее лучи на Земле были подобны Луне. Она появилась в ночь на пятницу, в новолуние месяца Шабан, и оставалась неподвижной до середины Дсул-када, после чего исчезла» (перевод Голдстайна [45]).

Возможно, что сравнение лучей этой звезды с Луной указывает на то, что земные предметы, освещенные звездой, отбрасывали тени. Указанные в хрониках даты можно перевести с арабского на европейский календарь. Звезда впервые наблюдалась 3 мая 1006 г. и исчезла 13 августа того же года.

Недавно Голдстайн опубликовал новые важные сведения об этой звезде, которые он нашел в старинных хрониках [45]. Наиболее интересные сведения содержатся в комментариях египетского астролога Али бен Ридвана к переводу астрономического трактата Птолемея «Тетрабиблос». Приводим этот любопытный текст: «Я теперь опишу вам зрелище, которое я наблюдал в начале моих школьных лет. Это зрелище появилось в зодиакальном знаке Скорпиона в оппозиции к Солнцу. В это время Солнце было в 15° от Тельца, а описываемое явление — в 15° от Скорпиона. Светило это было большим, по форме круглым, а размеры его в $2^1/_2$ — 3 раза превышали размеры Венеры. Его свет освещал горизонт и сильно мерцал. Величина его яркости была несколько больше четверти яркости Луны. Оно вращалось вместе с небосводом до тех пор, пока Солнце не достигло знака Девы. Это светило наблюдали и другие ученые сразу же после того, как я его открыл». Далее Али бен Ридван приводит долготы планет, Солнца и Луны для момента, когда было обнаружено это удивительное светило, и на основании своих астрологических изысканий предсказывает весьма неприятные события для своих современников.

Важность этой записи, содержащей ценную астрономическую информацию, состоит прежде всего в том, что она принадлежит очевидцу, который сам наблюдал это поразившее его явление. Из приведенных Али бен Ридваном долгот планет, Солнца и Луны можно с достоверностью определить момент вспышки звезды.

Оказывается, что такая конфигурация светил могла наблюдаться только 30 апреля 1006 г. Как установлено, автор комментариев к «Тетрабиблосу» умер в 1061 г., следовательно, описываемые им события действительно происходили во время его юности. По своей долготе удивительное светило совпало с планетарной туманностью NGC 5882. Из красочных описаний его яркости и размеров следует вывод, что видимая звездная величина светила была по крайней мере — 8, а может быть, — 10. Важно и то, что из текста Али бен Ридвана следует неподвижность загадочного объекта относительно звезд, в то время как Солнце двигалось от Тельца к Деве; это исключает возможность того, что наблюдалась яркая комета.

Интересно, что упоминание об этой звезде содержится в европейских хрониках. Швейцарский монах Эпиданус в хронике, где описываются разные события, случившиеся до 1044, г., описывает новую необыкновенно яркую звезду, вспыхнувшую в 1006 г. [45]. По свидетельству этого летописца, звезда была видна в течение трех месяцев в южной части неба. Она меняла свою величину, яркость мерцала, а иногда она и вовсе исчезала (?). Если наблюдения проводились в Швейцарии (широта 47°,5), то звезда должна была быть видимой над южной точкой горизонта.

Любопытно отметить, что еще Гумбольдт в свой список включил необыкновенно яркую звезду, якобы наблюдавшуюся во времена халифа Аль Мамуна в 827 г. в созвездии Скорпиона астрономами Хали и Джафаром бен Мухаммедом Альбумазаром [38]. Однако Голдстайн убедительно показал, что упоминавшийся Гумбольдтом астроном Хали не кто иной, как Али бен Ридван, а яркая звезда наблюдалась не в 827 г., а в 1006 г.

Пожалуй, наиболее ценную информацию об этой звезде удалось получить из анализа китайских, японских и даже корейских хроник. Особенный интерес представляет дошедший до нас доклад начальника астрономического департамента императорского двора (была и такая должность в Древнем Китае!) от 30 мая 1006 г., описанный в книге Чьин Ли Куо, представленный императору в 1044 г. Там сказано: «В первый день пятого месяца в третий год периода Чинь-Тё [т. е. 30 мая 1006 г.] начальник астрономического департамента сказал, что в первом часу ночи во второй день четвертого месяца [1 мая 1006 г.] большая желтого цвета звезда появилась к востоку от Кью-Лу, в западной части Чью-Куона. Ее яркость постепенно росла. Она находилась в третьем градусе от Ти... Затем звезда увеличивала свою яркость». После этого начальник астрономического департамента, ссылаясь на то, что цвет звезды желтый, делает своему повелителю весьма благоприятное предсказание на ближайшее будущее, явно расходясь во взглядах со своим далеким каирским коллегой Али бен Ридваном.

Приведенная выше запись позволяет существенно уточнить координаты «звезды-гостьи»: она была в созвездии Волка, ее экваториальные координаты (с точностью до 3°) таковы: $\alpha = 15^h13^m$, $\delta = -45°28'$ (1950), что довольно близко от NGC 5882. Эти координаты хорошо согласуются с описанными выше арабскими наблюдениями. Интересно, что в 1006 г. из-за прецессии прямое восхождение было почти на 40^m меньше.

По-видимому, указанию, что звезда была «желтого цвета», не следует доверять, так как такая «колориметрия» диктовалась тогда «астрономическими приписками» (желтый цвет обосновывал оптимистический характер предсказания).

Весьма интересен вывод из изучения китайских хроник о том, что «звезда-гостья», вспыхнувшая в 1006 г., наблюдалась по крайней мере в течение 10 последующих лет. Такие сведения имеются, например, в официальной истории Сунской династии Сун-Ши. Там имеется такая запись: «В день Кьен-Чье, в четвертую луну, летом девятого года периода Та Чун Цья-Фу [15 мая 1016 г.] необыкновенная звезда была видна». Из контекста следует, что речь идет о «звезде-гостье», вспыхнувшей в 1006 г. Из других китайских источников также следует, что эта звезда наблюдалась в течение нескольких лет после своей вспышки на востоке на рассвете в ноябре-декабре и погружалась под горизонт на юго-западе в августе-сентябре. Это также согласуется с положением звезды в созвездии Волка.

Наконец, имеются независимые японские хроники, содержащие важные сведения о блеске и цвете этой звезды. В 1230 г. ученый самурай Садайе Фуйивара наблюдал вспыхнувшую новую звезду. Кстати, в наши дни эта звезда вызвала к себе интерес в связи с одной радиоастрономической проблемой (см. § 15). Наблюдения «звезды-гостьи» 1230 г. побудило Фуйивару составить список некогда вспыхнувших новых звезд, память о которых еще оставалась в народе. Этот список вошел в хронику «Мэй-Гэтсуки». Согласно списку Фуйивары «звезды-гостьи» вспыхивали в августе 642 г., феврале 877 г., мае 891 г., июне 930 г., мае 1006 г., летом 1054 г., в мае 1166 г. и в июле 1181 г. Интересующее нас событие описывается следующим образом: «Во второй день четвертой луны, в третьем году периода Канко, в день Незуното Тори [1 мая 1006 г.] появилась большая «звезда-гостья», подобная Марсу, яркая и мерцающая. Она появилась в конце предыдущей ночи прямо к югу».

В другой, более ранней японской хронике 1011 г. «Ишидао Иоки», содержащей перечень важнейших событий, случившихся в период правления императора, имеется такая запись: «В двадцать восьмой день третьего месяца, в день Цусиноэ-Незуми [28 апреля 1006 г.] появилась «звезда-гостья» в созвездии Кикан.

Цвет ее был бело-голубой. Об этом доложил чиновник астрономического департамента Абэ Иошимаза». В этой записи содержится важное указание на цвет звезды, исправляющее ошибку в китайских хрониках. Наконец, известно несколько хроник, содержащих указания на то, что еще в конце сентября 1006 г. «звезда-гостья» все еще оставалась довольно яркой и о ее наблюдениях систематически докладывали императору.

Таким образом, не подлежит сомнению, что в самом конце апреля 1006 г. в созвездии Волка вспыхнула необыкновенной яркости звезда. Основной вопрос сейчас состоит в том, была ли эта звезда сверхновой, или, может быть, это была очень близкая новая. Последняя возможность довольно маловероятна. В самом деле, за первую половину XX столетия наблюдались три новые ярче 0^m (Новая Персея 1901, Новая Орла 1918 и Новая Кормы 1942). Будем поэтому считать, что такие новые появляются примерно каждые 20 лет. Простой расчет показывает, что новая ярче -3^m должна вспыхивать в среднем каждые ~1000 лет, а ярче -6^m каждые 50 000 лет. С другой стороны, вероятность вспышки близкой сверхновой тоже невелика (см. § 17). В § 15 мы еще вернемся к обсуждению природы «звезды-гостьи» 1006 г.

4. Сверхновая 1054 г. В истории науки эта звезда сыграла выдающуюся роль. Остаток этой космической катастрофы — знаменитая Крабовидная туманность, которой будет посвящена почти целиком третья глава этой книги. В упоминавшемся выше каталоге исторических новых Лундмарка под номером 36 включена «звезда-гостья», вспыхнувшая на небосклоне 4 июля 1054 г. и наблюдавшаяся китайцами. Впервые об этом объекте упоминает еще Био. Как уже говорилось выше, основным источником для Био была энциклопедия Ма Туан-лина. В кратких примечаниях к своему каталогу Лундмарк указывает, что «звезда-гостья» 1054 г. «находится вблизи NGC 1952»— Крабовидной туманности.

В силу причудливого стечения обстоятельств в том же 1921 г., когда была опубликована эта работа Лундмарка, появилось два очень важных исследования Крабовидной туманности. Ламплэнд обнаружил изменчивость этой туманности [49], а Дункан нашел, что отдельные ее детали разлетаются в радиальном направлении [50]. Из наблюдений Дункана непосредственно следовало, что этот разлет начался около девятисот лет назад (подробнее об этом см. § 10).

Казалось бы, эти одновременно появившиеся исследования должны были сразу привести к установлению генетической связи между «звездой-гостьей» 1054 г. и нынешней Крабовидной туманностью. Тем не менее, ни Лундмарк, ни Дункан это не сделали. Только в 1928 г. выдающийся американский астроном Хэббл

четко высказался в том смысле, что из нынешних угловых размеров Крабовидной туманности и измеренной скорости ее расширения следует, что она возникла около 900 лет назад. Хэббл одновременно, ссылаясь на Лундмарка, указывает, что вблизи Крабовидной туманности китайцы около 900 лет назад наблюдали яркую вспыхнувшую звезду, которая и была первопричиной возникновения Крабовидной туманности. К сожалению, статья Хэббла была опубликована в таком издании, которое не привлекало к себе серьезного внимания специалистов [51].

В 1938 г. Лундмарк, по существу, повторил вывод Хэббла, подчеркнув при этом, что «звезда-гостья» скорее всего была сверхновой [52]. Наряду со старыми китайскими источниками он привлек и независимые японские, содержащиеся в опубликованном в 1934 г. исследовании Иба [53]. Новой, исключительно важной информацией, содержащейся в японских хрониках, явилось утверждение, что «звезда-гостья» 1054 г. была такая же яркая, как Юпитер. Поскольку к 1938 г. расстояние до Крабовидной туманности было уже известно (см. § 10), то Лундмарк сделал вывод, что абсолютная величина новой 1054 г. была (без учета межзвездного поглощения света) —13. Это и дало ему основание считать «звезду-гостью» 1054 г. не обычной новой, а сверхновой.

По существу, работа Лундмарка с высокой степенью вероятности показала, что в 1054 г. в нашей Галактике наблюдалась сверхновая звезда, вспыхнувшая на расстоянии, несколько большем 1000 *пс* от Солнца. Если нужны были еще какие-то доказательства, которые превратили эту в высокой степени вероятную гипотезу в достоверный факт, то они были представлены спустя несколько лет. В 1941 г. Оорт, который считал необходимым дальнейшее изучение старинных китайских источников, чтобы окончательно подтвердить, что в 1054 г. наблюдалась необыкновенно яркая «звезда-гостья», заинтересовал этой проблемой выдающегося лейденского ориенталиста проф. Дивендайка. Последний отыскал неизвестные до тех пор упоминания об этом небесном явлении, прокомментировал их и опубликовал в американском астрономическом журнале «Pacific» [54]. Сама публикация была по тем временам далеко не простым делом, так как Голландия была оккупирована немецкими войсками. Работа Дивендайка рассеяла последние сомнения (если они у кого-нибудь тогда были), что сверхновая 1054 г.— вполне реальный объект, явившийся причиной образования Крабовидной туманности. Мы сейчас дадим переводы некоторых старинных китайских текстов, опубликованных Дивендайком.

Оригинальный текст, использованный Ма Туан-лином и впоследствии переведенный Био [37], содержится в хронике «Сун-Ши» («История династии Сун»): «В первом году периода Ши-Хо [1054 г.],

в пятую луну, в день Чи-Чью [4 июля] звезда-гостья появилась приблизительно в нескольких дюймах к юго-востоку от Тьен-Куана [ζ Тельца]. После более чем года она постепенно стала невидимой». Далее, в анналах Сун-Ши имеется еще одна запись: «В день Син-вэй, в третью луну первого года периода Чья-Ю [17 апреля 1056 г.] начальник астрономического департамента докладывал, что появившаяся утром на восточном небе в пятую Луну первого года периода Ши-Хо звезда-гостья, оставаясь все время в Тьен-Куане, только теперь перестала быть видимой». Эта очень интересная запись наглядно показывает, с какой тщательностью старинные китайские астрономы вели свои наблюдения. Почти два года, все время, когда было только возможно, они наблюдали необыкновенную звезду. Ведь они за свою службу отвечали головой! Очень ценным является указание, что звезда все время оставалась вблизи созвездия Тьен-Куан. Таким образом, это заведомо не была комета. Мы можем определить теперь время, в течение которого ее блеск снизился до 6-й величины и она перестала быть видимой. На это потребовалось около 21 месяца. Эти важнейшие результаты старинных наблюдений будут использованы ниже.

Далее, в хронике Сун Хай-Яо имеется такое указание при сообщении, что звезда перестала быть видимой: «Первоначально эта звезда стала видимой в пятую луну первого года периода Ши-Хо [9.VI—8.VII 1054 г.] на восточном небе в созвездии Тьен-Куан. Она была видна днем подобно Венере, направляя лучи в разные стороны. Цвет ее был красно-белый. В общем она была видна днем 23 дня».

В той же хронике Сун Хай-Яо можно найти и такое колоритное описание, живо рисующее эпоху, в которую наблюдалось это удивительное явление: «В двадцать второй день седьмой луны первого года периода Ши-Хо [27 августа 1054 г.] Янг Вэй-Тэ сказал: «Простираю свою персону ниц: я наблюдал явление звезды-гостьи. Она была слегка радужного цвета. Согласно распоряжению императора я почтительнейше сделал предсказание, сводящееся к следующему: звезда-гостья не нарушит Альдебарана; это указывает на то, что... страна обретет великую силу. Я прошу, чтобы это предсказание было передано на хранение в департамент историографии». В те времена Янг Вэй-Тэ был начальником астрономического департамента.

Но только в Китае, но и в столице средневековой Японии Киото наблюдалась эта необыкновенная звезда. Упоминания о ней содержатся в японских хрониках «Мэй-Гэтсуки» и «Ишидао Йоки». Приводим текст из «Мэй-Гэтсуки»: «В середине 10-дневного периода четвертой луны второго года периода Тен-ки [с 20 по 30 мая 1054 г.] и в последующие дни наблюдалась звезда-гостья

на орбите Ориона. Она была видна на восточном небосклоне. Она сияла подобно комете с короткими лучами в Тьен-Куане и была величиной с Юпитер». Оорт указал Дивендайку, что между 20 и 30 мая 1054 г. звезда не могла наблюдаться, так как была слишком близка к Солнцу (теперь из-за прецессии Солнце бывает около Крабовидной туманности, на месте которой вспыхнула звезда 1054 г., в середине июня). Поэтому японские наблюдения должны быть датированы периодом 19—29 июня 1054 г., т. е.

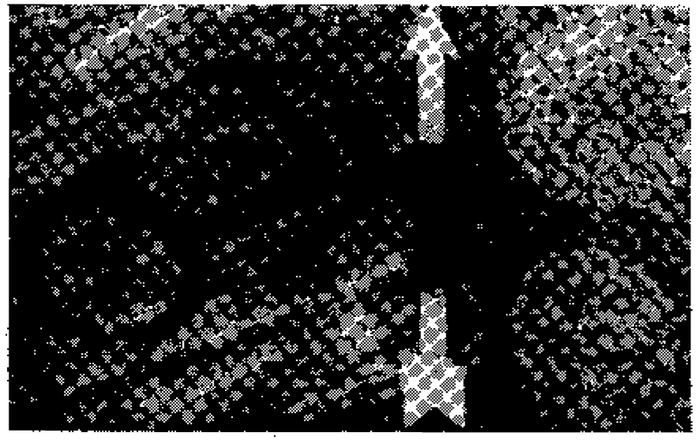


Рис. 17. Наскальные изображения в Аризоне [55].

за 16—6 дней до первых китайских наблюдений. Таким образом, японцы наблюдали эту звезду до максимума ее блеска.

Весьма удивительно, что ни одна европейская или арабская хроника не содержат сведений о появлении этой необыкновенной звезды. В то же время, как мы видели выше, арабские хроники отметили появление новой 1006 г. Последнюю звезду наблюдали даже в Европе, несмотря на то, что она вспыхнула далеко на юге. По-видимому, это означает, что новая 1006 г. была значительно ярче новой 1054 г. Особенно удивительно, что последнюю не наблюдали в Киевской Руси. В 1054 г. умер Ярослав Мудрый и начались междоусобицы, поэтому появление яркой, видимой днем звезды должно было, казалось, привлечь к себе внимание и истолковываться как «знамение». Отсутствие записей о ней тем более удивительно, что в русских летописях содержится ряд сведений астрономического характера (пятна на Солнце, затмения). Не исключено, что письменные свидетельства о необыкновенной звезде погибли во время монгольского завоевания Киева.

На фоне полного молчания европейских и арабских хроник невольно поражают воображение два наскальных изображения, найденных в 1955 г. в Северной Аризоне (рис. 17). Одно из этих

изображений находится в пещере, а другое — на стене каньона. Каждое такое изображение состоит из двух элементов — окружности и растущего полумесяца. Эти изображения были высечены в скалах индейцами почти за пять веков до открытия Америки Колумбом. Такая символика чрезвычайно редка у американских индейцев. Весьма вероятно, что эти фигуры изображают поразившее аборигенов Америки небесное явление: молодая Луна и рядом с ней звезда необычайной яркости. Анализ показывает, что таким явлением могла быть только вспышка сверхновой 1054 г. [55]. Из расчетов следует, что утром 5 июля, перед рассветом, Луна была в 2° к северу от нынешней Крабовидной туманности, на месте, где вспыхнула тогда звезда. В то же время археологические данные говорят о том, что в период с 900 до 1100 г. местность, где найдены удивительные изображения, была заселена индейцами племени навахо. Наконец, возраст изображения, оцениваемый по обычным в археологии методам, ~900 лет. Все эти факты делают гипотезу о том, что американские индейцы запечатлели вспышку сверхновой 1054 г., весьма вероятной.

Перейдем теперь к анализу сведений о «звезде-гостье» 1054 г., содержащихся в китайских и японских хрониках, выдержки из которых были приведены.

Одновременно с изложенной выше работой Дивендайка, из оккупированной Голландии через нейтральную Швецию в США была послана работа Оорта, содержащая астрономические комментарии и публикации старинных астрономических хроник. Эта работа в соавторстве с Мэйяллом (которому она была адресована: см. [56]) была опубликована в том же номере «Pacific» [57]. Из того факта, что «звезда-гостья» была видна подобно Венере, по весьма осторожному мнению Оорта и Мэйялла, еще не следует доказательство, что наблюдалась вспышка сверхновой. Правда, при расстоянии до Крабовидной туманности ~1200 *пс* (эта оценка не зависит от межзвездного поглощения света — см. § 10) модуль будет $10^m,5$, и при $m_v = -4$ абсолютная величина $M_v \approx -14,5$. Не следует, однако, забывать, пишут Оорт и Мэйялл, что старинные оценки блеска звезды могут быть ошибочными. С другой стороны, учет межзвездного поглощения повышает светимость звезды и «льет воду на мельницу» гипотезы, что этот объект был сверхновой. Нам, однако, кажется, что в этом пункте Мэйялл и Оорт проявляют чрезмерную осторожность. В частности, они не используют важного независимого аргумента об очень низкой галактической широте «звезды-гостьи» 1054 г., что в сочетании с большой ее яркостью практически исключает возможность ее интерпретации как обычной новой.

Более надежную оценку видимой величины в максимуме для звезды 1054 г. можно получить из той части хроники, где указывается, что она была видна при дневном свете 23 дня. Можно написать простое соотношение

$$m_{\max} = \Delta m + m_i,$$

где Δm — разность звездных величин от максимума блеска до прекращения дневной видимости, m_i — предельная звездная величина для объекта, который еще можно наблюдать невооруженным глазом при дневном свете. Величина Δm может быть получена из анализа кривых блеска сверхновых (см. § 1). Из кривых блеска сверхновых в NGC 1003, NGC 4621 и IC 4182 можно сделать вывод, что спустя 23 дня после максимума блеск сверхновой уменьшается на $1^m,5$. Заметим, что чисто случайно Оорт и Мэйялл сравнивали кривую блеска звезды 1054 г. с перечисленными выше сверхновыми I типа, к которым, по всем признакам, принадлежит «звезда-гостья». В те времена деление сверхновых на два типа (см. § 2) еще не получило повсеместного распространения.

Для уточнения m_i авторы используют свидетельства опытных наблюдателей, следивших за Венерой при дневном свете. Оказывается, что на значительном угловом расстоянии от Солнца днем можно видеть объект $-3^m,5$. В момент, когда звезду уже нельзя было наблюдать, она находилась от Солнца примерно на расстоянии 50°, т. е. достаточно далеко. Отсюда можно сделать вывод, что видимая визуальная величина в максимуме для «звезды-гостьи» 1054 г. была -5^m. Эту оценку можно получить и из других независимых китайских наблюдений. С одной стороны, согласно хроникам звезду уже нельзя было наблюдать ночью спустя 650 дней после максимума. С другой стороны, из анализа очень сходных между собой кривых блеска сверхновых I типа следует, что спустя 650 дней после максимума блеск звезды падает на 11^m (см. рис. 5). Принимая, что звезда 1054 г. перестала быть наблюдаемой, когда ее видимая звездная величина стала менее 6, найдем, что в максимуме ее блеск был близок к —5.

Очень интересные данные следуют также из анализа японских хроник, которые сравнивали блеск «звезды-гостьи» 1054 г. с блеском Юпитера. Существенно, что японские наблюдения проводились, согласно трактовке текста хроник, данной Дивендайком, на 6—16 суток раньше, чем китайские. Поэтому они относятся к восходящей части кривой блеска. В эпоху появления «звезды-гостьи» Юпитер был недалеко от соединения с Солнцем и хорошо мог наблюдаться. Заметим, что необыкновенная звезда находилась на расстоянии $2^h,5$ от Солнца и наблюдалась утром. Вблизи соединения видимая звездная величина Юпитера около —1,3. Из кривых блеска видно, что такая звездная величина могла быть у сверхновой примерно за неделю до максимума, в полном соответствии с текстом японских хроник.

Таким образом, анализ китайских и японских хроник не только убеждает нас в достоверности вспышки сверхновой в нашей Галактике в 1054 г., но и позволяет уверенно отнести ее к I типу.

Среди значительного количества внезапно вспыхивавших на небе ярких звезд, отмеченных в китайских и японских хрониках, заслуживает внимания упоминавшаяся выше «звезда-гостья» 1230 г. В хрониках Сунской династии имеется такая запись: «Дин-ю — [ноября] 3 года Шао-дин была комета под звездой Тус в созвездии Тянь-Ши. Жень-у [февраля] следующего года она угасла». В японских исторических хрониках имеется много записей, доказывающих, что этим объектом была «звезда-гостья», а не комета. Она наблюдалась с октября 1230 г. до конца марта 1231 г. Приближенные координаты вспышки: $\alpha = 16^h20^s$, $\delta = 20°$.

Обратимся к эпохе, когда стала бурно развиваться европейская астрономия. Сохранилось большое количество сведений о наблюдениях двух очень ярких звезд, вспыхнувших в 1572 и 1604 гг. Первую интенсивно наблюдал Тихо Браге. Она привлекла к себе внимание значительного количества мыслителей и философов того времени, так как наглядно опровергала схоластические представления о «вечности и неизменности» небесных светил.

Свои наблюдения Тихо опубликовал в трактате «De Stella Nova», изданном в 1573 г. и, в более подробном изложении, включающем дискуссию всех наблюдений, проводившихся другими астрономами, в трактате «Progymnasmata», изданном в 1602 г. Анализ этих наблюдений на уровне современной астрономии был выполнен в 1943 г. Бааде [58].

Новая звезда, вспыхнувшая в созвездии Кассиопеи, впервые наблюдалась утром 6 ноября 1572 г. (юлианский стиль) астрономом Шулером в Виттенберге (Германия). В последующие дни она наблюдалась многочисленными астрономами Европы. Сам Тихо открыл ее вечером 11 ноября. В отличие от других наблюдателей, этот великий астроном систематически делал оценки яркости новой звезды. Приводим один из текстов Тихо: «Вначале новая превосходила своим блеском все неподвижные звезды, включая Сириус и Вегу. Она была даже ярче Юпитера, который восходил после заката Солнца, так что по блеску она приближалась к Венере, когда эта планета достигает максимальной яркости... Она приблизительно сохраняла свою яркость в течение почти всего ноября. В ясный день она была видна многими наблюдателями при полном дневном свете даже в полдень... Ночью она часто светила сквозь облака, закрывавшие другие звезды. Однако новая не сохраняла свою необыкновенную яркость все время после появления. Она медленно слабела, пока не исчезла окончательно. Последовательные этапы убывания ее яркости выглядят

следующим образом. Как уже упоминалось, в ноябре 1572 г. новая была так же ярка, как Венера. В декабре она была почти равна Юпитеру. В январе 1573 г. она была немного слабее Юпитера, но превосходила по своему блеску все звезды первой величины. В феврале и марте она по яркости сравнялась с последними. В апреле и мае она была сравнима со звездами второй величины. В июле и августе она достигла третьей величины и была близка по яркости к самой яркой звезде в Кассиопее... В конце 1573 г.

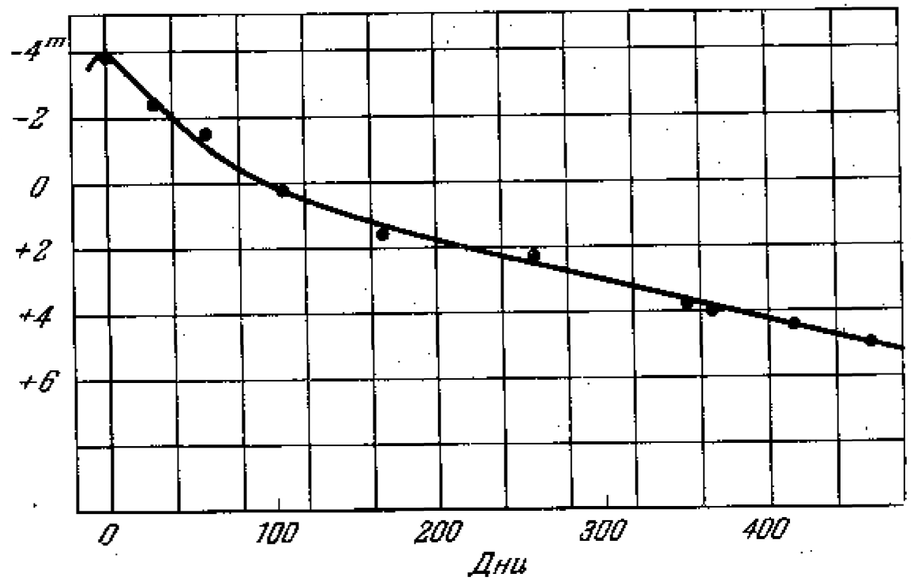


Рис. 18. Кривая блеска сверхновой 1572 г. (В Кассиопеи) [58].

и в январе 1574 г. она едва ли превосходила по своему блеску 5-ю величину. В феврале она достигла 6-й величины. В заключение в марте она стала настолько слабой, что ее нельзя было больше наблюдать».

Как видим, одного этого описания достаточно, чтобы построить приближенную кривую блеска новой 1572 г. Тщательный анализ позволил Бааде сделать вывод, что в максимуме, который был достигнут в середине ноября 1572 г., видимая величина этой звезды была равна $-4^m,0 \pm 0,3$ [58]. Из оценок яркости ее после максимума, которые делались разными наблюдателями, можно было найти соответствующие звездные величины для разных дат наблюдений. Эти данные приведены в табл. 3. На рис. 18 приведена построенная на основании этих данных кривая блеска новой 1572 г., получившей название В Кассиопеи. Эта кривая подобна кривой блеска сверхновой I типа (ср. рис. 5).

Наблюдения XVI в. дают также ценные сведения о цвете этой звезды и его изменениях с течением времени. Все наблюдатели

подчеркивали, что вблизи максимума блеска эта звезда имела такой же цвет, как Венера или Юпитер.

По мере того как яркость звезды слабела, через 1—2 месяца после максимума цвет ее становился все более красным, подобным

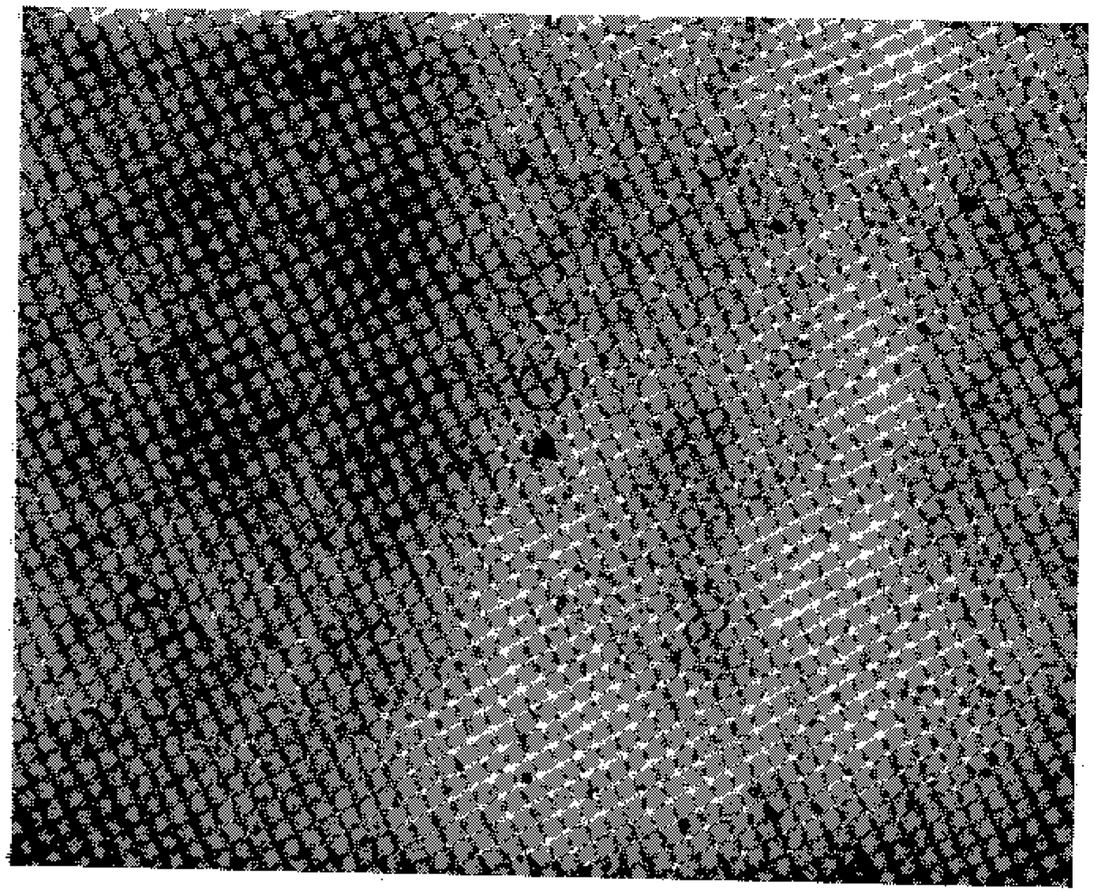


Рис. 19. Фотография области неба, где вспыхнула сверхновая 1572 г. [58].

цвету Марса и Альдебарана, после чего звезда опять стала беловатого цвета, похожего на цвет Сатурна. Такие изменения цвета являются типичными для сверхновых I типа.

Проведя тщательный анализ оригинальных наблюдений, Боме [59] нашел, что координаты В Кассиопеи таковы: $\alpha = 0^h22^m4^s,6$, $\delta = +63°52'30''$ (1950, 0). Точность определения координат звезд у Тихо Браге была достаточно велика — около $0',5$, На рис. 19 приведена фотография области неба, в которой вспыхнула сверхновая 1572 г. Место вспышки очерчено кружком.

Таким образом, с полной достоверностью можно утверждать, что в 1572—1574 гг. наблюдалась сверхновая, вспыхнувшая

ТАБЛИЦА 3

Звездные величины В Кассиопеи (1572 г.)

Даты (юлианские)	Описание яркости	m_v	Фаза (дни)
1572 XI.15	Почти так же, как Венера	—4,0	
XII.15	Приблизительно так же, как Юпитер	—2,4	30
1573 I.15	Несколько слабее Юпитера, но ярче звезд 1-й величины	—1,4	61
III.2	Равна ярким звездам 1-й величины	+0,3	107
V.1	Равна звездам 2-й величины	+1,6	167
VIII.1	Равна α, β, γ, δ Кассиопеи	+2,5	259
XI.1	Равна звездам 4-й величины	+4,0	351
XI.15	Равна κ Кассиопеи	+4,2	365
1574 I.1	Несколько ярче звезд 5-й величины	+4,7	412
II.15	Равна звездам 6-й величины	+5,3	457
III.15	Невидима	—	485

в нашей звездной системе. В 1952 г. на этом месте был обнаружен довольно мощный источник радиоизлучения — по-видимому, неотъемлемая принадлежность всех остатков вспышек сверхновых. О характеристиках остатка вспышки сверхновой 1572 г. речь будет идти в § 15.

В начале октября 1604 г. на юго-западном небосклоне в созвездии Змееносца неподалеку от Марса и Юпитера вспыхнула яркая звезда. Хотя ее положение на небе для европейских наблюдателей было довольно неблагоприятно, она была сразу же обнаружена. Дело в том, что многие астрономы того времени ожидали соединения упомянутых выше планет (которое должно было произойти 9 октября 1604 г.) и систематически их наблюдали. Новая звезда достигла максимума своего блеска, когда она стала несколько ярче Юпитера, в середине октября, после чего оставалась столь же яркой, как Юпитер, пока не исчезла в лучах Солнца в ноябре. После этого она появилась на востоке в начале января следующего, 1605 г. К тому времени ее блеск уже ослабел и стал примерно таким же, как у Антареса. В течение следующих месяцев ее яркость продолжала убывать. Когда спустя год после вспышки ее стал наблюдать Кеплер, она уже была 5-й величины.

В XIX и XX вв. ряд авторов [59—61] на основе анализа старых наблюдений XVII в. определял координаты этой звезды. Согласно Боме, эти координаты: $\alpha = 17^h27^m38^s,5$; $\delta = -21°26'38''$ (1950,0). Вероятная ошибка в координатах $\pm 1'$.

В 1943 г. Бааде выполнил анализ старинных глазомерных оценок яркости этой звезды и построил для нее кривую блеска [62]. Впервые новая 1604 г. наблюдалась в Италии вечером 9 октября.

Так как тогдашние астрономы тщательно следили за этой частью неба по указанным выше причинам, заведомо можно утверждать, что еще 8 октября ее яркость была незначительной, во всяком случае она была слабее 3-й величины. Между тем уже вечером 9 октября ее яркость была примерно такая же, как у Марса.

На рис. 20 приведена полученная Бааде кривая блеска Новой Змееносца 1604 г. Точками обозначены оценки яркости, сделанные

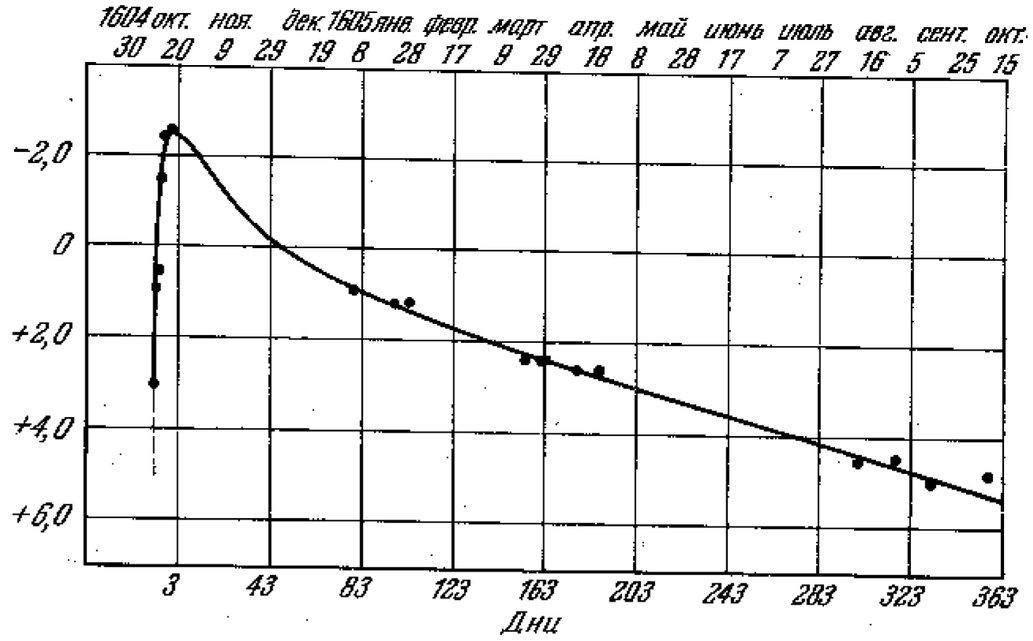


Рис. 20. Кривая блеска сверхновой 1604 г. [62].

разными наблюдателями и приведенные в единую систему Бааде. Сплошная кривая дает нормированную к новой 1604 г. кривую блеска сверхновой I типа, вспыхнувшей в 1937 г. в IC 4182. Этот график не оставляет сомнений, что новая 1604 г.— сверхновая I типа. Как уже подчеркивалось в § 1, кривые блеска различных сверхновых I типа спустя 80—100 дней после максимума весьма подобны, хотя в области максимума наблюдаются некоторые различия. Сверхновая 1604 г., в частности, примечательна очень быстрым подъемом блеска: за одни сутки ее светимость увеличилась по крайней мере в 10 раз.

Эта сверхновая наблюдалась также в Китае. В списке удивительных небесных явлений, наблюдавшихся в эпоху династии Мин, имеется такая запись: «В 32 году этой эпохи, в девятую луну, в день Йи-Чау [10 октября 1604 г.] была видна звезда в созвездии Вей. Она была похожа на круглый мяч. Ее цвет был желто-красный. Она была видна на юго-западе в течение всей десятой луны [27 октября — 26 ноября 1604 г.], после чего перестала быть видимой. В 12-ю луну, в день Синь-ю [3 февраля 1605 г.] она опять появилась на юго-востоке в созвездии Вей. В следующем году, во вторую луну [24 марта — 23 апреля 1605 г.] она постепенно угасала. В восьмую луну, в день Тин Мау [7 октября 1605 г.] она исчезла» (перевод Вильямса [36]). Созвездие Вей простирается от $\alpha = 16^h40^m$ до $\alpha = 18^h$ и от $\delta = -20^\circ$ до созвездия Попугая. Таким образом, «звезда-гостья» вспыхнула вблизи северной границы этого созвездия. Удивительное совпадение всех обстоятельств наблюдений сверхновой 1604 г. в Китае и Европе, в которой к тому времени астрономическая наука была уже на большой высоте, является превосходным свидетельством достоверности астрономических сведений, содержащихся в старинных китайских хрониках.

Так же как и в случае сверхновой 1572 г., на месте вспышки сверхновой 1604 г. спустя три с половиной столетия был обнаружен довольно мощный источник радиоизлучения (см. § 15).

Следующая вспышка сверхновой в нашей Галактике произошла в созвездии Кассиопеи около 1700 г., однако это явление по причинам, которые будут изложены в § 5, никто на Земле не наблюдал. На этом месте находится самый мощный (после Солнца) из всех источников радиоизлучения, наблюдаемых на метровых волнах. Подробно об этом исключительно интересном объекте речь будет идти в § 5. Вспышку η Киля в 1843 г. Цвикки считает сверхновой звездой. Мы не можем согласиться с его мнением, так как на этом месте нет достаточно мощного источника нетеплового радиоизлучения. Остается пожалеть, что в наше время, когда астрономия располагает исключительно мощными средствами исследования, сверхновые звезды в Галактике пока не вспыхивали.

§ 4. Эффект «пращи»

Из анализа существующих наблюдательных данных следует, что сверхновые II типа — сравнительно молодые объекты с достаточно большой массой. В частности, у так называемых «сверхновых III типа», имеющих экстремальные характеристики сверхновых II типа, массы выброшенных оболочек превосходят 100 $M_\odot$ (см. § 2). Можно сделать вывод, что до вспышки сверхновые типа II, находясь на главной последовательности или будучи в стадии «кельвиновского» гравитационного сжатия, обладали массами, существенно превосходящими массу Солнца. Но такими звездами могут быть только объекты ранних спектральных классов — O и B.

Имеются и другие аргументы в пользу утверждения, что именно звезды ранних спектральных классов (вообще говоря, не обязательно все) вспыхивают как сверхновые II типа. Более подробно

об этом будет идти речь в § 7. Далее, из анализа функции светимости вновь образующихся звезд (см., например, [63]) и из сравнения ее с частотой вспышек сверхновых II типа следует, что существенная часть массивных горячих звезд, спектральные классы которых более ранние, чем B5, кончает свое существование вспышкой сверхновой II типа.

Все эти аргументы позволили автору этой книги в 1960 г. высказать гипотезу, что до вспышки сверхновые II типа — молодые массивные горячие звезды, спектральные классы которых более ранние, чем B5 [64]. Поскольку такие звезды образуются из межзвездной среды группами, получившими название «ассоциаций», естественно было предположить, что сверхновые II типа, как правило, вспыхивают в ассоциациях. Некоторые последствия таких вспышек, как было указано в [64], можно наблюдать и в настоящее время. В [64] отмечалось, что большая часть молодых массивных звезд образует кратные системы. Поэтому при взрыве одного из компонент такой системы (очевидно, более массивного, который быстрее проходит свой эволюционный путь), оставшаяся звезда может под влиянием этой катастрофы изменить свои характеристики. В [64], в частности, обращалось внимание на то, что в области радиоизлучающих туманностей — остатков взрывов сверхновых II типа — могут находиться звезды спектральных классов O — B5, являющиеся компонентами кратных систем, в которых произошел взрыв.

Существенное развитие эти представления получили в работе Блааy, имеющей весьма важное значение для всей проблемы вспышек сверхновых II типа [65]. На этой работе мы остановимся сейчас более подробно. Из звездной астрономии хорошо известно, что дисперсия пространственных скоростей звезд, определяющая их пространственное распределение, зависит от физических характеристик данной группы звезд (спектр, светимость). Наименьшей дисперсией скоростей обладают массивные звезды ранних спектральных классов. Для них $\Delta v \sim 10$ *км/сек*. Это непосредственно связано с их исключительно «плоским» пространственным распределением. Однако уже давно известно, что некоторая часть таких звезд имеет аномально высокие пространственные скорости, в отдельных случаях превышающие 100 *км/сек*. Блааy тщательно исследовал эти «быстрые» звезды ранних спектральных классов. Прежде всего выяснилось, что их никак нельзя представить в виде «хвоста» некоторого распределения дисперсии скоростей. Как в случае гауссова распределения дисперсий скоростей, так и при распределении типа $\exp\left(-\frac{|v|}{\eta}\right)$ ($|v|$ — модуль пространственной скорости, $\eta = \text{const}$) число быстрых звезд оказывается чрезмерно большим.

Среди O — B-звезд с аномально высокими скоростями выделяется группа так называемых «убегающих» звезд. Это звезды, для которых вектор пространственной скорости проходит через некоторые из известных O-ассоциаций. Обычно они находятся на значительных расстояниях от соответствующих ассоциаций, как правило, превышающих 100 *пс*. Зная величину пространственной скорости «убегающих» звезд, можно прийти к естественному выводу, что эти звезды несколько миллионов лет назад «вырвались» из тех или иных ассоциаций и «убегают» от них со скоростями, часто превышающими 100 *км/сек*. На рис. 21 приведена схема, показывающая расположение звезд AE Возничего и μ Голубя по отношению к известной O-ассоциации в Орионе. Следует обратить внимание на то, что обе звезды и «породившая» их ассоциация находятся в достаточно удаленных друг от друга областях звездного неба. Вполне возможно, что существенная часть быстро движущихся звезд ранних спектральных классов — это «бегуны» из тех или иных ассоциаций. Для ряда таких звезд это утверждение можно высказать со всей определенностью, в то время как для других пока отсутствуют соответствующие наблюдательные данные.

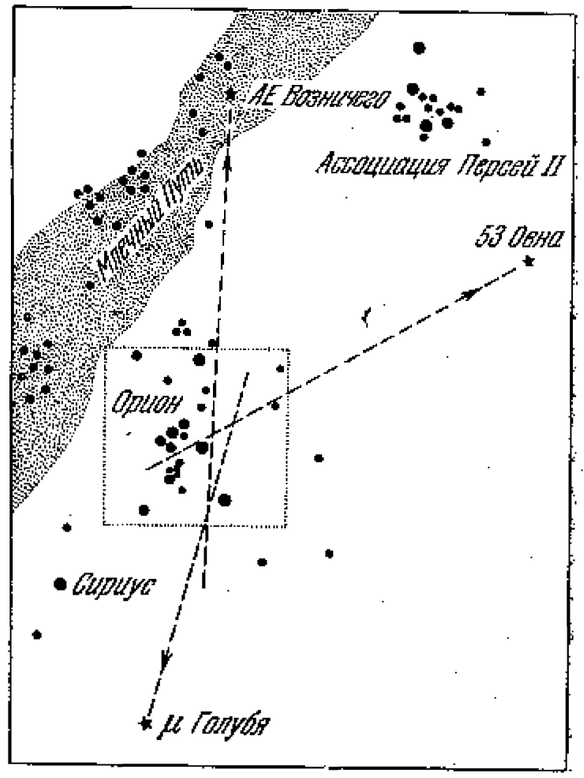


Рис. 21. Схема, поясняющая явление «убегающих звезд».

Блааy обратил внимание на две весьма примечательные особенности быстро движущихся звезд ранних спектральных классов. Во-первых, среди этих звезд практически отсутствуют двойные (и вообще кратные) системы. Между тем, как уже указывалось в начале этого параграфа, среди O — B-звезд двойственность — весьма распространенное явление. Так, например, согласно имеющимся данным, как это убедительно показал Блааy, свыше 75% звезд классов B0 — B5 входят в состав кратных систем. Еще более высок процент звезд спектрального класса O, входящих в состав кратных систем. Что касается быстро движу-

щихся звезд ранних спектральных классов, то ни одна из них не является компонентом визуально двойной системы. Можно также сделать вывод, что по крайней мере 80% таких звезд не входят в состав спектрально двойных систем, компоненты которых достаточно близки друг к другу. Весьма вероятно, что этот процент значительно выше. Только трудности наблюдений таких удаленных объектов не позволяют с большей категоричностью сделать вывод, что практически все быстро движущиеся звезды ранних спектральных классов суть «одиночки». Но и существующих наблюдательных данных вполне достаточно, чтобы сделать вывод о том, что относительное количество компонент кратных систем среди быстро движущихся O — B-звезд по крайней мере в пять раз меньше, чем среди «обычных» звезд тех же классов.

Во-вторых, среди быстро движущихся O — B-звезд относительное количество более массивных O-звезд по крайней мере в 10 раз больше, чем среди «нормальных» O — B-звезд. Другими словами, по какой-то причине относительно чаще «убегают» (обычно из O-ассоциации) более массивные звезды класса O.

В табл. 4 на стр. 65 содержатся основные характеристики некоторых «быстрых» звезд. Во втором столбце приведены соответствующие номера каталога Генри Драпера, в пятом — название ассоциаций, откуда «вылетают» соответствующие звезды, в шестом —«кинематический возраст», получаемый делением расстояния от звезды до соответствующей ассоциации на скорость движения (по отношению к ассоциации), в седьмом и восьмом — абсолютные визуальные и болометрические величины, в девятом — массы звезд, полученных из теоретического соотношения между массой и светимостью, в десятом и одиннадцатом — галактические координаты в старой системе, в двенадцатом — расстояния до звезд. Табл. 4 нельзя рассматривать как полную, так как наблюдательные данные, особенно для южного неба, пока еще недостаточны.

Вопрос о природе «убегающих» из O-ассоциаций звезд обсуждался в литературе неоднократно. В частности, Оорт и Спитцер в 1954—1955 гг. приписывали столь высокие скорости таких звезд условиям их образования из первичной газово-пылевой среды [66, 67]. Для объяснения привлекался предложенный Оортом так называемый «реактивный» эффект. Сущность этого эффекта сводится к следующему. Предположим, что на краю газо-пылевого облака образовалась звезда класса O. Ее ультрафиолетовое излучение будет ионизовать межзвездный газ в этом облаке вплоть до некоторого расстояния, меньше, чем размеры облака. Давление газа в образовавшейся зоне H II приведет к тому, что газ начнет вытекать из облака со стороны, противоположной границе областей H II и H I (т. е. в сравнительно разре-

ТАБЛИЦА 4

Наименование звезды	H. D.	Sp	v, км/сек	Ассоциация	t, 10^6 лет	M_v	Масса, $M_\odot$	l^I	b^I	r, пс
μ Цефея	210 839	O6	64	I Цефей	?	−5,9	87	71°5	+2°,5	780
ξ Персея	24 912	O7	50	II Персей	1,6	−5,0	50	128,3	−12,0	430
	157 857	O7	50		?	(−5,5)	(67)	340,7	+11,8	2400
	152 408	O7—8	110	I Скорпион	?	−7,2	160?	311,8	+0,3	2000
68 Лебедя	203 064	O8	49	I Цефей	5,2	−5,3	60	55,4	−4,4	880
α Жирафа	30 614	O9	59	NGC 1502 (?)	2,0	(−6,4)	(90)	111,4	+14,9	1000
AE Возничего	34 078	O9	106	I Орион	2,7	−3,8	24	139,8	−0,9	440
ζ Змееносца	149 757	O9	39	II Скорпион	1,1	−4,3	32	334,1	+22,1	170
μ Голубя	38 666	B0	123	I Орион	2,2	−3,6	21	204,5	−25,9	570
	151 397	B0	180	I Скорпион	?	−3,2	17	312,1	+2,0	2300
	149 363	B0	115	?	?	(−4,9)	(38)	337,7	+25,2	2600
53 Овна	19 374	B2	59	I Орион	4,9	−2,3	10	131,3	−33,0	360
	97 991	B2	156	?	?	(−2,5)	(12)	231,7	+52,4	760
	197 419	B2	23	I Ящерица	10	−2,8	14	44,4	−5,0	540
72 Голубя	41 534	B3	191	I Скорпион	14	−1,5	(8)	205,7	−22,2	260
	214 930	B3	73	?	?	(−1,5)	(8)	56,8	−30,7	440
	216 534	B3	82	?	?	(−1,5)	(8)	72,1	−8,8	830
	4 142	B5	74	?	?	(−0,7)	(5)	89,8	−14,7	170
	201 910	B5	58	I Ящерица	2,7	1,5	8	52,5	−5,4	480

женную газовую среду между облаками). По закону сохранения количества движения на границе зон H II и H I возникнет сила, направленная в сторону зоны H I. Под влиянием этой силы неионизованная часть облака начнет ускоряться и в конце концов приобретет довольно значительную скорость. Одновременно в ней может происходить конденсация части газа в звезду, которая, таким образом, будет двигаться от первоначально образовавшейся звезды со значительной скоростью.

Следует, однако, указать, что этот на первый взгляд довольно изящный «реактивный» механизм образования быстро движущихся звезд ранних спектральных классов является ошибочным. Нарисованная выше картина соответствовала бы действительности, если бы граница зон H II и H I была бы «твердой». Но так как первоначальное облако — это сжимающийся газ, то в действительности на границе зон H II и H I возникнет ударная волна, которая будет распространяться в зоне H I с постоянной скоростью порядка нескольких *км/сек*. Именно такие явления и наблюдаются в диффузных туманностях, окружающих горячие звезды. Таким образом, в реальных условиях межзвездной среды никакого «реактивного эффекта» ожидать не приходится, следовательно, так объяснить происхождение быстро движущихся звезд ранних спектральных классов нельзя.

Для объяснения происхождения быстро движущихся звезд ранних спектральных классов Блаау [65] выдвигает очень изящную гипотезу, в общих чертах сформулированную за несколько лет до этого Цвикки [25]. Допустим, что на более ранней стадии своего развития «быстрая» O — B-звезда была менее массивным компонентом двойной системы. В некоторый момент времени главный компонент этой системы взорвался как сверхновая II типа, причем в процессе взрыва существенная часть его массы (свыше 50%) была выброшена. Принимается, что расстояние между компонентами порядка нескольких десятков астрономических единиц — величина, наиболее часто встречающаяся для двойных систем, а линейные размеры компонентов по крайней мере на порядок меньше расстояния между ними. Обозначим массу главного компонента, выраженную в единицах массы Солнца, через M_1, менее массивного — M_2, радиус орбиты вторичного компонента вокруг центра тяжести системы, выраженный в астрономических единицах, через a_2. Тогда скорость орбитального движения второго компонента по отношению к центру тяжести системы будет

$$v = 30\,\frac{M_1}{M_1+M_2}\left(\frac{M_1}{a_2}\right)^{1/2}\ км/сек. \qquad (4.1)$$

Например, если $M_1 \sim 200M_\odot$, $a_2 \sim 20$ а.е., то $v \sim 100$ *км/сек*. При «разрушении» главного компонента вещество, выброшенное

за пределы орбиты радиуса a_2, уже не будет оказывать гравитационного воздействия на компонент M_2. Поэтому если процесс выбрасывания вещества при взрыве произошел достаточно быстро, компонент M_2, на движение которого оставшаяся часть массы уже не оказывает прежнего гравитационного воздействия, начнет двигаться практически прямолинейно по касательной к своей орбите в той ее (малой) части, где он находился во время взрыва. Это интересное явление мы с полным основанием можем назвать «эффектом пращи». Рассмотрим эту задачу более подробно.

Будем считать, что орбиты первоначального кеплеровского движения круговые. Предположим, далее, что компонент M_1 выбрасывает массу изотропно в виде концентрических оболочек, причем потеря массы за единицу времени постоянна вплоть до некоторого момента времени, после чего она прекращается. Будем считать, что скорость выбрасывания материи из компонента M_1 значительно превышает скорость орбитального движения M_1 вокруг M_2. В нашем случае скорость орбитального движения порядка 10^2 *км/сек*, в то время как скорость выброса газов при вспышке сверхновой II типа порядка 10^3 *км/сек* (см. § 2), так что это условие всегда выполняется.

До тех пор, пока выбрасываемые из M_1 оболочки находятся внутри орбиты M_2, они оказывают на нее такое же гравитационное воздействие, как если бы они находились в центре M_1. После того как изотропно расширяющаяся оболочка выйдет за пределы орбиты M_2, она уже никакого гравитационного воздействия на M_2 оказывать не будет. Таким образом, задача эквивалентна анализу кеплеровского движения в случае непрерывного уменьшения массы одного из компонентов. Аналогичная задача уже давно рассматривалась в небесной механике, однако принималось, что потеря массы компонентом M_1 происходит достаточно медленно [68, 69]. В нашем случае, однако, потеря массы происходит быстро, что требует другого рассмотрения задачи. Численно для ряда начальных условий она была решена Берсмой [70], работавшим в контакте с Блаау.

Рассмотрим сначала более простой случай мгновенного выброса компонентом M_1 существенной части своей массы. Скорость движения компонента M_2 по отношению к компоненту M_1 будет

$$v_{отн}^2 = 30^2\,(M_1+M_2)\left(\frac{2}{R}-\frac{1}{a}\right)\ км/сек, \qquad (4.2)$$

где R — расстояние между M_1 и M_2, a — большая полуось орбиты, которая по мере уменьшения массы M_1 растет, причем, вообще говоря, движение может перейти от эллиптического к гиперболическому. Величина a определяется известным из небесной

механики соотношением

$$\left.\begin{aligned} a &= -\frac{M_1+M_2}{2E}; \qquad E = T+\Omega; \\ E_0 &= T_0+\Omega_0; \qquad \Omega_0 = -\frac{M_1^0+M_2^0}{R_0}, \end{aligned}\right\} \tag{4.3}$$

где E, T, Ω — полная, кинетическая и потенциальная энергии M_2 относительно M_1. До взрыва, когда орбита была круговой и $a = R_0$,

$$v^2_{\text{отн},\,0} = 30^2\,\frac{M_1+M_2}{R_0}. \tag{4.4}$$

После взрыва масса компонента M_1 станет qM_1. Первоначальная кинетическая энергия M_2 будет меняться непрерывно, между тем как потенциальная энергия изменится скачком (если выбрасывание газа из M_1 произошло мгновенно) и станет равной

$$\Omega = -\frac{qM_1+M_2}{R_0}. \tag{4.5}$$

Поэтому сразу же после взрыва M_1 полная энергия M_2 по отношению к M_1 станет равной

$$E = T_0+\Omega_0+\frac{(1-q)\,M}{R_0} = \frac{M_1(1-q)-M_2}{2R_0}. \tag{4.6}$$

Если E станет больше нуля, движение будет гиперболическим. Очевидно, это произойдет при выполнении условия:

$$q < \frac{M_1-M_2}{2M_1}. \tag{4.7}$$

Из (4.7) видно, что при $M_1 > M_2$ движение является гиперболическим, так как $q < 0{,}5$. При $M_2 > M_1$ относительная орбита всегда остается эллиптической.

Представляет также интерес случай, когда после взрыва движение сохраняет свой эллиптический характер. Центр тяжести системы после взрыва движется по отношению к центру тяжести до взрыва со скоростью:

$$v_q = \frac{M_1M_2(1-q)}{(M_1+M_2)\,(qM_1+M_2)}\,v_{\text{отн},\,0}. \tag{4.8}$$

Например, если $\frac{M_1}{M_2} = 10$, а $q = 0{,}6$, то $vq = 0{,}052v_{\text{отн},\,0}$. В случае большой потери массы, когда движение M_2 переходит в гиперболическое, отношение скоростей M_2 на бесконечности к первоначальной относительной скорости на круговой орбите будет

$$\frac{v^2_{\text{отн},\,\infty}}{v^2_{\text{отн},\,0}} = \frac{qM_1+M_2}{M_1+M_2}\,\frac{R}{a} = \frac{M_1(1-2q)-M_2}{M_1+M_2}. \tag{4.9}$$

Например, при $q = 0{,}3$ и $\frac{M_2}{M_1} = 0{,}2$ $v_{\text{отн},\,\infty} = 0{,}4$ $v_{\text{отн},\,0}$. Однако нам нужна скорость M_2 после взрыва не по отношению к M_1, а по отношению к первоначальному центру тяжести, который был неподвижен в системе газового облака, где образовались звезды. Для этого нужно к $v_{\text{отн},\,\infty}$ векторно прибавить скорость M_1 по отношению к старому центру тяжести. Анализ, которого мы здесь приводить не будем, показывает, что в большинстве представляющих интерес случаев эта поправка несущественна, т. е. $v_{\text{отн},\,\infty}$ близко к скорости движения по отношению к старому центру тяжести.

Таким образом, из (4.9) следует, что при достаточно большой потере массы при мгновенном взрыве M_1 компонент M_2 будет двигаться по гиперболической орбите, причем скорость движения будет составлять существенную часть первоначальной относительной орбитальной скорости. Однако, как указывалось выше, при этих расчетах было сделано упрощающее предположение, что потеря массы при взрыве компонента M_1 происходит мгновенно. Учет конечной длительности процесса выбрасывания материи при взрыве M_1 был выполнен в [70]. Ниже приведены некоторые результаты численного интегрирования уравнений движений в виде таблиц, дающих характеристики орбиты M_2 после взрыва в зависимости от параметров: а) отношения первоначальных масс $\frac{M_2}{M_1}$; б) величины q; в) характеристики скорости выбрасывания вещества из M_1 — длительности процесса выбрасывания газа τ_c, выраженной в единицах периода обращения, по истечении которой $M_1 \to 0$.

Для случая, когда движение после взрыва оставалось эллиптическим, вычислялась скорость центра тяжести двойной системы S_q по отношению к старому центру тяжести, причем S_q выражалась в единицах скорости орбитального движения M_2 по отношению к старому центру тяжести S_2^0. Кроме того, для этого случая вычислялась большая полуось новой орбиты, выраженная через радиус первоначальной круговой орбиты.

Когда после взрыва движение M_2 становилось гиперболическим, вычислялась скорость его движения на бесконечности S_2, выраженная в тех же единицах, что и S_q. Вычислялся также угол Ψ между направлениями движения M_2 и M_1 на бесконечности (оба движения — по отношению к старому центру тяжести). Оказалось, что скорость движения M_1 на бесконечности S_1 не зависит от q и τ_c, а определяется только $\frac{M_2}{M_1}$, а именно $S_1 = \frac{M_2}{M_1}\,S_2^0$.

В приведенных ниже таблицах данные сверху от жирной черты соответствуют эллиптическому движению, а снизу — гиперболическому.

ТАБЛИЦА 5

$\frac{M_2}{M_1} = 0{,}05$

q	$\tau_c = 0$	0,2	0,5	1,0	2,0
0,6	0,034 2,60	0,031 2,57	0,029 2,43	0,025 2,14	0,015 1,78
0,5	0,045 11,00	0,045 9,56	0,042 6,12	0,034 3,50	0,019 2,23
0,4	0,400 83°	0,379 82°	0,285 80°	0,046 15,62	0,026 3,15
0,3	0,608 85°	0,584 85°	0,490 84°	0,360 80°	0,037 6,72
0,2	0,762 86°	0,730 86°	0,621 85°	0,440 83°	0,179 74°
0,1	0,889 87°	0,847 87°	0,718 86°	0,534 85°	0,327 81°
0,0	1,000 87°	0,947 87°	0,797 86°	0,606 85°	0,416 83°

$\frac{M_2}{M_1} = 0{,}2$

q	$\tau_c = 0$	0,2	0,5	1,0	2,0
0,6	0,100 2,00	0,099 1,99	0,094 1,92	0,080 1,78	0,047 1,59
0,5	0,143 3,50	0,141 3,39	0,130 2,97	0,105 2,36	0,055 1,85
0,4	0,200 0°	0,196 44,58	0,176 0,98	0,135 3,69	0,067 2,25

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛ. 5

q	$\tau_c = 0$	0,2	0,5	1,0	2,0
0,3	0,529 68°	0,501 66°	0,383 59°	0,178 11,33	0,090 3,01
0,2	0,721 74°	0,687 73°	0,564 69°	0,336 54°	0,131 5,25
0,1	0,872 77°	0,828 76°	0,689 73°	0,475 65°	0,213 20°
0,0	1,000 78°	0,944 78°	0,786 75°	0,571 70°	0,364 57°

$\frac{M_2}{M_1} = 0{,}8$

q	$\tau_c = 0$	0,2	0,5	1,0	2,0
0,6	0,229 1,40	0,226 1,40	0,214 1,39	0,180 1,35	0,093 1,30
0,5	0,308 1,63	0,303 1,62	0,279 1,58	0,218 1,50	0,087 1,40
0,4	0,400 2,00	0,391 1,97	0,350 1,86	0,254 1,67	0,083 1,52
0,3	0,509 2,75	0,493 2,64	0,423 2,29	0,292 1,89	0,096 1,66
0,2	0,640 5,00	0,615 4,40	0,518 3,10	0,336 2,19	0,130 1,85
0,1	0,800 0°	0,761 21,09	0,624 5,10	0,391 2,63	0,183 2,11
0,0	1,000 37°	0,942 32°	0,753 19,76	0,462 3,37	0,253 2,50

ТАБЛИЦА 6

S_2, км/сек	M_2	qM_1	a	τ	qM_1	a	τ	qM_1	a	τ
		$M_1 = 83\,M_\odot$			$M_1 = 250\,M_\odot$			$M_1 = 1000\,M_\odot$		
150	50	25	—	—	75	2,39	0,027	300	14,2	0,30
		17	0,75	0,00	50	4,40	0,098	200	22,0	0,64
		8	1,40	0,027	25	6,43	0,206	100	30,2	1,22
		0	2,08	0,057	0	8,50	0,342	0	38,1	1,86
	10	25	0,96	0,016	60	2,83	0,060	300	15,7	0,36
		17	1,62	0,043	40	4,40	0,138	200	23,5	0,82
		8	2,29	0,085	20	6,04	0,243	100	31,4	1,37
		0	2,96	0,130	0	7,62	0,371	0	39,6	2,01
50	50	25	—	—	75	22	0,72	300	128	8,1
		17	6,8	0,00	50	40	2,64	200	198	18,6
		8	12,6	0,72	25	58	5,54	100	272	32,9
		0	18,8	1,54	0	76	9,25	0	343	50,2
	10	25	8,7	0,43	60	26	1,61	300	141	9,9
		17	14,6	1,17	40	40	3,72	200	211	22,2
		8	20,7	2,30	20	54	6,57	100	282	37,1
		0	26,7	3,52	0	69	10,00	0	356	54,2

первоначальной массой сгустка. Согласно [71]

$$t_c = 10^8 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \frac{R_\odot}{R} \frac{L_\odot}{L} \text{ лет.} \qquad (4.10)$$

Величина радиуса R и светимости L звезд, которые «только что» достигли главной последовательности, были вычислены теоретически в [72] и [73] для различных моделей. Так, например, при $M_1 = 250M_\odot$ величина $t_c = 5 \cdot 10^4$ лет, в то время как для $M_1 = 10M_\odot$ значение $t_c = 3{,}2 \cdot 10^5$ лет. Допустим, вместе с Блаау, что главный компонент M_1 взорвался, когда его радиус примерно в 10 раз превосходил «равновесный» радиус звезды такой массы на главной последовательности. Это означает, что от начала образования звезды до ее взрыва прошло очень мало времени — всего лишь несколько тысяч лет. За это время, если компонент M_2 имел сравнительно небольшую первоначальную массу, например $10M_\odot$, он сжался немного, следовательно, его средняя плотность была невелика, во всяком случае, ниже, чем у взорвавшейся звезды. В таком случае выброшенная оболочка взорвавшейся звезды M_1 буквально «разметет» еще недостаточно сформировавшуюся звезду

M_2, по существу, еще облако газа. Наоборот, если у компонента M_2 первоначальная масса была большой, например, 50 $M_\odot$, то сжиматься она будет довольно быстро, и к моменту взрыва ее средняя плотность уже будет достаточно велика, чтобы звезда могла «выжить» во время взрыва M_1.

Эта остроумная гипотеза, конечно, не может претендовать на исчерпывающее объяснение ряда основных наблюдательных характеристик быстро движущихся О — В-звезд. Необходимо более подробно проанализировать, в каких условиях окажется менее массивный компонент M_2 во время взрыва M_1. Это пока еще не сделано. То, что здесь могут встретиться новые значительные трудности, можно продемонстрировать на следующем простом примере. Пусть $M_2 = 50M_\odot$, $M_1 = 250M_\odot$, $a = 30$ а.е. Во время взрыва M_1 радиус M_2 мог быть 1 а.е. или даже больше, так как процесс сжатия еще не продвинулся далеко вперед. Будем, как и ранее, считать, что выброс вещества во время взрыва имеет сферическую симметрию. Тогда $\sim 10^{-4}$ выброшенной массы непосредственно ударит в M_2. Если скорость выброса $v \sim 7 \cdot 10^8$ *см/сек*, то кинетическая энергия газа, «ударившего» в компонент M_2, составит $T = 2{,}5 \cdot 10^{-2} M_\odot v^2 \sim 10^{49}$ *эрг*. Можно ожидать, что по фотосферным и подфотосферным слоям M_2 пойдет сильная ударная волна, на фронте которой температура будет исключительно высокой, порядка многих сотен миллионов градусов. При такой высокой температуре начнутся термоядерные реакции. Во всяком случае условия в наружных и даже сравнительно глубоких слоях M_2 претерпят существенные изменения; в частности, может измениться химический состав. Поэтому на первый взгляд кажется странным, что спустя несколько миллионов лет после катастрофы компонент M_2 не несет на себе явных следов «ожога». Впрочем, может быть, различия в химическом составе между быстро движущимися и «нормальными» О — В-звездами имеются; этот вопрос, насколько нам известно, пока серьезно не исследовался. Нужно, конечно, иметь в виду, что процессы конвекции могли существенно сгладить следы «ожога».

Хотя выдвинутая Блаау гипотеза о наличии причинной связи между вспышками сверхновых II типа и быстро движущимися звездами ранних спектральных классов, по нашему мнению, правильна, конкретный механизм, рассматривавшийся в этой гипотезе, по-видимому, не является единственно возможным. В самом деле, существенным элементом этого механизма является предположение о сферически-симметричном выбрасывании материи из взорвавшейся звезды. Тем самым задача была сведена к анализу кеплеровского движения в системе, где масса одного из компонентов достаточно быстро убывает. В действительности, однако, трудно себе представить идеально сферически-симметричный выброс вещества. В случае взрывных явлений меньшего масштаба — вспышек обычных новых — выбрасывание вещества заведомо не является сферически-симметричным. Выброшенные оболочки имеют богатую структуру, образуя экваториальные кольца, «полярные шапки» и т. п., что естественно объясняется влиянием магнитных полей (см., например, [74]). Не подлежит сомнению, что в случае сверхновых выбрасывание вещества не носит сферически-симметричного характера. В пользу этого вывода говорит также нерегулярная структура радиотуманности Кассиопеи-А (см. § 6). В этом случае туманность еще «не успела» достаточно сильно затормозиться межзвездной средой, поэтому наблюдаемую нерегулярность ее структуры нельзя объяснить условиями движения в неоднородной межзвездной среде.

Если выброс вещества произойдет асимметрично, его влияние на движение компонента M_2 будет совсем не таким, как в описанном выше идеализированном случае сферически-симметричного выброса.

Упрощенная задача о несимметричном выбросе вещества компонентом M_1 выглядит следующим образом. В некоторый момент времени часть $1 - q$ компонента M_1 мгновенно приобретает скорость $v_1 \sim 5000$ *км/сек*, в то время как оставшаяся часть qM_1 приобретает противоположно направленную скорость $\frac{1-q}{q} v_1$. Даже если $1 - q$ мало (например, $1 - q = 0{,}1$ или даже меньше), скорость оставшейся основной части звезды будет значительно превышать параболическую. Следовательно, двойная система распадется. Вполне возможно, что строгий математический анализ этой задачи (с учетом конечного времени выбрасывания вещества из M_1) приведет к значительно менее жестким условиям для «вылета» компонента M_2 со скоростью ~ 100 *км/сек*, поскольку вывод о том, что масса взорвавшегося компонента M_1 должна быть больше $100—250M_\odot$, несомненно, все же является трудностью для гипотезы Блаау.

ГЛАВА II

ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ II ТИПА

§ 5. Оптические характеристики туманностей — остатков вспышек сверхновых II типа

Уже много десятилетий известна замечательная система тонковолокнистых туманностей NGC 6960 и NGC 6992-5 в созвездии Лебедя (рис. 22). Толщина отдельных волокон у этих туманностей, как правило, определяется разрешающей способностью телескопов, т. е. имеет порядок 1—2″, между тем как отдельные волокна тянутся на десятки дуговых минут. Важной особенностью этой системы туманностей является отсутствие в ее окрестностях горячей звезды, которая могла бы возбуждать свечение межзвездного газа в волокнах. Поэтому еще в 1946 г. Оорт высказал мысль, что эта система туманностей есть остатки оболочки сверхновой звезды, вспыхнувшей сравнительно близко от Солнца несколько десятков тысяч лет назад [75]. Согласно гипотезе Оорта расширяющаяся оболочка сжимает межзвездную среду, в которой она движется. Выделяющаяся при таком сжатии энергия обусловливает свечение туманности. В пользу этой гипотезы говорит наблюдаемое расширение всей системы волокон со скоростью от 65 *км/сек* на внутренней границе системы туманностей (диаметр около 80′) до 115 *км/сек* на внешней границе (диаметр 170′). Столь высокие скорости движения газовых масс явно указывают на пекулярный характер объекта и делают возможным и эффективную ионизацию и возбуждение атомов и ионов в волокнах путем столкновений. Подробнее об этом речь будет идти ниже.

Известно несколько туманностей, по своим основным характеристикам похожих на систему упомянутых туманностей в Лебеде. Для всех этих объектов характерна тонковолокнистая структура и отсутствие в их окрестностях горячих возбуждающих звезд. Некоторые из этих объектов были обнаружены Г. А. Шайном и В. Ф. Газе в процессе выполнения их обширной программы исследования газовых туманностей [76—78]. На рис. 23 приведена фотография системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Водолея, получивших название S 147. Ажурная ее структура напоминает фотографии треков частиц в камере Вильсона с маг-



Рис. 22. Фотография системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя [78].



Рис. 23. Фотография системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Водолея [78].

нитным полем. Угловые размеры всей системы туманностей S 147 очень велики — порядка 5°. Из других объектов этого типа укажем на S 22, IC 443, NGC 6888.

Важнейшая характеристика таких, как правило, достаточно слабых туманностей — их радиоизлучение. Любая масса ионизованного газа является источником теплового радиоизлучения с характерным спектром, причем спектральная плотность потока этого радиоизлучения пропорциональна потоку оптического излучения в линиях бальмеровской серии (при рекомбинационном возбуждении последних). Однако ожидаемое тепловое радиоизлучение от упомянутых туманностей значительно меньше наблюдаемого. Кроме того, спектр его (в тех случаях, когда он известен) отличается от спектра источников теплового радиоизлучения (например, диффузных и планетарных туманностей). Следовательно, тонковолокнистые туманности являются источниками нетеплового радиоизлучения. Именно это свойство позволяет уверенно выделить их из группы газовых туманностей, которые в отдельных случаях также имеют волокнистую структуру. Более подробно вопрос о нетепловом радиоизлучении волокнистых туманностей будет рассматриваться в § 6.

Наличие нетеплового радиоизлучения, обусловленного релятивистскими электронами, движущимися в магнитных полях («синхротронного» излучения), есть характернейшая особенность остатков вспышек сверхновых как I, так и II типов. Поэтому вполне обоснованно можно утверждать, что тонковолокнистые туманности должны быть остатками вспышек сверхновых звезд. По своим основным характеристикам (пространственному распределению, массе выброшенной оболочки и ее первоначальной скорости) эти объекты должны быть остатками вспышек сверхновых II типа. Следует подчеркнуть, что соответствующие вспышки сверхновых произошли довольно давно — порядка нескольких десятков тысяч лет назад, как это будет показано в § 7.

Из этой группы объектов резко выделяется весьма слабая в оптических лучах туманность в созвездии Кассиопеи, отождествляемая с самым сильным источником радиоизлучения на всем небе — Кассиопеей-А. Проанализируем более подробно основные результаты оптических наблюдений этого объекта (результаты радиоастрономических наблюдений будут рассматриваться в § 6).

Довольно долго после открытия Райлом и Смитом в 1948 г. этого сильнейшего на небе источника радиоизлучения его не удавалось отождествить с каким-либо оптическим объектом. Только в конце 1951 г., после того как Смит [79] существенно уточнил его координаты, на 5-метровом телескопе обсерватории Маунт Паломар Бааде и Минковский получили фотографии слабой туманности, надежно отождествленной с источником

радиоизлучения [80]. Туманность эта оказалась во многих отношениях уникальной. На рис. 24 приведена фотография области вокруг Кассиопеи-А, снятая на пластинках, чувствительных к синим лучам. Виден только один эмиссионный объект протяженностью в 2′,8, находящийся на угловом расстоянии около 2′ от «центра тяжести» источника радиоизлучения (тогда еще не было известно, что Кассиопея-А — протяженный источник размером около 5′). Совершенно другая картина наблюдается на фотографии, полученной на пластинке, чувствительной к красным лучам λ 6400—6700 (рис. 25). На этой фотографии, кроме детали, наблюдаемой на «синей» пластинке, видно большое количество (свыше 200) очень маленьких (длиной менее 30″) волокон и звездообразных эмиссионных объектов. Некоторые из них очень ярки, другие едва различимы. Все эти «клочья» туманности расположены в пределах окружности диаметром 6′,3. Координаты центра этой окружности: $\alpha = 23^h21^m11^s,38$, $\delta = 58°31'52'',9$ (1950,0), в то время как координаты центра тяжести источника радиоизлучения Кассиопея-А, отнесенные к той же эпохе, равны $\alpha = 23^h21^m12,^s0 \pm 1^s$, $\delta = 58°32',1 \pm 0',7$ [79]. Кроме того, как выяснилось позже, угловые размеры источника Кассиопея-А очень близки к размерам области, по которой разбросаны «клочья». Все это не оставляет никаких сомнений в правильности отождествления.

В центре области, занимаемой «клочьями» туманности, находится слабая звезда 18,9 фотографической величины. Вряд ли, однако, можно считать, что эта звезда (так же как и другие слабые звезды, находящиеся в этой области) может быть источником возбуждения туманности. Против такой возможности говорит спектр туманности, к описанию которого мы сейчас перейдем.

Бааде и Минковский получили спектры большого количества филаментов туманности с помощью дифракционного небулярного спектрографа, установленного на 5-метровом телескопе. Наблюдались два типа существенно отличающихся друг от друга спектров. Первый тип спектров дает сравнительно небольшие конденсации с резко очерченными краями, видимые только на фотографии, снятой на «красной» пластинке. Число таких конденсаций сравнительно невелико — около 20. На рис. 26 приведен спектр одной из наиболее ярких конденсаций. На этом спектре хорошо видна эмиссионная линия H_α и расположенные по обе стороны от нее две запрещенные линии ионизованного азота λ 6548 и λ 6584. Относительные интенсивности линий λ 6548, H_α и λ 6584 1,5 : 1 : 4,5. Кроме того, на спектрограмме видна слабая эмиссионная запрещенная линия нейтрального кислорода λ 6300, блендирующаяся с соответствующей линией спектра ночного неба. Лучевые скорости у спектров этого типа сравнительно невелики (порядка нескольких десятков *км/сек*) и, как правило,

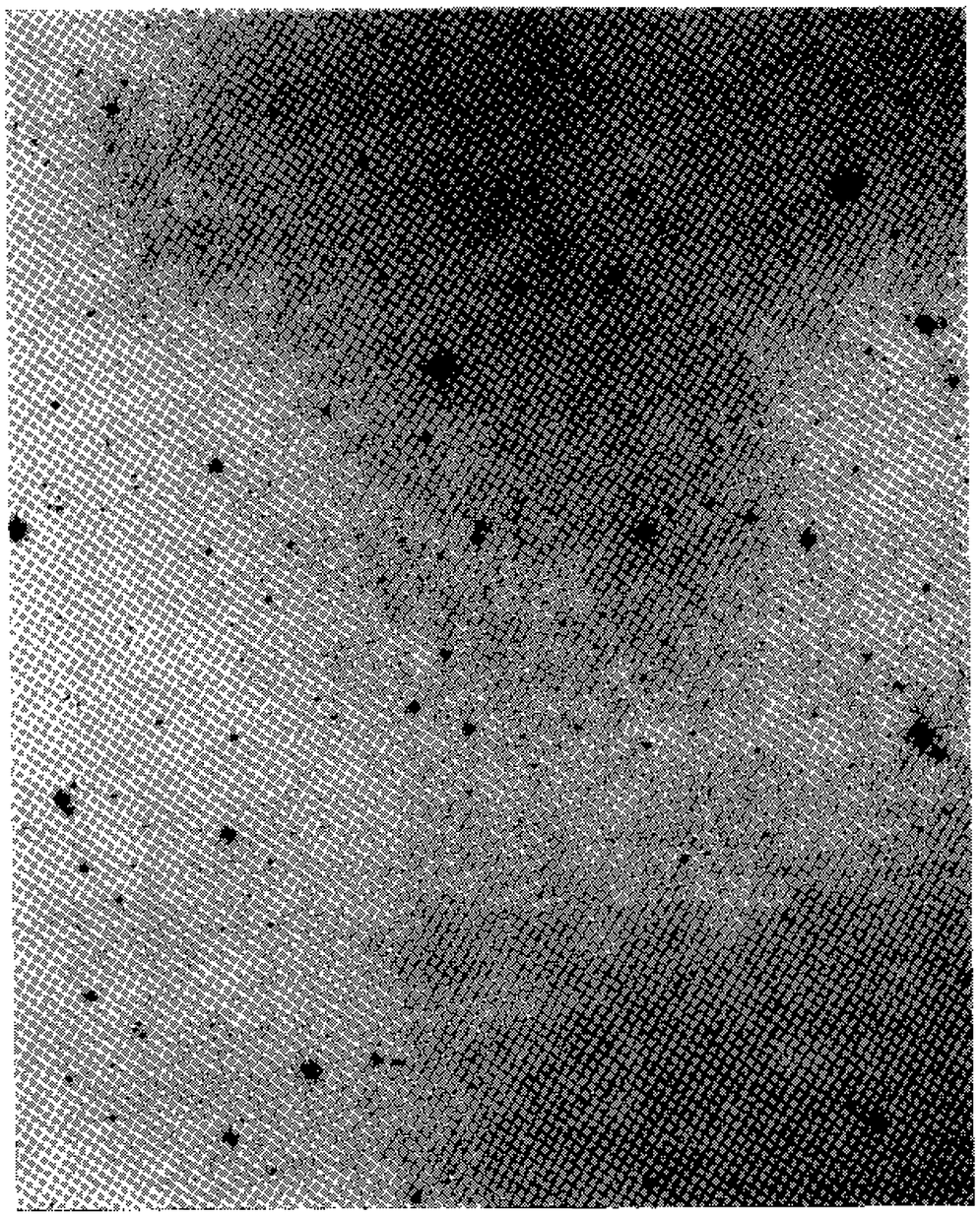


Рис. 24. Фотография туманности Кассиопея-А в синих лучах [81].

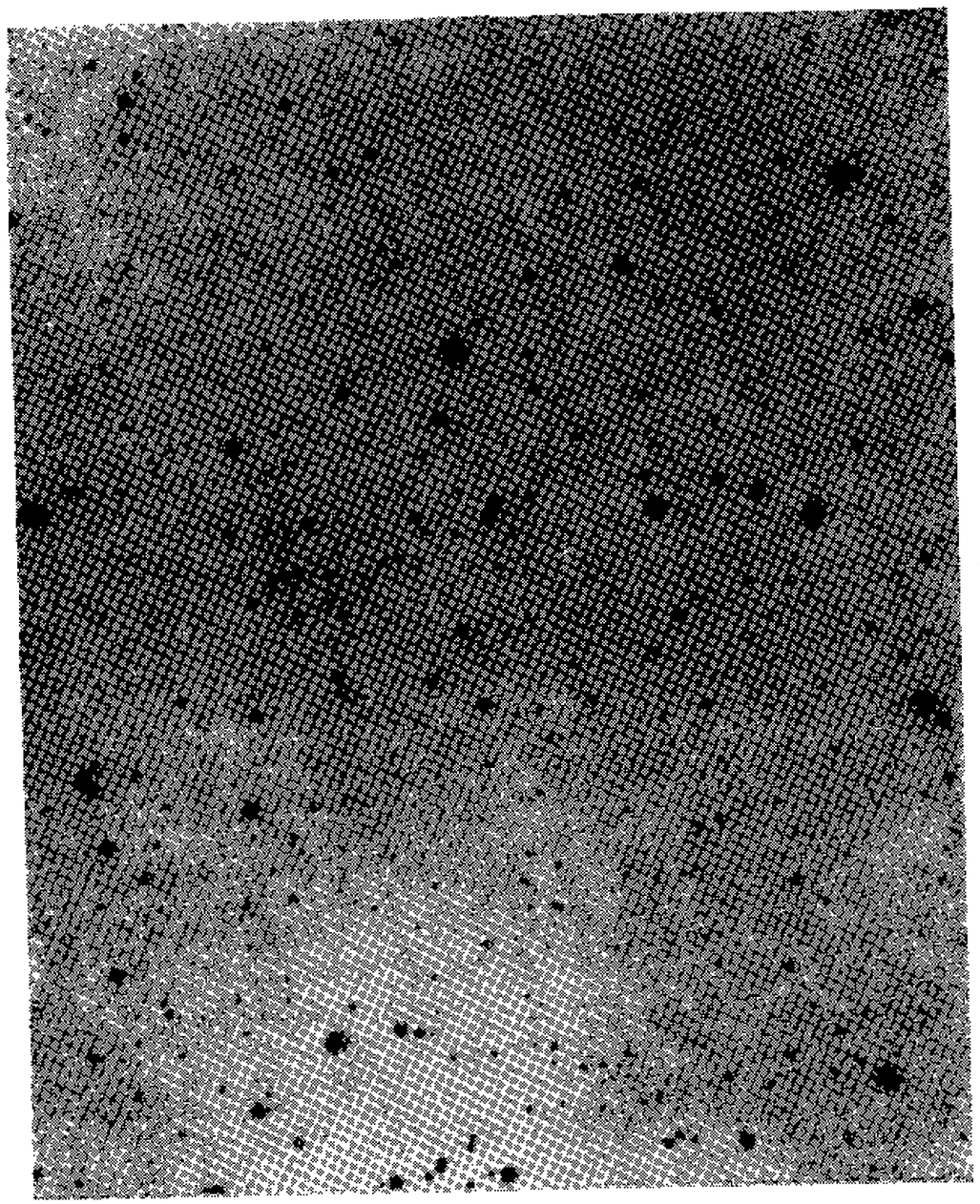


Рис. 25. Фотография туманности Кассиопея-А в красных лучах [81].

отрицательны. Ширины линий соответствуют разбросу скоростей излучающих атомов около 400 *км/сек*.

Совершенно иной вид имеет спектр гораздо большего числа (около 200) конденсаций и филаментов. Конденсации этого типа имеют на фотографии значительно более «диффузный» вид

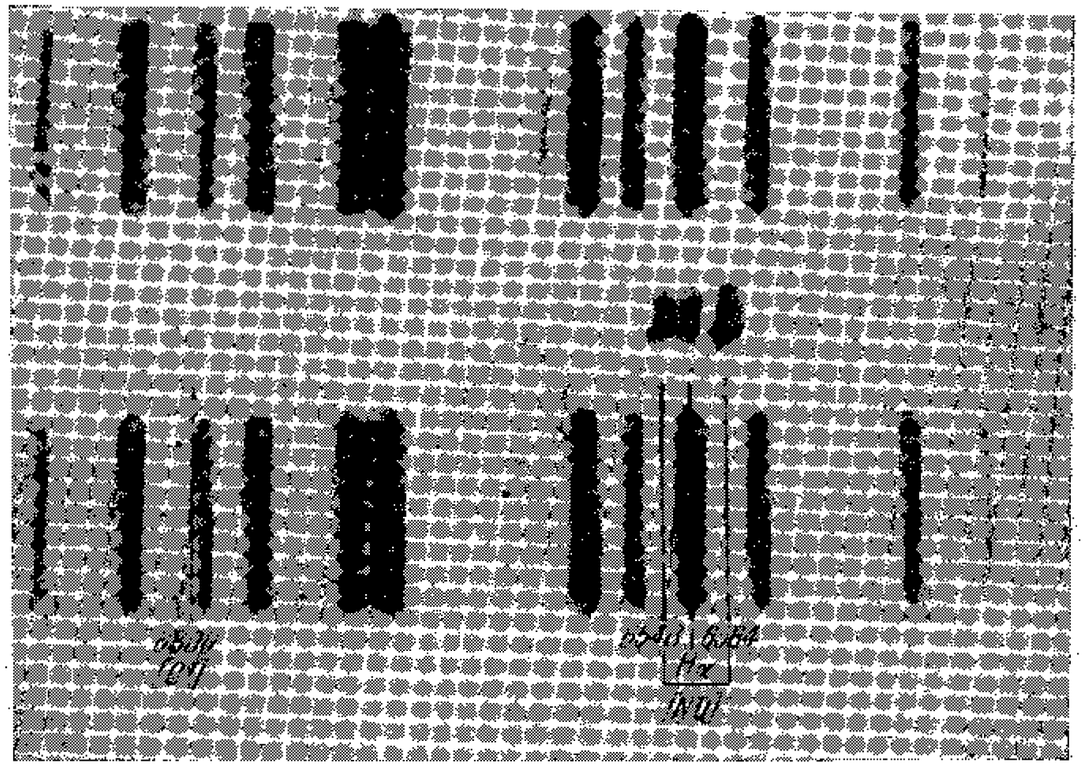


Рис. 26. Спектр «стационарной» конденсации туманности Кассиопея-А [81].

и заметны как в синих, так и в красных лучах. На рис. 27 приведен спектр одного из наиболее ярких филаментов этого типа. Этот спектр имеет совершенно необычный вид. Наблюдаются только компоненты красной линии [O I] λ 6300 и λ 6364 и известный небулярный дублет [O III] (λ 4959 и λ 5007). Замечательным является полное отсутствие H_α и, что особенно важно для дальнейшей дискуссии, запрещенной линии ионизованного кислорода λ 3727. Заметим, что эта линия отсутствует также на спектре конденсаций первого типа. Во многих планетарных туманностях интенсивность линий [O III] значительно превосходит интенсивность линии H_α. Однако в данном случае необычным является аномально большое значение интенсивности линий [O I] и H_α. Обычно линии [O I] в туманностях очень слабы. Еще более необычны

ширина, структура и смещение линий в конденсациях второго типа. Каждая линия состоит из одной сильной компоненты и трех более слабых. На самом деле наблюдается одна очень широкая полоса с четырьмя максимумами интенсивности. Лучевые скорости в этой полосе меняются от -1000 до $+3000$ *км/сек*. Спектры других конденсаций этого типа дают еще бо́льшие смещения длин

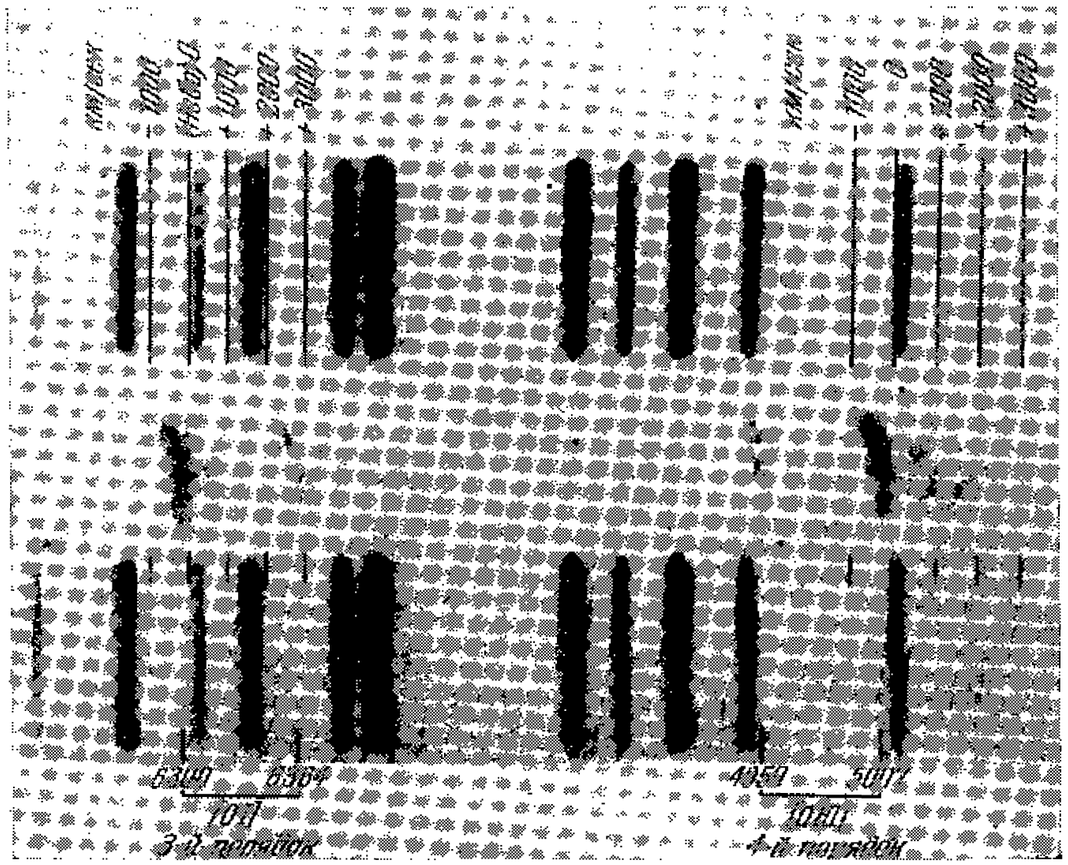


Рис. 27. Спектр «диффузной» конденсации туманности Кассиопея-А [81].

волн спектральных линий. Хотя общая структура полос у линий [O I] и [O III] совпадает, она заметно различается в деталях.

Сравнение фотографий туманности, полученных в 1951 и 1953 гг., показало, что диффузные филаменты второго типа имеют заметное собственное движение и вариации интенсивности, в то время как «красные» конденсации, дающие спектры первого типа, практически стационарны.

Сразу же после отождествления Кассиопеи-А с пекулярной туманностью мы истолковали ее как остаток вспышки сверхновой

[42]. Минковский решительно с этим не соглашался, считая эту туманность совершенно уникальным объектом [81]. Однако в 1955 г., после тщательного анализа лучевых скоростей и собственных движений большого количества филаментов и конденсаций второго типа, он принял нашу точку зрения на туманность Кассиопея-А [82].

Конечно, спектр и движения в этой туманности уникальны и непохожи как на Крабовидную туманность (остаток взрыва сверхновой I типа), так и на тонковолокнистые туманности, о которых речь шла выше. Последние, однако, представляют собой «старые», сильно затормозившиеся в межзвездной среде остатки вспышек сверхновых II типа, между тем как туманность Кассиопея-А — очень молодой объект (см. ниже). Таким образом, оказалось, что Кассиопея-А и волокнистые туманности — это объекты одной природы, находящиеся на разных этапах своей эволюции. Так как сверхновые II типа вспыхивают не так уж часто, а возраст Кассиопеи-А, как это будет показано ниже, ~ 270 лет, т. е. порядка среднего интервала времени между вспышками сверхновых, то, конечно, такой объект в нашей звездной системе должен быть уникальным, поскольку на ранних стадиях эволюции характеристики остатков вспышек эволюционируют очень быстро (см. § 7).

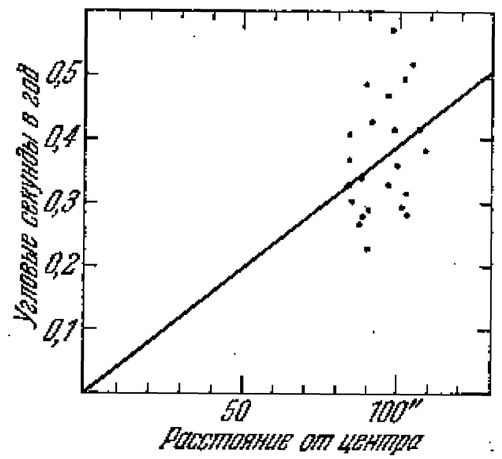


Рис. 28. Зависимость собственных движений конденсаций Кассиопеи-А от расстояния до центра туманности [83].

Вывод о быстром расширении системы конденсаций второго типа в туманности Кассиопея-А следует как из анализа их собственных движений, так и из лучевых скоростей. На рис. 28 приведена зависимость собственных движений от расстояния до центра системы конденсаций, полученная в 1958 г. Минковским [83]. Хотя разброс точек велик, факт расширения системы конденсаций устанавливается достаточно надежно. Среднее расширение ξ определяется из соотношения $\xi = \frac{S}{r}$, где S — собственное движение конденсации, выраженное в угловых секундах за год, r — угловое расстояние конденсации от центра системы. Если расширение происходило все время с постоянной скоростью, то оно началось около 1700 ± 14 г. на н. э. Именно в это время

и вспыхнула сверхновая. Возникает интересная проблема: почему ее не наблюдали тогда? Ведь в Европе астрономия во времена Ньютона и Брадлея была на достаточно высоком уровне, а незаходящее созвездие Кассиопеи наблюдается во все времена года. Подробнее об этом речь будет идти ниже.

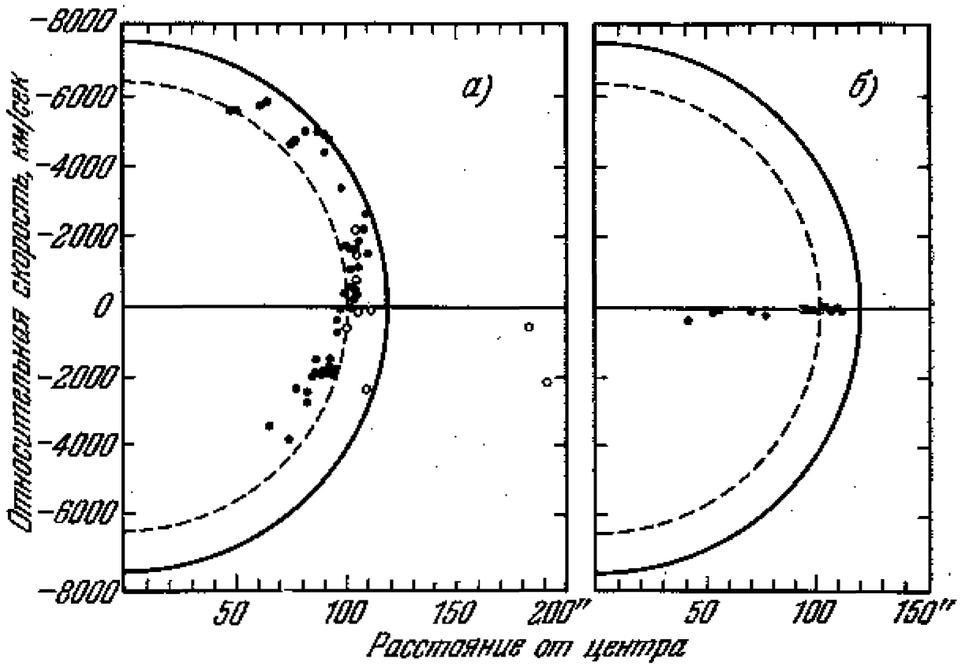


Рис. 29. Зависимость лучевых скоростей конденсаций Кассиопеи-А от расстояния до центра туманности [83].

На рис. 29 показана зависимость лучевых скоростей от расстояния до центра системы конденсаций. Отчетливо видна картина расширения, причем скорости приближения конденсаций заметно меньше скоростей удаления. Задняя (по отношению к наблюдению) часть системы конденсаций удаляется со скоростью 7500 *км/сек*, в то время как передняя приближается со скоростью около 6000 *км/сек*. Толщина расширяющейся системы конденсаций может быть определена по разбросу точек на рис. 29. Она оказывается равной 18″, т. е. примерно в 10 раз меньше радиуса системы.

Зная собственные движения и лучевые скорости конденсаций, легко можно определить расстояние до объекта. Оно оказывается равным 3400 ± 300 *пс*, в превосходном согласии с независимыми радиоастрономическими наблюдениями на волне 21 *см*, о которых речь будет идти в § 6. Диаметр всей системы конденсаций превосходит 4 *пс*. Объект находится на расстоянии около 100 *пс* от галактической плоскости.

Интерпретации спектров конденсаций туманности Кассиопея-А до сих пор, по существу, не было. Выполнение этой важной работы весьма затрудняется тем, что опубликованы далеко не все результаты спектральных наблюдений Минковского. Имеется только весьма отрывочное указание, что наряду с описанными выше линиями в спектрах нестационарных быстро движущихся конденсаций (второго типа) обнаружены линии [O II], [S II], [Ne III] [82]. Можно только догадываться, что обнаружена линия [O III] λ 4363, отношение интенсивности которой к «главным» небулярным линиям [O III] $N_1 + N_2$ позволяет определить электронную температуру излучающей плазмы туманности. В спектрах некоторых конденсаций второго типа линия [S II] λ 6713 является наиболее интенсивной, что, по нашему мнению, указывает на большую роль межзвездного поглощения. В высшей степени важно беглое замечание, что в спектрах конденсаций этого типа нет следов H_α и, что особенно существенно,— линий [N II]. Достойно сожаления, что результаты этих важнейших наблюдений пока еще не стали достоянием науки, хотя прошло уже свыше 10 лет.

Имеются две работы, содержащие попытки интерпретации спектров туманности Кассиопея-А. Первая принадлежит Минковскому и Аллеру [84], вторая — Чемберлену [85]. Эти работы, однако, по нашему мнению, некорректны и не могут дать правильного представления о физических условиях в туманности. Уже одно то обстоятельство, что совершенно не учитывается поглощение света (которое очень велико; см. ниже), делает их неверными. Мы не будем останавливаться здесь на более детальной критике этих работ. Укажем только, что предлагаемая Минковским и Аллером гипотеза об отсутствии ионизационного равновесия в конденсациях второго типа не выдерживает критики. Дело в том, что из почти одинаковой интенсивности линий [O I] и [O III] следует, что концентрации нейтральных и дважды ионизованных атомов кислорода почти одинаковы. Наличие столь большого количества ионов O^{++}, при естественном предположении, что ионизация осуществляется электронным ударом, требует высокой электронной температуры, $T_e \sim 40\,000°$. Но при столь высоком значении T_e непонятно, почему наблюдается большое количество нейтрального кислорода. Поэтому Минковский и Аллер и выдвинули гипотезу об отсутствии ионизационного равновесия. Одновременно они пытаются объяснить малую интенсивность линии λ 3727 влиянием ударов второго рода, что требует электронной концентрации $N_e > 10^4$ *см*$^{-3}$. Но при таком значении N_e время рекомбинации $\tau \approx 1/N_e\sigma_r$ (где $\sigma_r \sim 4 \cdot 10^{13}$ — коэффициент рекомбинации [O III] — см. [86]) составляет примерно $2{,}5 \cdot 10^8$ *сек*, или 8 лет, что значительно меньше возраста туманности. На этот

существенный недостаток работы Минковского — Аллера впервые обратил внимание Чемберлен [85].

Понимая всю трудность задачи, вызванную главным образом отсутствием подробной информации о характере спектров Кассиопеи-А, мы попытаемся, хотя бы самым предварительным образом, истолковать результаты опубликованных наблюдений. Рассмотрим сначала стационарные конденсации первого типа. Из приведенного на рис. 26 спектра следует, что интенсивность линии [O I] λ 6300 значительно меньше интенсивности запрещенных линий азота. Так как согласно [80] суммарная интенсивность последних в шесть раз больше, чем линии H_α, которая по крайней мере в 10 раз сильнее, чем λ 6300, можно утверждать, что интенсивность линии [O I] по крайней мере в 50 раз меньше, чем линии [N II]. Между тем эффективные сечения и потенциалы возбуждения этих линий довольно близки, в то время как обилие кислорода в межзвездной среде в 2—3 раза больше обилия азота. Отсюда естественно следует вывод, что как азот, так и кислород должны находиться преимущественно в однократно ионизованном состоянии. То же самое относится и к водороду. Для N, O и H можно принять, что отношение $n_i/n_0 \sim 10$. Этот вывод подкрепляется также тем обстоятельством, что линий [O III] в спектрах конденсаций этого типа не наблюдается. Следовательно, ионов [O III] сравнительно мало. Если ионизация обусловлена электронным ударом (а это, по-видимому, так), то, как можно показать, $T_e \sim 15\,000°$. При этих оценках мы приняли, что относительное обилие кислорода и азота такое же, как и для межзвездной среды. Законность этого предположения обосновывается тем, что конденсации первого типа, по-видимому, объясняются сжатием межзвездной среды, окружающей сверхновую.

Коль скоро большинство атомов кислорода должно находиться в состоянии [O II], причем его обилие в несколько раз больше обилия азота, возникает основной вопрос: почему у таких конденсаций не наблюдается линия [O II] λ 3727? Гипотеза, по которой в пределах одной конденсации области свечения [O I] и [N II] не совпадают, не может объяснить отсутствия линии λ 3727, ибо там, где атомы азота находятся в однократно ионизованном состоянии, атомы кислорода будут также находиться в той же стадии ионизации. При этом интенсивность линии λ 3727 должна быть в несколько раз больше интенсивности линии [N II]. Между тем на спектрограммах «стационарных» конденсаций линии [O II] нет. Согласно [84] в спектрах «диффузных» конденсаций интенсивность линии λ 3727 по крайней мере в пять раз слабее, чем интенсивность линий [O I] или [O III].

Так как плотность негатива на рис. 26 значительно больше, чем на рис. 27, можно сделать вывод, что если бы интенсивность

λ 3727 была в пять раз меньше, чем H_α, то первая была бы наблюдаемой. Принимая во внимание, что суммарная интенсивность азотных линий в шесть раз больше, чем H_α, а кислорода примерно в три раза больше, чем азота, то можно сделать основной вывод: интенсивность линии λ 3727 по крайней мере в 100 раз меньше ожидаемой.

Нам представляется, что единственное разумное объяснение этого факта — влияние межзвездного поглощения света. Так как межзвездное поглощение $A_\lambda \sim \lambda^{-1}$, то, как можно показать, разница в поглощении между λ 6584 и λ 3727 на пять величин соответствует поглощению в области азотных линий $A_{6584} = 6^m,6$, между тем как поглощение около λ 3727 достигает огромного значения $11^m,6$. Около λ = 5000 Å поглощение будет $A_{5000} = 10^m$. Столь большая величина найденного поглощения в направлении на Кассиопею-А требует небольшого обсуждения.

В своей первой попытке интерпретации спектра Кассиопеи-А Минковский и Аллер отрицали возможность влияния межзвездного поглощения на относительные интенсивности линий этого источника [84]. Однако уже в следующем году Минковский подчеркивал, что поглощение в направлении на эту туманность велико и носит «клочковатый» характер [82]. Полагая, например, что освобожденная от поглощения яркость диффузных конденсаций в центральной части Кассиопеи-А такая же, как на периферии туманности, он оценил величину поглощения в центральной части $A_{ph} \approx 6^m$. Весьма значительное поглощение в этой области следует из анализа счета звезд. Таким «классическим» способом Гринстайн нашел, что поглощение должно быть во всяком случае больше $2^m,5$. Наша оценка $A_{ph} = 10^m$ основана на глазомерных оценках относительных интенсивностей линий и поэтому, конечно, не претендует на большую точность. Вряд ли, однако, после учета всех возможных ошибок такого метода поглощение в фотографической области будет меньше 8^m, а в визуальной меньше — $6^m,5$. Этот вывод следует также и из других соображений. Выше уже обращалось внимание на нетривиальность того обстоятельства, что сверхновая, вспыхнувшая около 1700 г. н. э., никем не наблюдалась. Если абсолютная фотографическая величина этой сверхновой была —17 (см. § 1), а следовательно, визуальная величина была —16,5 (так как спектры сверхновых II типа вблизи максимума имеют весьма «ранний» тип (см. также рис. 6), то при расстоянии 3400 *пс* ее видимая визуальная величина в отсутствие поглощения, должна была быть около — 3,5! Только влиянием сильного межзвездного поглощения можно объяснить тот факт, что эту сверхновую никто не наблюдал. Вряд ли эта вспышка осталась незамеченной, если бы ее визуальная величина была ярче 4. Отсюда непосредственно следует оценка $A_v > 7^m,5$, что

соответствует поглощению у λ 3727 $A_{3727} > 10^m$, в хорошем согласии с нашей оценкой.

Каковы физические условия газа, находящегося в «стационарных» конденсациях? Электронная температура в них была оценена выше; оценим теперь плотность газа. Коль скоро водород в этих конденсациях ионизован, излучение в H_α обусловлено, как можно показать, в основном рекомбинациями (а не столкновениями, как считал Чемберлен [85]). Оценим интенсивность линии H_α на спектрограмме, приведенной на рис. 26. Условно можно принять, что она в 10 раз сильнее λ 6300 (на самом деле это отношение может быть в несколько раз больше). С другой стороны, небулярная линия λ 6300 имеет примерно такую же интенсивность, как и соответствующая линия спектра ночного неба. Для последней примем интенсивность 10^8 фотонов, излученных в единичном столбе за секунду по всем направлениям. Полагая, что поглощение в этой области спектра $A \sim 6^m,5$, найдем, что в единичном столбе, проходящем через конденсацию, излучается $\sim 3 \cdot 10^{11}$ фотонов/*сек*. Примем размеры конденсации $2 \cdot 10^{17}$ *см* (что соответствует угловому диаметру 4″), тогда единица объема излучает за секунду по всем направлениям $\sim 10^{-6}$ фотонов. Отсюда, применяя общеизвестные формулы для рекомбинационного свечения водорода, найдем, что электронная концентрация $N_e \sim 3 \cdot 10^3$ *см*$^{-3}$, что при нормальном химическом составе соответствует средней плотности $\sim 10^{-20}$ *г/см*^{3}. Полная масса конденсации тогда $M \sim 3 \cdot 10^{31}$ *г*. Если таких конденсаций наблюдается около 20, то их суммарная масса будет $\sim 0{,}3\, M_\odot$. Заметим, что масса межзвездного газа, находящегося в сфере радиуса 2 *пс*, $M_{\text{газ}} = 8 \cdot 10^{56}\ \bar{\rho}$. Если $\bar{\rho} \sim 10^{-24}$ *г*, то $M_{\text{газ}} \sim 8 \cdot 10^{32}$ *г*, что очень близко к оцененной выше суммарной массе стационарных конденсаций. В сочетании с тем, что лучевые скорости этих конденсаций в сотню раз меньше, чем у диффузных конденсаций, а химический состав, по-видимому, нормальный, мы, естественно, приходим к представлению, что стационарные конденсации — это межзвездный газ, который был сжат, нагрет и расчленен на отдельные плотные сгустки при его взаимодействии с расширяющейся оболочкой сверхновой. Некоторые теоретические соображения по этому вопросу будут рассматриваться ниже.

Относительная интенсивность линии [N II] и H_α объясняется сравнительно высокой T_e в конденсации и тем, что атомы N находятся преимущественно в состоянии N II. Так как излучение в спектральных линиях происходит за счет внутренней энергии электронного газа, то последний при отсутствии притока энергии должен был охладиться. Излучение единицы объема в линиях должно быть 10^{-5} фотона/*сек*, или $\sim 5 \cdot 10^{-17}$ *эрг/сек*, между тем как

внутренняя энергия единицы объема электронного газа $\varepsilon \sim N_e k T_e \sim 3 \cdot 10^{-8}$ *эрг/см*^{3}, откуда время охлаждения $\tau \sim 20$ лет, т. е. много меньше времени существования конденсации. Следовательно, конденсация должна непрерывно нагреваться некоторым механизмом, возможную природу которого мы рассмотрим в § 8.

Переходим теперь к обсуждению спектра диффузных нестационарных конденсаций. Из спектрограммы, приведенной на рис. 27, видно, что интенсивности линий [O I] и [O III] приблизительно равны, между тем интенсивность линии [O II] λ 3727 согласно [84] по крайней мере в пять раз меньше. Согласно [83] в отдельных конденсациях этого типа линия λ 3727 обнаружена, хотя, по-видимому, является довольно слабой. Учитывая, что дифференциальное поглощение между λ 3727 и λ 5000 может достигать 2^m, а между λ 6300 и λ 3727 — даже $4—5^m$, можно сделать вывод, что освобожденные от поглощения интенсивности линий λ 6300, λ 3727 и λ 4959 относятся приблизительно как 1 : 20 : 5. Разумеется, эта оценка является чрезвычайно грубой. Все же создается впечатление, что большинство атомов кислорода в диффузных конденсациях находится в состоянии [O II].

Плоский максимум в распределении атомов кислорода по состояниям ионизации является характерной особенностью ионизационного равновесия, если ионизация обусловлена электронным ударом. Аналогичная ситуация, как известно, наблюдается в солнечной короне [87]. Согласно развитой в [87] теории наиболее часто встречающаяся стадия ионизации зависит только от T_e, но не от N_e. Если максимум ионизации кислорода находится около O II, причем количество ионов O III всего лишь в несколько раз меньше, то $T_e \sim 40\,000—50\,000°$, т. е. значительно выше, чем в стационарных конденсациях. Столь высокая электронная температура в диффузных конденсациях сразу же приводит к серьезной трудности. Если считать, что в этих конденсациях отношение обилий водорода и кислорода нормальное, т.е. $\sim 1000 : 1$, то по причине чрезвычайной близости потенциалов ионизации этих элементов количество нейтральных атомов водорода было бы в $\sim 10^3$ раз больше, чем кислорода. При $T_e \sim 40\,000°$ весьма часто возбуждался бы электронным ударом третий квантовый уровень водорода. По этой причине интенсивность линии H_α была бы по крайней мере на порядок больше, чем λ 6300, а между тем эта линия в спектрах диффузных конденсаций совершенно отсутствует.

Имеются два пути преодоления этой трудности. Во-первых можно предположить, что в диффузных филаментах относительное обилие элементов резко отличается от среднего. В частности, относительное содержание водорода по крайней мере в 100 раз меньше нормального. Следует сразу же подчеркнуть, что, в отличие

от стационарных конденсаций, представляющих собой вероятнее всего, сжатый межзвездный газ, диффузные конденсации должны отражать химический состав оболочки взорвавшейся звезды, который может сильно отличаться от среднего. Все же можно полагать, что относительное обилие водорода и тяжелых элементов не должно сильно отличаться от нормального, между тем как относительные обилия тяжелых элементов могут иметь те или иные особенности. Заметим, что в спектрах сверхновых II типа после максимума блеска линия водорода принадлежит к числу наиболее мощных (см. § 1).

Трудности с интерпретацией эмиссионных линий [O I] и [O III] можно также преодолеть, если считать, что эти линии излучаются в разных, хотя и близких друг другу местах диффузных конденсаций. В пользу этой гипотезы говорит наблюдаемое различие деталей полос [O I] и [O III] при общем их подобии. Приняв такую «двухкомпонентную» модель конденсации, мы будем считать, что в «горячих» областях с $T_e \sim 30\,000$—$40\,000°$ излучаются линии [O III] и других ионов, а в «холодных»— линии [O I]. Рассмотрим вначале условия в «горячих» участках диффузных филаментов. Все необходимые параметры для расчета интенсивностей запрещенных линий приведены в виде номограмм и таблиц в [88]. Излучение в какой-нибудь небулярной линии может быть представлено в виде

$$I_\lambda = I_{H_\beta} \frac{n_i}{n_p} \Theta(N_e, T_e), \qquad (5.1)$$

где I_{H_β} — интенсивность водородной линии H_β при рекомбинационном механизме возбуждения — выбрана как эталон интенсивности, $I_{H_\beta} = n_p \cdot N_e \cdot 1{,}22 \cdot 10^{-25}$ *эрг/см³ сек*, n_i — концентрация ионов, излучающих интересующую нас линию, n_p — концентрация протонов. Величину $\Theta(N_e, T_e)$ для линии λ 3727, весьма слабо зависящую от N_e, если последняя меньше 10^4 *см*$^{-3}$, можно взять из графика, приведенного в [86] для $T_e = 40\,000°$ и $N_e < 10^4$ *см*$^{-3}$: $\Theta = 10^6$. Полагая $\frac{n_i}{N_e} = \alpha = 10^{-3}$, найдем:

$$\varepsilon_\lambda = N_e^2 \cdot 1{,}22 \cdot 10^{-22} \text{ эрг/см}^3 \text{ сек} = N_e^2 \cdot 2{,}3 \cdot 10^{-11} \text{ фотонов/см}^3 \text{ сек}. \qquad (5.2)$$

Полагая, что после учета влияния межзвездного поглощения света интенсивность линии λ 3727 $I \sim 3 \cdot 10^{11}$ фотонов/*см*$^2 \cdot$*сек*, а длина столба $\sim 3 \cdot 10^{17}$ *см*, найдем $\varepsilon_\lambda \sim 10^{-6}$ фотона/*см*$^3 \cdot$*сек*, откуда, сравнивая с (5.2), получим $N_e \sim 2 \cdot 10^2$ *см*^{3} — величину достаточно малую. При такой величине N_e мера эмиссии туманности ME $= N_e^2 l$ (где $l \sim 0{,}1$ *пс* — толщина волокон филаментов) будет невелика — порядка $4 \cdot 10^3$. Если бы не было поглощения,

то поверхностная яркость в линии H_α была бы примерно такая же, как у обычных диффузных туманностей. Заметим, что самые слабые объекты этого типа имеют поверхностную яркость, соответствующую ME $\sim 10^2$. Поэтому если поглощение в области H_α превосходит четыре величины, то эмиссии в линии H_α туманность не обнаружит. Таким образом, отсутствие линий водорода в спектрах нестационарных конденсаций находит самое естественное объяснение.

То обстоятельство, что линия λ 3727 в некоторых диффузных филаментах видна на пределе, а в стационарных конденсациях она не обнаруживается, объясняется, во-первых, высокой $T_e \sim 40\,000°$, когда величина $\Theta(T_e, N_e)$ в 10 раз больше, чем при $T_e = 15\,000°$. Во-вторых, следует иметь в виду, что поглощение в области туманности носит «клочковатый» характер и в направлениях на отдельные филаменты оно может быть меньше, чем в направлении на центральную часть туманности.

Если отсутствие линии H_α в диффузных конденсациях можно объяснить сравнительно малым N_e и большим поглощением света, отсутствие линии [N II] при наличии, хотя и слабой, линии [O II] объяснить нелегко. По нашему мнению, единственно разумная интерпретация — это предположение об аномально низком содержании азота в этих конденсациях, представляющих собой, вероятнее всего, расширяющуюся часть оболочки, выброшенной во время взрыва. В этой связи заметим, что некоторые звезды ранних спектральных классов имеют аномально низкое содержание азота. Так как есть все основания утверждать, что до вспышки сверхновые II типа — массивные горячие звезды, то отсутствие азота в нестационарных филаментах Кассиопеи-А становится понятным: а именно, до вспышки звезда принадлежала к типу звезд Вольфа — Райе, бедных азотом.

Рассмотрим теперь условия в «холодных» областях диффузных конденсаций, где излучаются линии [O I]. Так как интенсивность этих линий может быть представлена как $N_e n_0 \varphi(T_e)$, а концентрация нейтральных атомов водорода, электронная концентрация и температура неизвестны, то задача весьма неопределенна. T_e должно быть меньше или близко к $10\,000°$, иначе наблюдалась бы линия H_α (при принятом «нормальном» относительном обилии кислорода и водорода!). Если предположить, что ионизация поддерживается электронными столкновениями с атомами водорода, то при $T_e < 10^4$ *град* $\frac{n_p}{n_H} < 3 \cdot 10^{-2}$. Если наблюдаемая интенсивность линии λ 6300 имеет порядок 10^{10} фотонов/*см*$^2 \cdot$*сек*, то при $\Theta = 10^4$ (см. [88]) произведение $n_0 N_0 = 0{,}25$. Если, например, $n_0 = 0{,}2$ (т. е. плотность газа в холодной части диффузной конденсации такая же, как в горячей), то $N_e \sim 1$ *см*$^{-3}$, что

не противоречит приведенной выше оценке ионизации при $T_e \leqslant 10^4$ *град*. Вполне, однако, возможно, что плотность газа в холодных частях диффузных конденсаций значительно больше, а N_e соответственно меньше.

Оценим теперь полную массу филаментов. Для этого надо знать суммарный объем, который они занимают. Если угловые размеры средней диффузной конденсации $\sim 5''$, а их число 200, то легко подсчитать, что полный объем $\sim 2 \cdot 10^{54}$ *см*^{3}, что составляет 1/500 всего объема, занимаемого источником Кассиопея-А. При $N_e = 2 \cdot 10^2$ *см*$^{-3}$ средняя плотность $\sim 5 \cdot 10^{-22}$ *г*, а полная масса $\sim 10^{33}$ *г* или $\sim 1 M_\odot$. Сюда еще следует добавить массу «холодной» части филаментов, где светятся линии [O I]. Эта масса может значительно превосходить массу «горячих» частей филаментов.

Разумеется, наша оценка массы филаментов очень груба по причине неуверенности как в определении суммарного объема филаментов, так и в оценке плотности их «холодных» частей. Все же суммарная масса $\sim 1 M_\odot$ является, скорее всего, заниженной. Более обоснованно можно считать, что эта масса порядка нескольких (может быть, 10) солнечных масс, что находится в хорошем согласии с оценками масс оболочек, выброшенных при вспышках сверхновых II типа.

Кроме Кассиопеи-А, представляющей собой «молодую» туманность, образовавшуюся при вспышке сверхновой II типа, наблюдается еще несколько тонковолокнистых туманностей — сравнительно «старых» остатков вспышек. Остановимся на существующих в литературе интерпретациях их спектров.

Первая серьезная попытка истолковать спектры системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя была выполнена С. Б. Пикельнером в 1954 г. [86]. Им был получен на небулярном спектрографе Крымской астрофизической обсерватории оригинальный наблюдательный материал, по тем временам довольно высокого качества. Следует, однако, заметить, что небулярный спектрограф дает весьма осредненную картину спектра, и отдельные характерные различия в спектрах волокон (существование которых было недавно доказано Паркером [89]) таким методом наблюдать нельзя. Дисперсия была низкой, поэтому, например, линии [N II] и H_α блендировались. Все же основные особенности спектра туманностей видны довольно ясно. Самой яркой линией в спектре является линия [O II] λ 3727, которая значительно сильнее линии [O III]. Заметим, что поглощение света в направлении системы волокнистых туманностей невелико, что, в частности, объясняется их сравнительной близостью. Линии [O III], которые в спектрах планетарных туманностей по причине большой ионизации слабы, здесь усилены. Мы уже видели, что аналогичная

картина спектра наблюдается в «горячих» частях диффузных филаментов Кассиопеи-А. Вообще, спектры волокнистых туманностей характеризуются сравнительно низкой степенью ионизации, обычной для спектров диффузных туманностей, и большой интенсивностью запрещенных линий, свойственной спектрам планетарных туманностей. В следующей главе мы увидим, что спектр такого же характера наблюдается в волокнах Крабовидной туманности.

Можно ли объяснить наблюдаемую относительную интенсивность линий в спектрах волокнистых туманностей стационарным излучением газа с «нормальным» относительным обилием элементов при некоторой температуре T_e? В случае Кассиопеи-А присутствие в спектрах диффузных филаментов линий [O I] и [O III] при отсутствии линии H_α сразу же исключает такую возможность и требует введения «двухкомпонентной» модели диффузных конденсаций. Спектр волокнистых туманностей в Лебеде значительно более «нормален»: линии [O I] там отсутствуют, а бальмеровские линии наблюдаются. Поэтому сразу же отвергнуть возможность стационарного излучения ионизованного газа нельзя. Необходимо тщательное исследование, которое и было выполнено С. Б. Пикельнером. Расчеты велись для достаточно высоких температур, иначе нельзя было бы объяснить присутствие ионов [O III]. Вначале приведем вычисленную в [91] весьма полезную таблицу ионизации различных элементов электронным ударом при разных температурах.

ТАБЛИЦА 7

T_e^0	30 000	40 000	50 000
$\frac{\text{O II}}{\text{O I}}$	50	356	—
$\frac{\text{O III}}{\text{O II}}$	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	0,084	1,1
$\frac{\text{N III}}{\text{N II}}$	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$	0,36	3,1
$\frac{\text{S III}}{\text{S II}}$	0,252	4,1	24,6
$\frac{\text{H II}}{\text{H I}}$	140	560	2300

Зная ионизацию различных элементов и эффективные сечения возбуждения электронным ударом различных линий, можно вычислить относительную интенсивность последних (за единицу принята интенсивность H_β).

В последнем столбце табл. 8 приведены результаты наблюдений. Ясно, что ни при какой T_e стационарное излучение газа не может дать спектр, похожий на наблюдаемый.

ТАБЛИЦА 8

Относительные интенсивности различных линий

T_c^0	30 000	40 000	50 000	Наблюдения
[O I] λ 3727—29	374	570	432	25
[O III] λ 4959—5007	0,3	25	225	4,7
[S II] λ 6711—28	65	22	3,7	2,8
[N II] λ 6582—48	48	50	22	6,2
H_α	4,1	3,9	3,8	

Отсюда можно сделать вывод, что излучающий газ в волокнах находится при различных температурах. Это может быть, в частности, когда волокна представляют собой области межзвездной среды за фронтом ударной волны, которые постепенно остывают. Пикельнер, применительно к этой задаче, впервые развил теорию свечения газа за фронтом ударной волны в условиях межзвездной среды.

Непосредственно за фронтом сильной ударной волны температура газа очень высока. В идеальном одноатомном газе, каким является межзвездная среда, она определяется выражением:

$$\frac{3}{2}kT = \frac{9}{32}m_{\text{H}}v^2, \qquad (5.3)$$

где v — скорость движения фронта относительно невозмущенной среды. Например, при $v \sim 10^7$ *см/сек* (наблюдаемая скорость расширения волокнистых туманностей) $T \sim 230\,000°$. Позади фронта плотность межзвездного газа увеличивается скачком. Если пренебречь потерей внутренней энергии газа на излучение (адиабатический случай), то плотность газа за фронтом увеличится в четыре раза. Если газ охлаждается излучением достаточно быстро, то отклонения от адиабатичности будут велики и плотность среды за фронтом может увеличиться значительно сильнее. Однако расчеты показывают, что в условиях волокнистых туманностей сжатие газа за фронтом с достаточной точностью можно считать адиабатическим.

При прохождении ударной волны высокую температуру приобретают сначала тяжелые частицы (атомы, ионы). По существу, это означает, что направленная скорость волны переходит в беспорядочные, тепловые скорости атомов. В этом заключается

смысл уравнения (5.3). Электроны вначале не повышают свою температуру (если, конечно, скорость волны порядка 10^2 *км/сек*). Постепенно, однако, тяжелые частицы в столкновениях передают энергию электронам. Таким образом, в фиксированном элементе объема за фронтом ударной волны вначале очень высокая ионная температура будет уменьшаться, а электронная — расти. Увеличившие свою температуру электроны будут неупруго сталкиваться с атомами и ионами, ионизуя и возбуждая их. При этом энергия электронов будет теряться. Начиная с некоторого момента, когда приток энергии от тяжелых частиц к электронам уже не сможет компенсировать эти потери, T_e начнет убывать. На рис. 30 приведено изменение с течением времени состояния газа за фронтом для двух значений первоначальных ионных температур. Эти кривые были вычислены в [86] из баланса энергии электронного и ионного газов. Одновременно на этих же графиках приведена зависимость степени ионизации водорода от времени. Расчеты велись в предположении, что первоначальная степень ионизации водорода $x = \frac{n_e}{n_{\text{H}}} = 0{,}01$. Из этих кривых видно, что степень ионизации водорода получается сравнительно небольшой. Характерно развитие процесса во времени. Пока x мало, потери энергии и «тепловой контакт» между тяжелыми частицами и электронами невелики. При этом T_i и T_e изменяются очень мало. С ростом x скорость изменения характеристик растет до тех пор, пока не истощатся ресурсы энергии газа. Таким образом, за фронтом волны температура постепенно убывает. Поэтому излучение волокон (если их трактовать как фронт волны!) соответствует разным температурам газа. Интегрируя излучение от газа за фронтом волны (причем каждый элемент объема будет излучать соответственно своей температуре), можно теоретически получить относительные интенсивности различных спектральных линий, что и было сделано в [86]. В табл. 9 приведены вычисленные таким образом относительные интенсивности основных эмиссионных линий, а также их наблюдаемые значения.

ТАБЛИЦА 9

T_{10}, 10^5 *град*	Одна волна	Две волны			Наблюдения
	8,5	3,8	4,0	4,5	
[S II]	1	2,3	1,9	1,2	2,8
[N II]	1	2,6	2,3	1,3	2,8
[O III]	5	0,84	1,6	7,4	4,7
[O II]	9	11,8	15,1	12,4	25

Видно, что теоретические относительные интенсивности неплохо согласуются с наблюдаемыми.

Однако абсолютное значение интенсивностей спектральных линий в волокнистых туманностях требует концентрации частиц

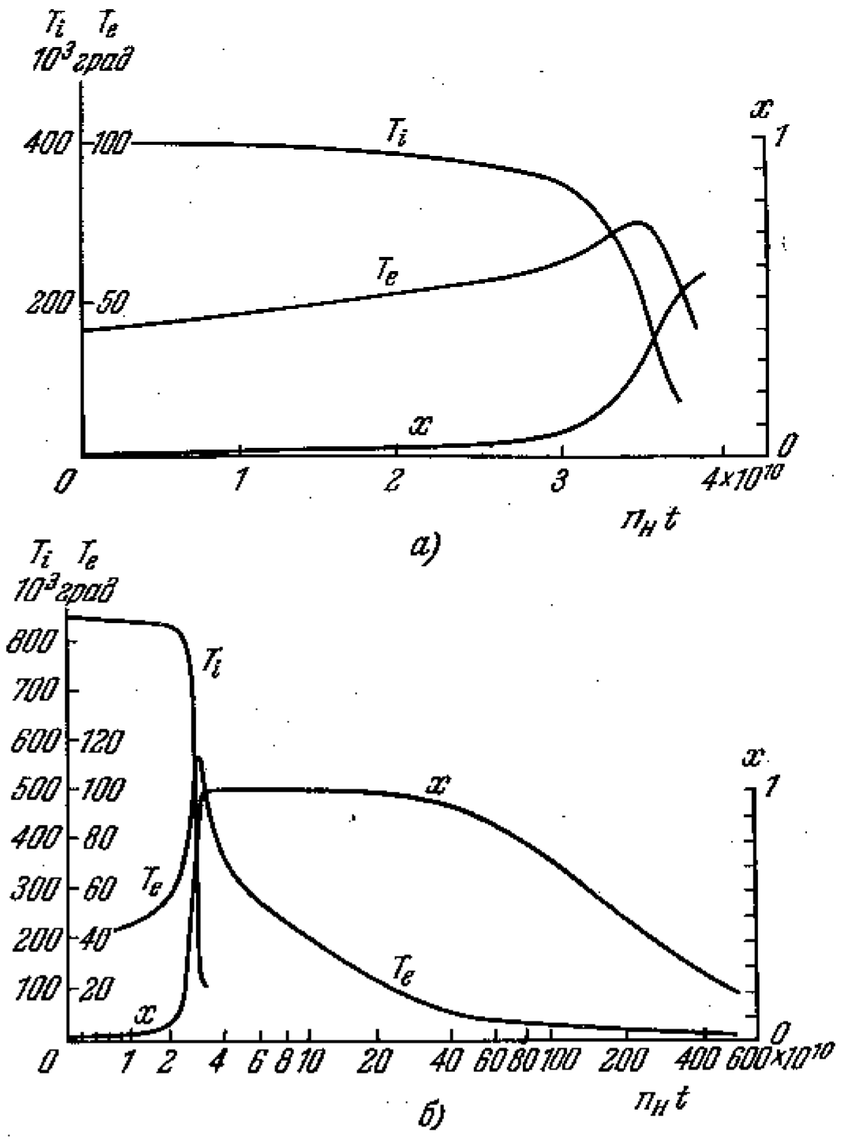


Рис. 30. Изменение состояния газа за фронтом ударной волны с течением времени [86]: *а)* $T_{i0} = 4\cdot10^5$ *град*; *б)* $T_{i0} = 8{,}9\cdot10^5$ *град*.

~ 300 *см*$^{-3}$. Между тем, по причине квазиадиабатичности сжатия межзвездной среды плотность ее может увеличиться только в четыре раза. Чтобы согласовать теорию с наблюдениями, С. Б. Пикельнер делает два предположения. Он считает, что

первоначальная средняя концентрация водорода в невозмущенной межзвездной среде была ~ 20 *см*$^{-3}$, что соответствует концентрации в сравнительно плотных облаках межзвездного газа. Но при этом концентрация частиц за фронтом будет всего лишь ~ 80 *см*$^{-3}$, что недостаточно. Поэтому он выдвигает интересную гипотезу о пересечении фронтов ударных волн, распространяющихся под некоторым углом друг к другу. Вторая волна входит в уже уплотненный газ и производит дополнительное уплотнение и нагрев. Область свечения будет находиться на пересечении двух поверхностей, тем самым образуя одномерную структуру. Численным методом определялось состояние газа при пересечении двух волн, после чего вычислялись интенсивности линий. Полученные относительные интенсивности приведены в табл. 9.

Пересекающиеся волны могут образоваться при распространении ударной волны в неоднородной среде. Так как скорость распространения ударной волны зависит от плотности невозмущенного газа, то при распространении в неоднородной среде фронты будут деформироваться. Оптическим аналогом их является распространение света в неоднородной среде. Из-за неоднородностей среды волны могут начать фокусироваться, что повлечет за собой пересечение фронтов. При таком механизме образования волокна будут появляться там, где плотность межзвездной среды будет выше.

Такова в общих чертах теория свечения волокнистых туманностей, разработанная С. Б. Пикельнером. Возбуждение излучения газа в волокнах электронным ударом не вызывает сомнения. В частности, в пользу этого говорят значительные различия в спектрах отдельных волокон, обнаруженные Паркером [89]. Также вне всякого сомнения нельзя объяснить свечение волокон стационарным излучением газа при какой бы то ни было температуре. Паркер при интерпретации спектров волокнистых туманностей в Лебеде также пришел к «двухкомпонентной» модели волокон. В «горячем» компоненте ($T_e \sim 10^5$ *град*) излучаются линии [O III], а в «холодном» ($T_e = 1{,}7\cdot10^4$ *град*) — линии всех остальных ионов, а также бальмеровская серия водорода. Подобно Пикельнеру Паркер связывает наблюдаемую термическую неоднородность волокон с распространением ударной волны, однако сколько-нибудь серьезных расчетов он не делает. Необходимо отметить, что и другие волокнистые туманности имеют спектры, подобные «петле» в Лебеде.

Особый интерес представляет вопрос об остатках вспышек сверхновых II типа в других галактиках. Единственной звездной системой, где подобные объекты пока наблюдались, является Большое Магеллапово Облако. Остальные галактики, если не говорить о Малом Магеллановом Облаке, слишком далеки от нас.

Нельзя исключить, что и в Малом Магеллановом Облаке — галактике во многих отношениях пекулярной — остатки вспышек сверхновых II типа будут обнаружены.

Недавно Вестерлунд и Мэтьюсон выполнили весьма интересное комплексное исследование остатков сверхновых II типа в Большом Магеллановом Облаке [90]. Всего было обнаружено три таких объекта, совпадающие с эмиссионными туманностями N 49, N 63 A и N 132 D каталога Хениза. Наблюдения проводились параллельно на 66-метровом радиотелескопе обсерватории Паркс и на 74-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Стромло в Австралии. То, что эти объекты представляют собой остатки вспышек сверхновых, а не обычные яркие газовые туманности (каких много в богатых межзвездным газом и молодыми горячими звездами Магеллановых Облаках), доказывается нетепловым характером радиоизлучения источников, отождествляемых с этими туманностями (см. § 6).

На рис. 31 приведена фотография Большого Магелланова Облака, на которой отмечено положение туманностей — остатков вспышек сверхновых. На рис. 32 и 33 приведены фотографии туманности N 49, полученные соответственно в красных и синих лучах, на рис. 34 — фотография N 63 A в красных лучах.

Большое значение этих остатков вспышек сверхновых, впервые открытых в другой звездной системе, состоит в том, что расстояние до них хорошо известно. Оно равно расстоянию до Магеллановых Облаков, т. е. 55 *кпс*. Между тем, только для трех галактических остатков вспышек сверхновых — Кассиопеи-А, волокнистых туманностей в Лебеде и Крабовидной туманности — расстояние известно с большой степенью надежности. Для остальных объектов нами был разработан статистический метод оценки расстояния, о котором речь будет идти в § 7. Знание точных расстояний остатков вспышек позволяет с большой надежностью определить их основные характеристики (размеры, светимость и пр.).

Туманности N 49 и N 63 A находятся в области, весьма богатой горячими голубыми гигантами и облаками межзвездного нейтрального водорода. Как видно из фотографии, приведенной на рис. 32, N 49 имеет явно выраженную волокнистую структуру. Из-за большого расстояния раздельно видны только волокна, толщина которых больше 0,5 *пс*. Конечно, недостаточная разрешающая способность не позволяет наблюдать такую ажурную структуру, как у S 147 или у волокнистых туманностей в Лебеде. Если бы последние снимались с разрешающей способностью $\sim 1'$, они имели бы примерно такой же вид, как N 49.

Существенно подчеркнуть, что N 49, N 132 D, волокнистые туманности в Лебеде и IC 443 имеют весьма сходную фотометри-

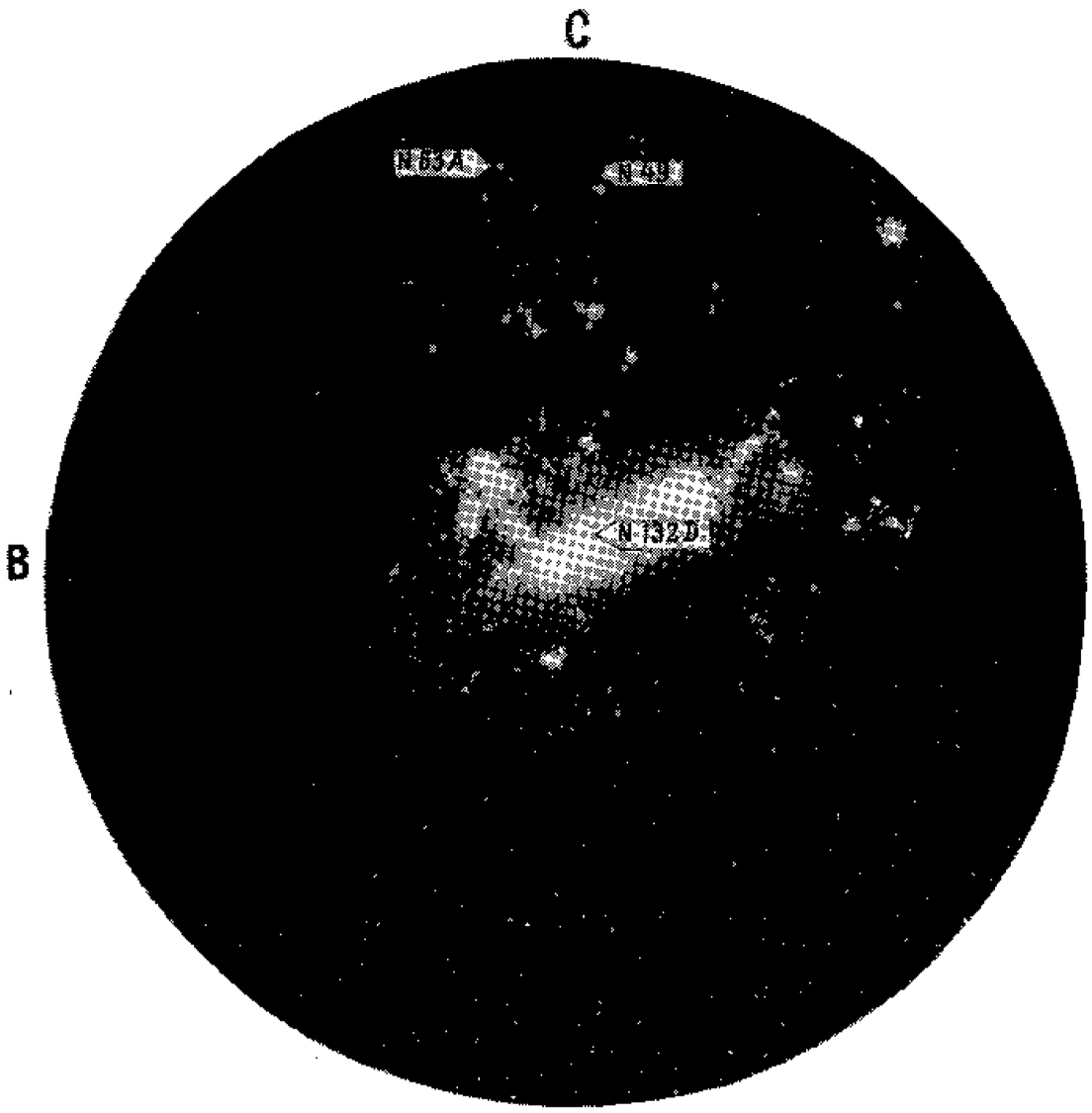


Рис. 31. Фотография Большого Магелланова Облака [90].

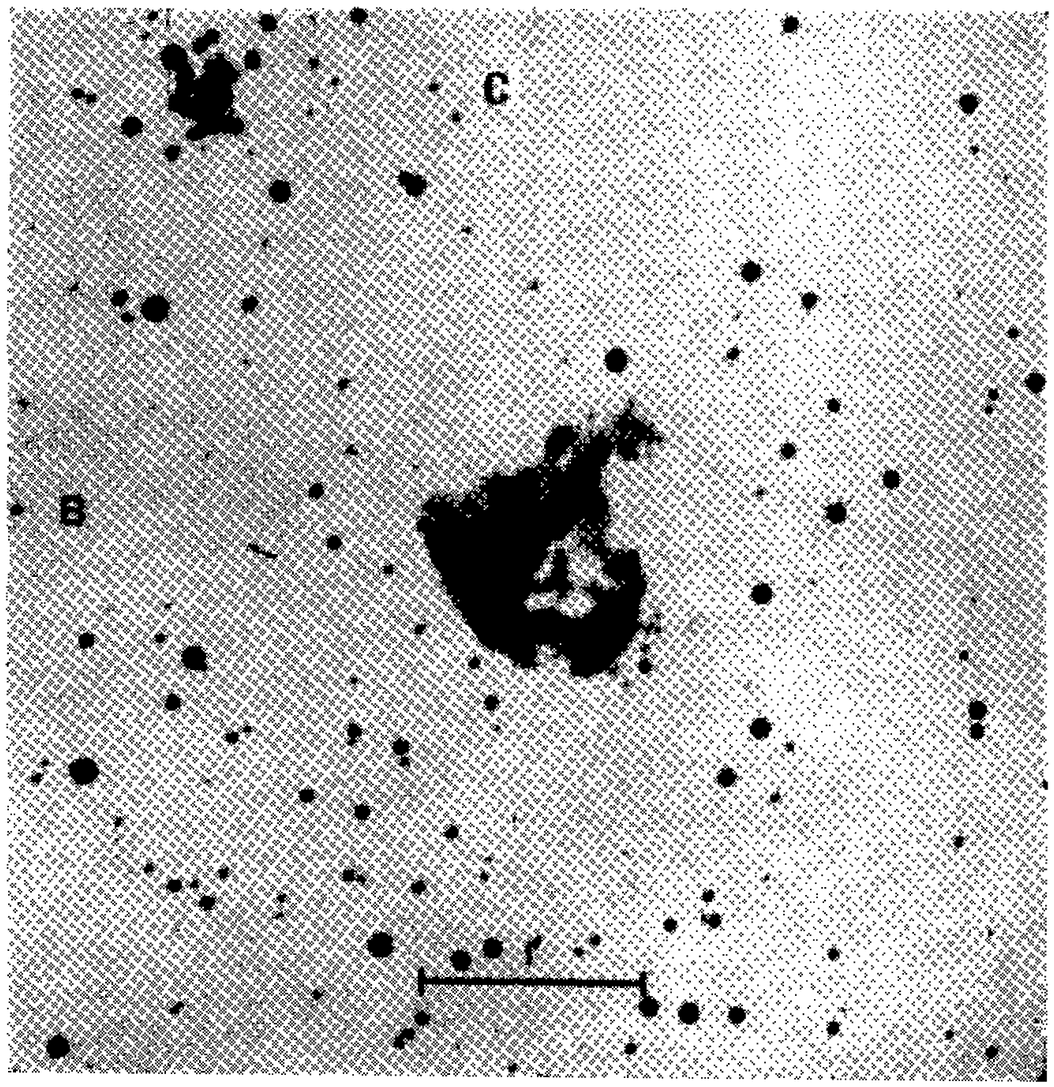


Рис. 32. Фотография N 49 в красных лучах [90].

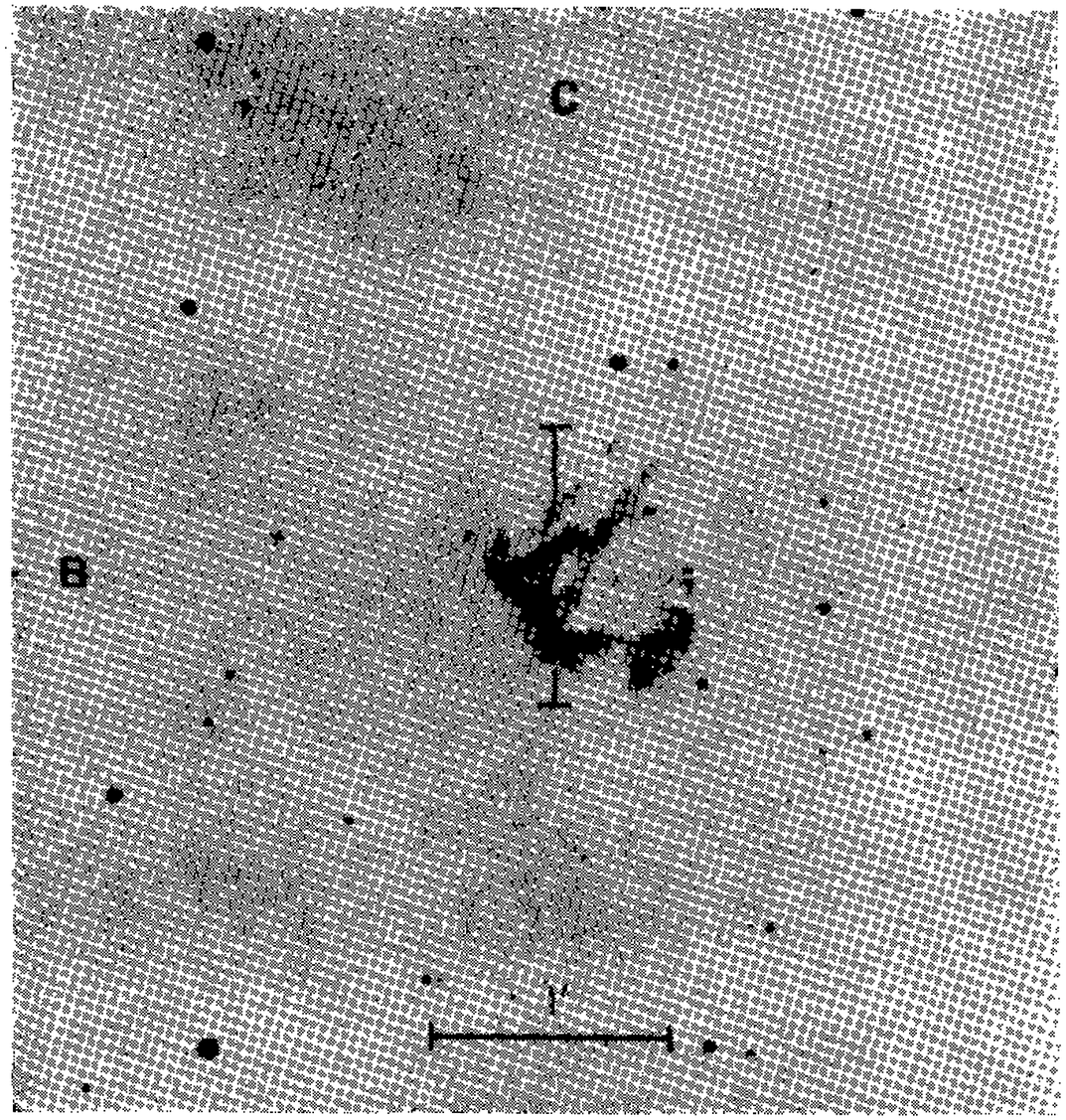


Рис. 33. Фотография N 49 в синих лучах [90].

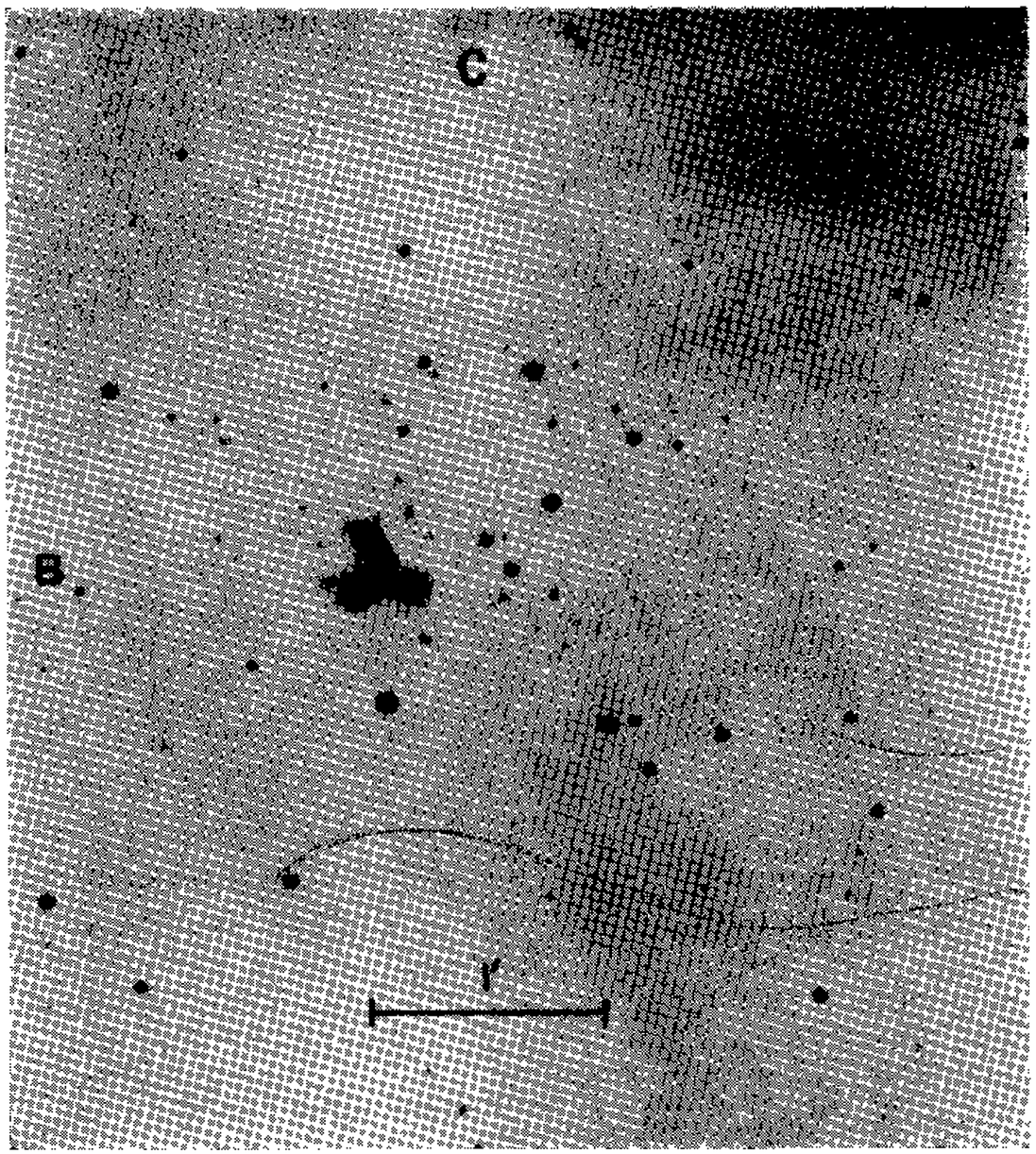


Рис. 34. Фотография N 63A в красных лучах [90].

ческую структуру. Для этих туманностей характерны незамкнутые оболочки. Любопытно, что во всех случаях «разрыв» в оболочке всегда находится в направлении, противоположном области со сравнительно высокой плотностью межзвездного газа. В случае волокнистых туманностей в Лебеде — это направление, перпендикулярное к галактической плоскости, а у объектов в Магеллановых Облаках оно противоположно локальным конденсациям облаков межзвездного газа.

Структура N 63 A отличается от структуры N 49 и N 132 D. Она характеризуется тремя яркими конденсациями. Впечатление такое, как будто бы материя выброшена из общего центра в трех направлениях. Распределение интенсивности в красных и голубых лучах для одной и той же туманности довольно различно, что указывает на различие в условиях возбуждения свечения.

Угловые размеры N 49 в красных лучах довольно велики — 67″, что соответствует линейным размерам 18 *пс*, в то время как линейные размеры N 63 A и N 132 D соответственно равны 7 и 6 *пс*. Из фотографии части Большого Магелланового Облака, приведенной на рис. 31, следует, что N 63 A является членом ассоциации молодых горячих звезд. Самые яркие звезды этой ассоциации имеют абсолютную визуальную величину $M_v = -6{,}2$, что согласно зависимости масса — светимость соответствует массе $\sim 40\ M_\odot$. Общая масса звезд в этой ассоциации около $10^3\ M_\odot$, а возраст $\sim 10^6$ лет.

Туманность N 49 также является членом довольно протяженной ассоциации, хотя это и не так явно выражено, как в случае N 63 A. В этой ассоциации имеется молодое звездное скопление, вблизи которого и находится N 49. Вся эта структурная деталь Магеллановых Облаков погружена в довольно плотное облако межзвездного нейтрального водорода. В отношении N 132 D пока нельзя определенно сказать, находится ли эта туманность в ассоциации или нет. По-видимому, в этой области Магеллановых Облаков довольно велико межзвездное поглощение.

Австралийские исследователи [90] получили при помощи 74-дюймового телескопа несколько хороших спектрограмм N 49, N 63 A и N 132 D (рис. 35). На этих спектрах хорошо видны эмиссионные линии H_α, [N II], [S II] и [O I]. У N 49 интенсивность каждой линии весьма нерегулярно меняется в направлении, перпендикулярном к дисперсии. Это указывает на «клочковатый» характер туманности (ср. со спектром Кассиопеи A; рис. 27).

Различие лучевых скоростей для одной спектральной линии от разных излучающих конденсаций доходит в случае N 49 до 100 *км/сек*. Это означает, что туманность расширяется по отношению к окружающему межзвездному газу со скоростью по

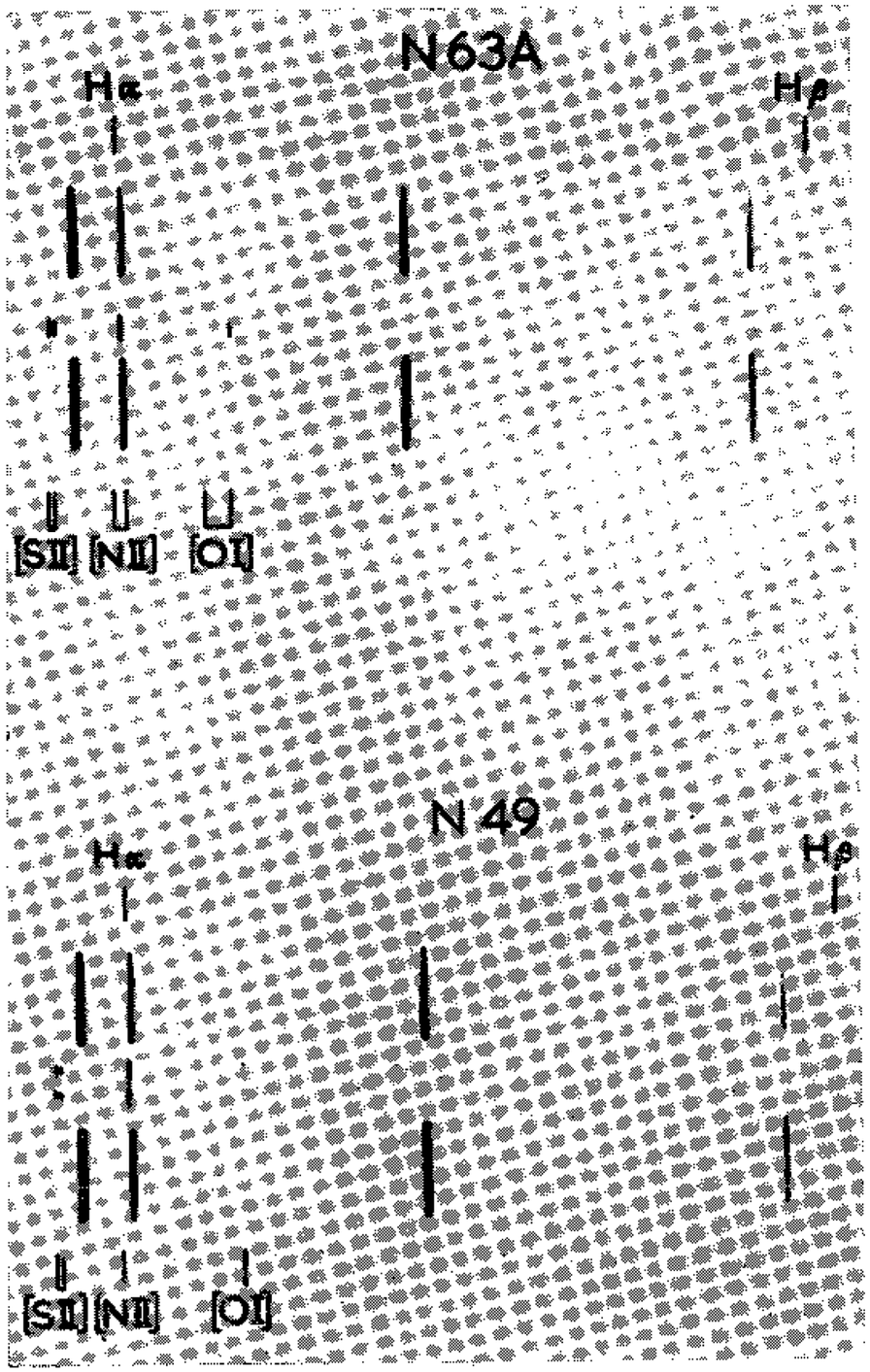


Рис. 35. Спектры остатков вспышек сверхновых в Большом Магеллановом Облаке [90].

крайней мере 50 *км/сек*. Отсюда можно сделать вывод, что оболочка сверхновой уже существенно затормозилась. Еще больше затормозились оболочки у N 63 A и N 132 D.

Характер спектра и относительные интенсивности линий этих туманностей в Большом Магеллановом Облаке примерно такой же, как у волокнистых туманностей в Лебеде (или IC 443; см. выше). Возбуждение линий осуществляется преимущественно электронным ударом. Интерпретация спектров, на деталях которой мы не будем останавливаться, примерно такая же, как в случае волокнистых туманностей в Лебеде (см. выше). Окончательные результаты авторов [90] сводятся к тому, что $T_e \sim 15\,000 - 20\,000°$, а электронная концентрация в филаментах $N_e \sim (3 \div 5) \cdot 10^4$ *см*$^{-3}$, что представляется нам довольно высоким значением.

В §§ 7 и 8 мы еще вернемся к обсуждению характеристик этих в высшей степени интересных объектов.

§ 6. Радиоизлучение остатков сверхновых II типа

В 1946 г. было сделано одно из величайших открытий в астрономии XX в. Исследуя распределение интенсивности космического радиоизлучения по небосводу на волне 4,7 μ, Хей, Филлипс и Парсонс обнаружили в созвездии Лебедя дискретный источник радиоизлучения [91]. Спустя два года, при обзоре неба на частоте 81,5 *Мгц* с помощью двухантенного интерферометра с базой 500 *м*, Райл и Смит [358] обнаружили еще более мощный источник в созвездии Кассиопеи. Приближенные координаты этого источника оказались $\alpha = 23^h17^m$, $\delta = +58°$, спектральная плотность потока на этой частоте $F_\nu = 2{,}3 \cdot 10^{-22}$ *вт/м*^{2}*гц*. В 1951 г. с помощью интерференционной методики Смит существенно уточнил координаты этого источника, что позволило Бааде и Минковскому отождествить его с пекулярной туманностью — остатком вспышки сверхновой II типа (см. § 5).

В настоящее время огромный технический потенциал радиоастрономии позволяет зарегистрировать на небе по крайней мере 20 000 дискретных источников радиоизлучения. Самые слабые из этих источников посылают потоки приблизительно в 10 000 раз меньшие, чем от описанного выше самого мощного из известных источника в Кассиопее. Поток радиоизлучения в диапазоне $\nu = 100$ *Мгц* от Кассиопеи-А примерно такой же, как от спокойного Солнца. Следует подчеркнуть, что открытые первыми источники в созвездиях Лебедя и Кассиопеи являются представителями объектов совершенно различных типов. Источник

в Лебеде, как выяснилось в 1951 г., отождествляется с пекулярной галактикой, тогда как источник в Кассиопее (получивший название «Кассиопея-А») отождествляется с остатком вспышки сверхновой.

Подавляющее большинство известных сейчас источников представляет собой метагалактические объекты, более или менее сходные с Лебедем-А. В то же время сравнительно немногочисленная группа источников отождествляется с остатками вспышек сверхновых. В настоящее время число известных объектов, принадлежащих к этой группе, превышает 15. Весьма существенно, что все без исключения известные остатки вспышек галактических сверхновых являются источниками радиоизлучения. Такими источниками являются остатки вспышек сверхновых и I, и II типа. Недавно по крайней мере три источника этого типа были обнаружены в ближайших к нам галактиках — Магеллановых Облаках [88].

Обнаружение радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых обоих типов, безусловно, является важнейшим этапом в истории изучения этих объектов. Исследование радиоизлучения является мощным методом анализа физических условий в их расширяющихся оболочках, что в свою очередь ставит ряд вопросов, непосредственно касающихся самой природы вспышек. В отдельных случаях чисто радиоастрономическим методом можно определить расстояния до сверхновых, которые далеко не всегда могут быть установлены методами оптической астрономии. Наконец, анализ радиоизлучения остатков вспышек сверхновых позволяет глубже понять природу взаимодействия их расширяющихся оболочек и межзвездной среды. В этом параграфе речь будет идти о радиоизлучении остатков вспышек сверхновых II типа. Радиоизлучение остатков вспышек сверхновых I типа и прежде всего Крабовидной туманности будет подробно рассматриваться в гл. III.

Остановимся сначала на вопросе о радиоизлучении самого «молодого» остатка вспышки сверхновой II типа — Кассиопеи-А. Важнейшей характеристикой радиоизлучения любого источника является его спектр. В радиоастрономии спектральная плотность потока обычно определяется следующим образом:

$$F_\nu = C\nu^{-\alpha}, \qquad (6.1)$$

где α называется спектральным индексом. Обычно спектральный индекс имеет порядок единицы.

В настоящее время радиоастрономические исследования охватывают весьма широкий интервал спектра — от 10—20 *м* до ~ 1 *см*. Естественно, что в очень широком диапазоне частот одним значением параметра α представить изменения F_ν удается редко.

Например, у многих метагалактических источников спектральный индекс в дециметровом и сантиметровом диапазонах больше, чем в метровом. Иногда у таких источников наблюдается плавное увеличение α с ростом частоты. Тем более интересно, что у радиоспектров остатков вспышек сверхновых, в частности у Кассиопеи-А, спектральный индекс отличается удивительным постоянством при изменении частоты в широких пределах. На рис. 36 представлен спектр Кассиопеи-А, полученный на основе

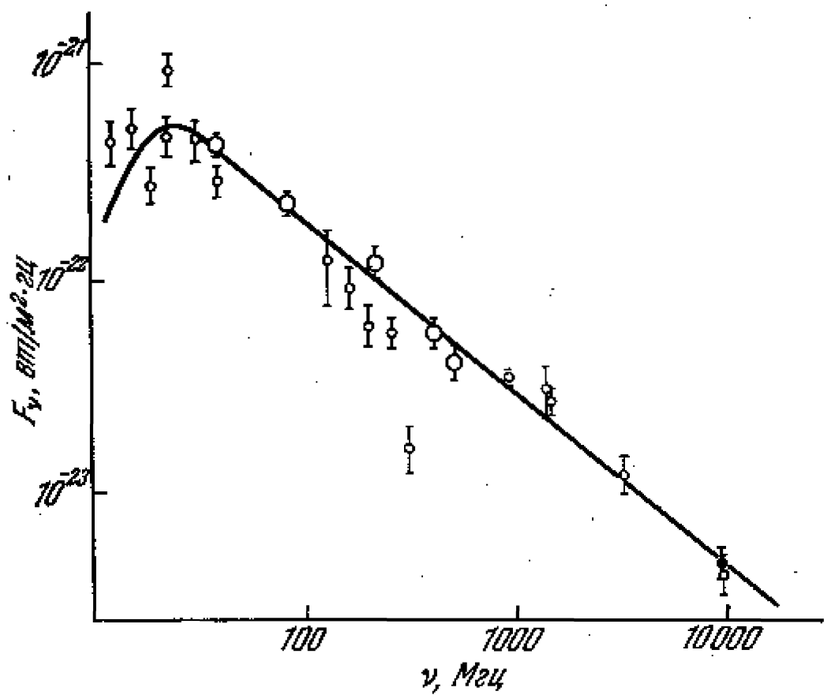


Рис. 36. Радиоспектр Кассиопеи-А [92].

всех известных наблюдений [92]. Видно, что для всей области частот $\nu > 15$ *Мгц* спектр характеризуется одним значением $\alpha = 0{,}8$. «Завал» спектра в области низких частот ($\nu < 15$ *Мгц*) объясняется особыми причинами, о которых речь будет идти ниже.

Важной характеристикой любого источника космического радиоизлучения являются его угловые размеры. Угловые размеры Кассиопеи-А впервые были измерены в 1952 г. Брауном, Дженисоном и Дас Гуптой [93]. Они использовали для решения этой задачи двухантенный интерферометр с переменной базой, меняющейся от 0,3 до 4 *км* в разных азимутах. Наблюдения проводились на частоте 120 *Мгц*. В отличие от источника Лебедь-А, Кассиопея-А оказалась более или менее симметричным (т. е. не вытянутым) источником с эквивалентным угловым диаметром

около 4′. Почти одновременно в Кембридже Смит [94] при помощи аналогичной методики на волне 1,4 *м* получил сходный результат.

Однако полученная таким образом оценка угловых размеров является все же довольно грубой характеристикой распределения интенсивности радиоизлучения в пределах источника. В идеале следует стремиться к получению радиоизображения источника с достаточно высокой разрешающей способностью. Недавно Райлом, Эльмором и Невиллом [95] была использована весьма

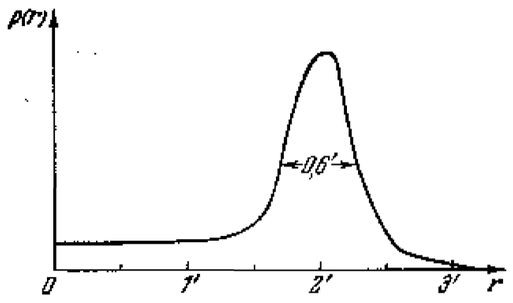


Рис. 37а. Радиоизображение Кассиопеи-А на волне 21,3 *см* [95].

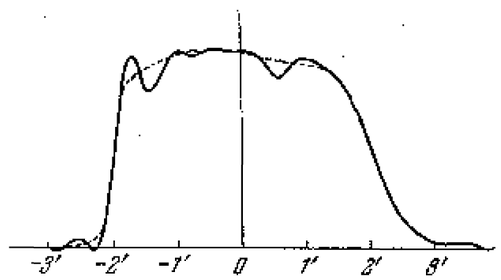


Рис. 37б. Одномерное распределение интенсивности Кассиопеи-А [96].

совершенная интерференционная методика. Радиоинтерферометр состоял из трех элементов — двух неподвижных и одного подвижного. Элементами интерферометра служили зеркала диаметром немного более 19 *м*. Подвижное зеркало перемещалось по рельсам. Вся система была эквивалентна двум одновременно работающим интерферометрам. Наблюдения проводились на волне 21,3 *см*, длина базы превышала 7000 λ. Разрешающая способность (по половине интенсивности) была по прямому восхождению 23″, а по склонению 23″ cosec δ. После обработки результатов этих наблюдений оказалось возможным построить «радиоизображение» Кассиопеи-А, которое приведено на рис. 37а. На рис. 37в приведены положения и форма наиболее ярких оптических филаментов туманности, рассматривавшихся в предыдущем параграфе. Крестиками обозначены положения наиболее ярких звезд в окрестностях Кассиопеи-А. Изофоты проведены через интервалы яркостной температуры $\Delta T_b = 3000°$.

Основной особенностью распределения интенсивности радиоизлучения Кассиопеи-А является явно выраженная оболочечная структура этого источника. Заметим, что еще до наблюдений Райла и его сотрудников оболочечная структура Кассиопеи-А, правда, довольно грубо, была выявлена в наблюдениях французских радиоастрономов [96] (рис. 37б и 37в). Кембриджские наблюдения показали, что эта оболочка имеет весьма нерегулярную структуру. В ней заметно около 10 конденсаций, причем

три весьма яркие. Однако, несмотря на наличие этих конденсаций, можно считать, что 90% всего излучения исходит из однородной (в смысле объемной светимости) сферической оболочки, толщиной $\Delta r \sim 0{,}25\ r$. Заметим, что толщина радиоизлучающей

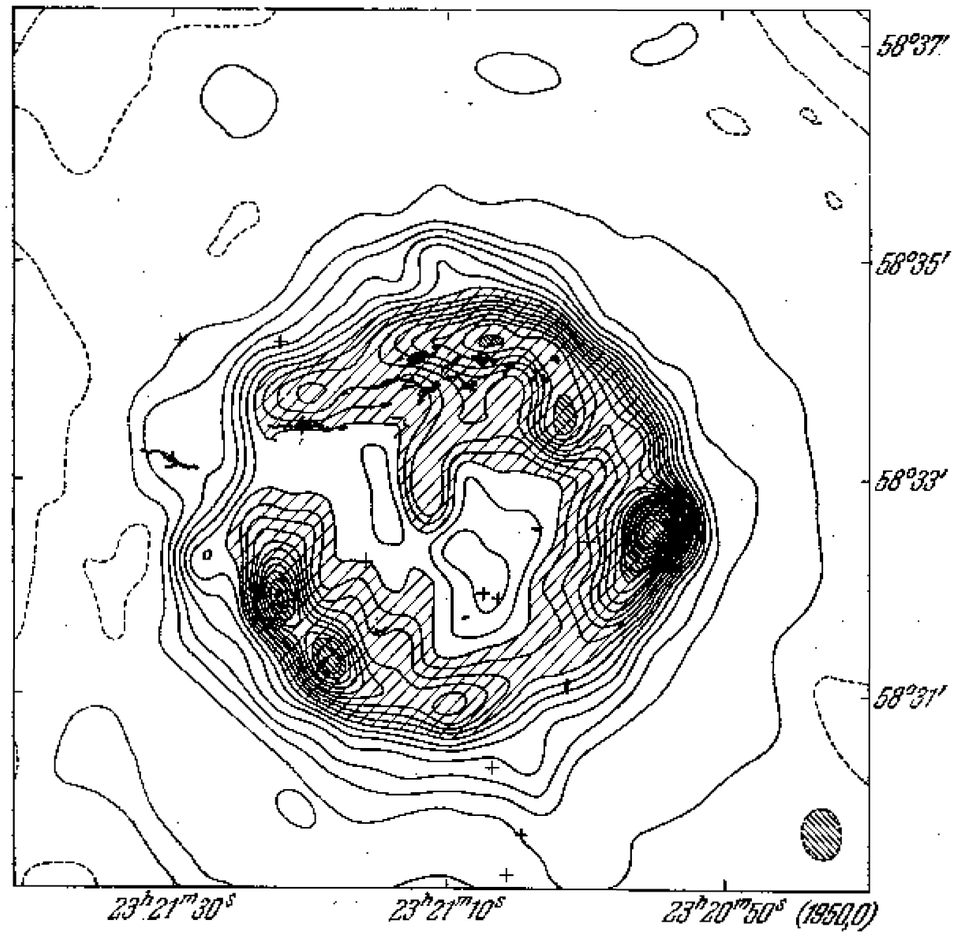


Рис. 37в. Схема оболочечной структуры Кассиопеи-А [96].

оболочки заметно превышает толщину оболочки, в которой сосредоточены оптические филаменты и конденсации (см. § 5). Вероятнее всего, повышенная интенсивность в центральной части Кассиопеи-А ($\alpha = 23^h21^m11^s$, $\delta = 58°33'$) объясняется эффектом проекции оболочки. Вместе с тем, имеются реальные «радиоконденсации» (например, при $\alpha = 23^h20^m55^s$, $\delta = 58°32',6$), объемная светимость которых по крайней мере в 10—20 раз превышает среднюю объемную светимость оболочки. Интересно, что эти «радиоконденсации» в оболочке, как правило, не совпадают с оптическими. Обращает на себя внимание явно выраженный «разрыв» в оболочке при $\alpha = 23^h21^m25^s$, $\delta = 58°33'$. Этот

«разрыв» находится на диаметрально противоположном конце по отношению к самой яркой «радиоконденсации».

Радиояркость источника Кассиопея-А весьма велика. В обо-лочке объемная светимость по крайней мере в 10^8 раз больше, чем в окружающем межзвездном пространстве. Особенно велика объемная светимость в «радиоконденсациях».

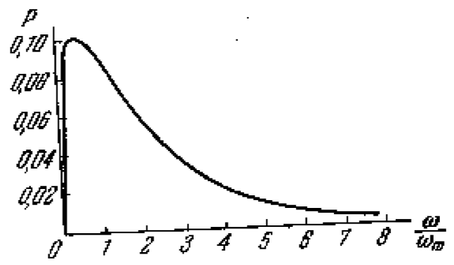


Рис. 38. Функция $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ [98].

Обратимся к интерпретации радиоастрономических наблюдений Кассиопеи-А. Общепризнанным механизмом радиоизлучения подавляющего большинства как галактических, так и метагалактических источников радиоизлучения является магнитно-тормозное, или синхротронное, излучение. Это излучение возникает при движении релятивистских частиц в магнитном поле и обладает рядом интересных особенностей. Мы не будем здесь излагать полную теорию синхротронного излучения, которая уже неоднократно описывалась в ряде монографий (см. например, [97]). Приведем только основные формулы, по которым в дальнейшем неоднократно будут проводиться расчеты.

Энергия, излучаемая одной релятивистской частицей за 1 *сек* в интервале частот 1 *гц*, равна

$$P(\nu, E) = \frac{16e^3H}{mc^2} P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right), \qquad (6.2)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, $\omega_m = \frac{eH}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, E — энергия релятивистской частицы, m — ее масса. Функция $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ табулирована в [98]. Ее график приведен на рис. 38. Приведем еще предельные выражения для $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$: при $\frac{\omega}{\omega_m} \ll 1$ $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) = 0{,}256\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^{1/3}$, при $\frac{\omega}{\omega_m} > 1$ $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) = \frac{1}{16}\left(\frac{\pi\omega}{\omega_m}\right)^{1/2} e^{2\omega/3\omega_m}$; функция $P\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ достигает максимального значения 0,10 при $\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) \approx 0{,}5$. Следовательно, в максимуме

$$\nu_{max} = 0{,}5\,\frac{\omega_m}{2\pi} = 1{,}4\cdot 10^6 H_\perp \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 гц, \qquad (6.3)$$

$$P(\nu_{max}) = \frac{1{,}6e^3H_\perp}{mc^2} = 2{,}15\cdot 10^{-22} H_\perp \frac{эрг}{сек\ гц}, \qquad (6.4)$$

где $H_\perp$ — компонента магнитного поля, перпендикулярная к скорости релятивистской частицы.

Если релятивистские частицы распределены по степенному закону:

$$N(E) = K\cdot E^{-\gamma}, \qquad (6.5)$$

где NE — концентрация релятивистских частиц, энергия которых заключена в пределах от E до $E + \Delta E$, то мощность «синхротронного» излучения единицы объема, рассчитанная на единичный интервал частот, равна

$$\varepsilon_\nu = \int\limits_{E_1 > mc^2}^{\infty} P(\nu, E)\, N(E)\, dE = 12\,(2\pi)^{\frac{1-\gamma}{2}} \frac{e^3 H_\perp}{mc^2}\left[\frac{2eH}{m^3c^5}\right]^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma)\, K\nu^{\frac{1-\gamma}{2}}. \qquad (6.6)$$

Функция $U(\gamma)$ при $\gamma = 1$, 2, 3 и 7 соответственно равна 0,37; 0,125; 0,087 и 0,153.

Если релятивистские частицы — электроны или позитроны, то численное выражение для интенсивности синхротронного излучения:

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} R\varepsilon_\nu = 1{,}3\cdot 10^{22}\,(2{,}8\cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma)\, K H^{\frac{\gamma+1}{2}} R\lambda^{\frac{\gamma-1}{2}}, \qquad (6.7)$$

где R — протяженность источника, вдоль которой объемная светимость ε_ν считается постоянной.

Из формул (6.1) и (6.7) следует, что спектральный индекс синхротронного излучения α определяется только показателем степени в энергетическом спектре релятивистских частиц

$$\alpha = \frac{\gamma-1}{2}. \qquad (6.8)$$

Тот факт, что спектры источников космического радиоизлучения хорошо представляются степенным законом типа (6.1), согласуется с тем известным обстоятельством, что энергетические спектры релятивистских частиц в космических лучах также представляются степенным законом. Уже одно это является неплохим аргументом в пользу синхротронной теории радиоизлучения космических источников. В настоящее время, однако, имеются значительно более серьезные доказательства справедливости синхротронной теории; к ним относятся прежде всего поляризационные измерения (см. § 10), а также ряд наблюдаемых следствий из синхротронной теории, о чем речь, в частности, будет идти

в § 7. Теперь синхротронная теория космических источников радиоизлучения, развитая трудами главным образом советских ученых, получила повсеместное признание. С появлением этой теории в астрономию «вклинился» совершенно новый элемент — нетепловое излучение. До этого времени излучение небесных светил всех типов, которым занимались астрономы (звезды, туманности, галактики, планеты), всегда считалось тепловым. Его свойства описывались законами Стефана — Больцмана, Рэлея — Джинса, Вина — Планка, законами отражения и преломления света. Образование спектральных линий излучения и поглощения также является одним из аспектов теплового излучения.

Обнаружение нетеплового синхротронного излучения релятивистских частиц открыло перед астрономами единственную в своем роде возможность изучения космических лучей в глубинах Вселенной. Дальнейшие исследования показали, что космические лучи являются не менее важной для развития Вселенной компонентой материи, чем газ и магнитные поля. Кроме того, довольно скоро выяснилось, что синхротронное излучение отнюдь не ограничивается радиодиапазоном. Для интересующей нас проблемы особенно важно то, что такой «классический» остаток вспышки сверхновой, как Крабовидная туманность является мощным источником оптического и даже рентгеновского синхротронного излучения.

Коль скоро механизм радиоизлучения Кассиопеи-А (так же как и других остатков вспышек сверхновых) является синхротронным, в этом источнике должны находиться в больших количествах релятивистские электроны (или позитроны). Задача состоит в том, чтобы на основе синхротронной теории вычислить их количество, энергию и другие характеристики. С этой задачей неразрывно связан вопрос о магнитном поле в Кассиопее-А.

Исходной величиной для такого расчета будет объемная светимость ε_ν, которую следует получить из наблюдений. Наблюдаемая спектральная плотность потока от Кассиопеи-А на волне $\lambda = 21$ *см* согласно [95] равна $F_\nu = 2{,}7\cdot10^{-23}$ *вт/м²гц* $= 2{,}7\cdot10^{-20}$ *эрг/см²·сек·гц*. Принимая расстояние до этого источника $R = 3{,}4$ *кпс* $= 1{,}05\cdot10^{22}$ *см*, найдем, что мощность излучения на этой частоте $L_\nu = 3{,}7\cdot10^{25}$ *эрг/сек·гц*. Полагая угловой радиус источника равным 2′,3 (см. рис. 37), найдем линейный радиус $R = 2{,}3$ *пс* $= 7\cdot10^{18}$ *см*. Объем радиоизлучающей сферической оболочки толщиной $\Delta r = 0{,}25\ R$ равен $V = 8\cdot10^{56}$ *см³*. Если 90% излучения исходит из этой оболочки (см. выше), то ее средняя объемная светимость $\bar{\varepsilon}_\nu = 4{,}1\cdot10^{-32}$ *эрг/см³*. При $\alpha = 0{,}8$, $\gamma = 2{,}6$ значение $U_{(\gamma)} = 0{,}1$. Тогда из (6.7) будем иметь: $KH_\perp^{1{,}8} = 2{,}5\cdot10^{-18}$. Наложим еще дополнительное условие на

объемную плотность энергии:

$$w_p = \int_{E_1}^{\infty} E\,dN(E) = K\int_{E_1}^{\infty}\frac{dE}{E^{\gamma-1}} = \frac{H^2}{8\pi}, \qquad (6.9)$$

где при условии изотропности $H_\perp^2 = \frac{2}{3}H^2$. Смысл уравнения (6.9) состоит в том, что плотность энергии релятивистских частиц w_p должна быть равна плотности энергии магнитного поля. Если $\frac{H^2}{8\pi} < w_p$, то релятивистские частицы не будут сдерживаться магнитным полем. Возможность того, что $\frac{H^2}{8\pi} > w_p$, конечно, нельзя исключить. При этом, однако, суммарная энергия магнитного поля и релятивистских частиц будет больше, чем при выполнении условия (6.9). Решая систему уравнений (6.7) и (6.9), найдем значение минимальной энергии системы релятивистских частиц и поля. Численно будем иметь:

$$K = 7{,}5\cdot10^{-12},\quad H = 2{,}5\cdot10^{-4};\quad \frac{H^2}{8\pi} = w_p = 2{,}5\cdot10^{-9}\ эрг/см^3. \qquad (6.10)$$

При этом нижняя граница энергии релятивистских электронов принята равной 10^7 *эв*. Значение E_1 обосновывается тем, что синхротронный спектр Кассиопеи-А сохраняется по крайней мере до $\nu = 10$ *Мгц*, для чего необходимо, чтобы энергетический спектр релятивистских электронов с $\gamma = 2{,}6$ простирался по крайней мере до $E \sim 30$ *Мэв* (при $H \sim 2{,}5\cdot10^{-4}$ *э*). При объеме радиоизлучающей оболочки $V = 8\cdot10^{56}$ *см³* полная энергия релятивистских электронов (равная, по условию, полной энергии магнитного поля) $\mathscr{E}_p = Vw_p = 2\cdot10^{48}$ *эрг*, т. е. весьма велика, порядка всей энергии, излученной при вспышке сверхновой II типа.

До сих пор мы предполагали, что из релятивистских частиц в оболочке сверхновой присутствуют только электроны (или позитроны). Естественно припять, что в ней присутствуют также релятивистские протоны и тяжелые ядра, которые не обнаруживают себя синхротронным излучением.

Хорошо известно, что в окрестностях Солнца основной компонентой космических лучей являются релятивистские протоны и тяжелые ядра. Согласно последним измерениям электронная компонента составляет около 1% всех первичных космических лучей (см. § 16). Можно полагать, что в составе релятивистских частиц, заполняющих оболочки сверхновых, также преобладают протоны и тяжелые ядра, хотя это, конечно, не обязательно. Допустим, что плотность энергии релятивистских протонов в k раз больше, чем релятивистских электронов. Тогда на

основании теории синхротронного излучения можно получить следующие выражения [99]:

$$\left.\begin{aligned}\mathscr{E}_{\text{р}} \div \mathscr{E}_{\text{м}} &\sim F_{\nu}^{4/7} r^{17/7} \varphi^{6/7} k^{3/7},\\ H &\sim F_{\nu}^{2/7} r^{-2/7} \varphi^{-6/7} k^{3/14},\end{aligned}\right\} \qquad (6.11)$$

где r — расстояние до источника, φ — его угловой размер. При этом предполагается, что магнитная энергия в источнике равна энергии релятивистских частиц. Если, например, $k = 10$, то полная энергия релятивистских частиц в Кассиопее-А увеличится в 2,7 раза, а суммарная энергия релятивистских электронов уменьшится в 3,7 раза. При этом магнитное поле H увеличится в 1,65 раза и будет примерно равно $4{,}1 \cdot 10^{-4}$ *э*. Если $k = 100$ (как в окрестностях Солнца), то $\mathscr{E}_{\text{р}}$ увеличится в 7,25 раза и достигнет $1{,}4 \cdot 10^{49}$ *эрг*, между тем как суммарная энергия релятивистских электронов уменьшится почти в 14 раз, а магнитное поле возрастет в 2,7 раза, достигнув значения $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ *э*. Во всяком случае, при всех допустимых предположениях о величине k минимальное значение суммарной энергии релятивистских частиц и поля в Кассиопее-А должно быть порядка $5 \cdot 10^{48}$—$3 \cdot 10^{49}$ *эрг*.

Рассмотрим теперь условия в «радиоконденсациях», находящихся в оболочке Кассиопеи-А. Полагая угловой размер такой конденсации $\sim 20''$ (в 13 раз меньше размеров оболочки), а поток $\sim 3\%$ потока от всего источника, на основании формулы (6.7) найдем, что содержание энергии в конденсации в форме магнитных полей и релятивистских частиц в 180 раз меньше, чем в оболочке, а напряженность магнитного поля в 3,4 раза больше. Вполне, однако, возможно, что относительное усиление поля в радиоконденсациях меньше.

В самом деле, допустим, что релятивистские частицы движутся в магнитном поле с сохранением адиабатического инварианта:

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const}, \qquad (6.12)$$

где θ — угол между направлениями скорости релятивистского электрона и магнитного поля. Допустим далее, что по какой-либо причине магнитное поле в данной области увеличилось в m раз. Так как релятивистские частицы движутся по винтовой линии вокруг направления магнитного поля и не могут далеко уходить от его силовых линий, то плотность релятивистских частиц увеличится в m раз, следовательно, во столько же раз увеличится величина K в их дифференциальном энергетическом спектре. Наконец, по условию (6.12) $H_{\perp}$ увеличится в $m^{1/2}$ раз. Принимая все это во внимание, найдем, что объемная светимость

«радиоконденсации» в синхротронном излучении

$$\varepsilon_{\nu} \sim K H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \sim m^{\frac{3\gamma+7}{4}} \sim m^{3,7} \quad (\gamma = 2{,}6). \qquad (6.13)$$

Если, например (как это имеет место в случае Кассиопеи-А) в «радиоконденсации» объемная светимость в 20 раз больше, чем в оболочке, то при сформулированных выше условиях $m = 2{,}24$. Другими словами, достаточно магнитному полю испытать локальное усиление в ~ 2 раза, чтобы возникла «радиоконденсация», так как ε_{ν} весьма чувствительным образом зависит от $H_{\perp}$.

Как оболочечную структуру, так и наличие «радиоконденсаций», обусловленных локальным усилением магнитного поля в несколько раз, трудно понять, если не считать, что вся область оболочки заполнена газом. Плотность этого газа можно оценить из магнитно-гидродинамических соображений. Прежде всего заметим, что поле в оболочке, скорее всего, должно носить весьма нерегулярный, запутанный характер. В противном случае (при низкой плотности ионизованного газа) наблюдалась бы линейная поляризация. Между тем наблюдения даже на самых высоких частотах не привели к обнаружению поляризации излучения, превышающей 1% [100, 101]. Причиной отсутствия поляризации, вообще говоря, могло быть деполяризующее влияние фарадеевского вращения. Оценим этот эффект. Угол поворота плоскости поляризации при распространении электромагнитной волны в среде с напряженностью магнитного поля H и концентрацией свободных электронов N_e равен:

$$\Psi = \frac{10^6 H N_e l \sin \alpha}{\omega^2}, \qquad (6.14)$$

где l — протяженность пути волны в магнитно-активной среде, α — угол между вектором магнитного поля и направлением распространения волны. Если бы фарадеево вращение производило существенную деполяризацию, то было бы $\Psi > 10$. Полагая $\omega = 6 \cdot 10^{10}$ *гц* ($\lambda = 3$ *см*), $H = 3 \cdot 10^{-4}$ *э*, $l = 10^{18}$ *см*, $\cos \alpha = 1/2$, найдем, что в этом случае $N_e > 200$ *см*$^{-3}$. В таком случае полная масса оболочки должна была быть больше 200 $M_{\odot}$. Эта величина является, пожалуй, слишком большой и вряд ли может быть принята.

Если отсутствие поляризации радиоизлучения Кассиопеи-А объясняется наличием в ней нерегулярного, хаотически ориентированного поля, то мы приходим к представлению о магнитно-турбулентной среде, для которой выполняется соотношение

$$\frac{\rho v^2}{2} = \frac{H}{8\pi}, \qquad (6.15)$$

где v — скорость движения вихрей в том масштабе турбулентного спектра, который еще может «запутывать» магнитные силовые линии. Во всяком случае, v должно быть значительно меньше основной скорости расширения $v_0 = 8 \cdot 10^8$ *см/сек* с масштабом $\sim 20^{19}$ *см*. Принимая концепцию локально-изотропной турбулентности (которую пока, конечно, нельзя обосновать) и считая размеры «радиоконденсаций» $\sim 10^{18}$ *см*, по основной формуле Колмогорова $\frac{v_3}{l} = \text{const}$ найдем $v < 3 \cdot 10^8$ *см/сек*. Отсюда из условия (6.15) при $v \sim 10^8$ *см/сек*, $H = 5 \cdot 10^{-4}$ *э* найдем, что $\rho \sim 10^{-24}$ *г/см*^{3}. Это соответствует полной массе $\sim 0{,}5\ M_\odot$, т. е. довольно малой величине. Отсюда следует, что в условиях оболочки Кассиопеи-А турбулентное движение ионизованного газа даже с достаточно малой плотностью может очень сильно «запутать» поле. Рассчитанная на единицу массы энергия диссипации газа, находящегося в турбулентном движении, $\varepsilon = \frac{v_3}{l}$. В нашем случае $\varepsilon \sim 10^6$ *эрг/сек·г*, полная потеря энергии турбулентной оболочкой $\sim 5 \cdot 10^{38}$ *эрг/сек*, а время диссипации энергии $\sim 10^{10}$ *сек*, или ~ 300 лет, что вполне не противоречит наблюдениям.

Можно ожидать, что отдельные «радиоконденсации» в оболочке Кассиопеи-А должны медленно менять свое положение по отношению к туманности; это должно привести к характерным изменениям «радиоизображения» со временем. Полагая, например, скорость магнитно-гидродинамических волн (определяемую соотношением (6.15)) $\sim 3 \cdot 10^8$ *см/сек* (что, пожалуй, несколько велико), найдем, что центр тяжести конденсации сместится на 5″ примерно за 30 лет. Возможно, что будущие прецизионные наблюдения обнаружат такой эффект. Нельзя также исключать возможность того, что скорости изменений в «радиоконденсациях» могут быть значительно выше тех, что следуют из простой картины магнитно-турбулентных движений.

В радиоспектре Кассиопеи-А обнаружено поглощение в диапазоне 21 *см*. На рис. 39 приведены профили линий поглощения, полученные на радиотелескопе с диаметром зеркала 15 *м* [102]. Эти линии возникают из-за поглощения радиоизлучения источника в облаках межзвездного нейтрального водорода. Наблюдаемые в спектре Кассиопеи-А три глубоких минимума соответствуют лучевым скоростям поглощающих облаков $-1{,}0$; $-38{,}4$; $-48{,}6$ *км/сек*.

Приведем интерпретацию профиля линии поглощения 21 *см* в спектре Кассиопеи-А согласно [102]. Минимум в спектре, соответствующий лучевой скорости $\sim 1{,}0$ *км/сек*, объясняется поглощением излучения в оболочке, находящемся в ближайшем к Солнцу «Орионовом» рукаве спиральной структуры Галактики, а два

других, соответствующих бо́льшим лучевым скоростям — поглощению в более удаленном «Персеевом» рукаве. Так как в направлении источника Кассиопея-А «Персеев» рукав удален от Солнца

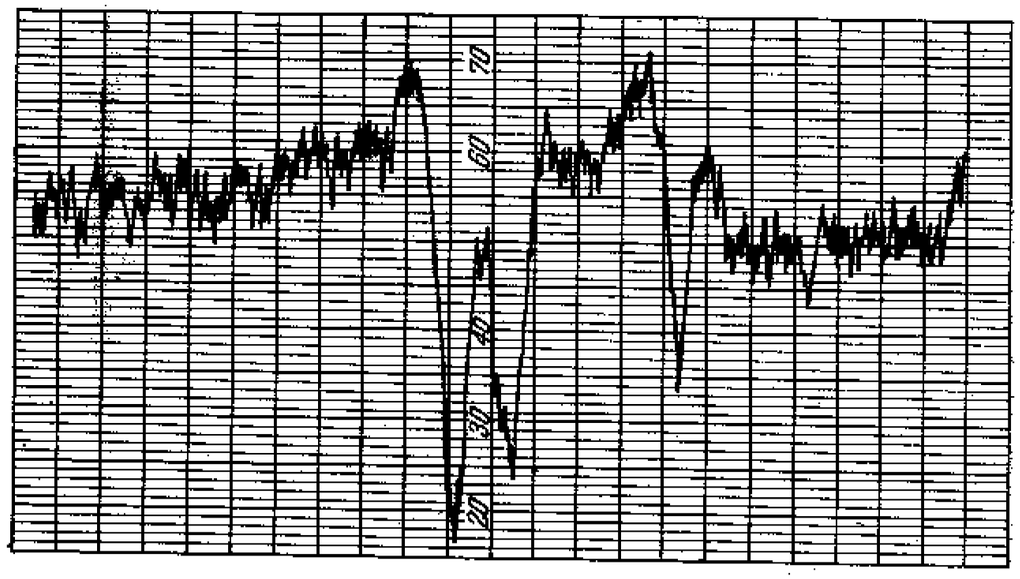


Рис. 39. Профиль линии поглощения 21 *см* в радиоспектре Кассиопеи-А [102].

на расстояние 3000 *пс*, то отсюда можно заключить, что расстояние до Кассиопеи-А во всяком случае больше, чем 3000 *пс* (рис. 40).

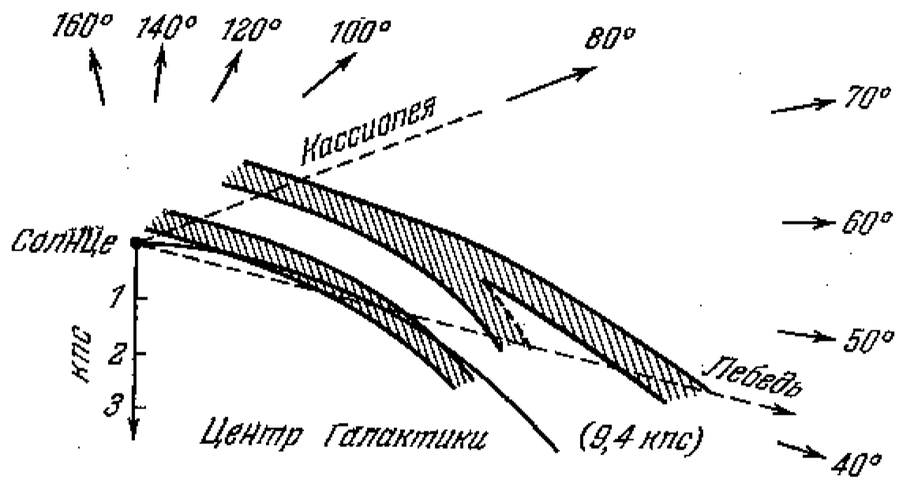


Рис. 40. Схема расположения рукавов спиральной структуры галактики в направлении Кассиопеи-А [102].

Отметим, что когда выполнялась эта работа, расстояние до Кассиопеи-А согласно оценкам Бааде и Минковского принималось

равным 500 *пс* [80]. Вскоре, однако, Бааде и Минковский пересмотрели интерпретацию своих оптических наблюдений Кассиопеи-А и получили расстояние ~3400 *пс* (см. § 5). Таким образом, как радио-, так и оптические методы определения расстояний дают согласующиеся между собой результаты.

Следует указать, что источник Кассиопея-А по причине большой величины потока и малых угловых размеров весьма удобен для изучения слабых межзвездных «радиолиний». Можно показать, что депрессия в центре линии, выраженная в единицах антенной температуры, равна $\Delta T = T_A \tau_\nu$, где $\tau_\nu \ll 1$ — оптическая толщина в центре слабой радиолинии. Малость угловых размеров и большая величина потока позволяют, используя достаточно большие антенны, получить весьма высокую T_A. Если размеры радиотелескопа настолько велики, что ширина главного лепестка близка к угловым размерам источника, то $T_A = T_b$, где T_b — яркостная температура. Современная техника радиоастрономических исследований позволяет измерять $\Delta T_A \sim 0^\circ,1$ или даже менее. В конце 1963 г. таким методом в радиоспектре Кассиопеи-А была впервые обнаружена линия поглощения межзвездного гидроксила OH [103] с длиной волны 18 *см*, существование которой было предсказано нами еще в 1953 г. [104]. Отметим, что размеры использовавшейся антенны были значительно меньше оптимальных, при которых $T_A = T_b$.

Можно ожидать, что в будущем в радиоспектре Кассиопеи-А будут обнаружены и другие слабые линии поглощения, например, от межзвездных молекул CH, SiH, а также атомов азота. Длины волн последних лежат в декаметровом диапазоне [44].

Мы довольно подробно рассмотрели структуру и физические условия в источнике Кассиопея-А, представляющем собой «молодой» объект, образовавшийся в результате недавней вспышки сверхновой II типа. Каковы характеристики источников радиоизлучения, связанных со «старыми» остатками вспышки сверхновых этого типа? За последние несколько лет был выполнен ряд интересных исследований, касающихся этих объектов. Угловые размеры таких «старых» объектов в отдельных случаях достигают 3—4°, что позволяет исследовать распределение яркости иногда даже без применения интерференционной методики. Вместе с тем поверхностная яркость у них сравнительно низка.

Еще в 1960 г. Лесли пришла к выводу, что отождествляемый с остатками вспышки сверхновой II типа источник 3C 392 имеет оболочечную структуру [106]. С тех пор появился ряд исследований, доказывающих, что и другие источники этого типа имеют характеристики оболочек. В качестве примера рассмотрим распределение яркости в источнике HB 21. Наблюдения Буашо на волне 21 *см* [105] и Кроутера на волне 169 *см* [107], выполненные на радиотелескопах со сходной и достаточно высокой разрешающей способностью (~30′ × 20′) дают почти одинаковое распределение интенсивности. На рис. 41 приведено радиоизображение этого источника на волне 169 *см*. Сравнение всех существующих наблюдений потока радиоизлучения от этого источника (рис. 42) позволяет определить его спектральный индекс $\alpha = 0,4 \pm 0,1$. На рис. 41 видны вторичные максимумы на изофотах, обозначенные *A*, *B*, *C*, вполне аналогичные «радиоконденсациям» Кассиопеи-А. Интерферометрические измерения с постоянной базой на волне $\lambda = 169$ *см* показывают, что конденсации *A* и *B* имеют угловые размеры больше 6′, конденсация *C* имеет меньшие угловые размеры.

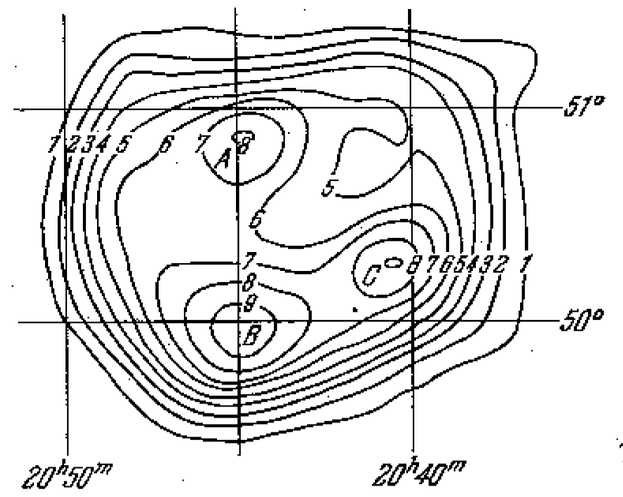


Рис. 41. Радиоизображение HB 21 на волне 169 *см* [107].

Наилучшей моделью, удовлетворяющей наблюдаемому распределению интенсивности, является эллипсоидальная оболочка с отношением осей 1,2 : 1 и с отношением внутреннего диаметра к наружному $\rho = 0,4$. На рис. 43 точками представлены изменения яркостной температуры источника с расстоянием от его центра. Кривые дают теоретическое распределение интенсивности, вычисленное при различных значениях ρ.

Протяженный источник радиоизлучения, связанный с известной системой тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя, несомненно, являющихся остатком вспышки сверхновой II типа, многократно исследовался на разных частотах. Однако только немногие наблюдения были выполнены с достаточной разрешающей способностью. К числу последних относятся наблюдения Мэтьюсона и др. на волне около 74 *см* [108], Гарриса на волне около 31 *см* [109] и Кендерлайна на волне 7,9 *м* [110]. Наблюдения на самой длинной волне особенно ценны, так как они позволяют уверенно определить спектральный индекс этого источника. Распределение яркости источника имеет три явно выраженных максимума, обозначенных *A*, *B* и *C*. Наиболее ярок максимум *A*, на месте которого почти нет оптического излучения. Северное продолжение этого максимума, обозначенное *B*, совпадает по своему положению с группой довольно ярких (в оптических

лучах) волокон. Наконец, максимум C совпадает с самой яркой системой волокон, известной как туманность NGC 6992-5. Сравнение потоков радиоизлучения от системы волокнистых туманностей, полученных на разных частотах (далеко не простая задача для протяженного источника со сложной структурой) позволяет определить как «средний» спектральный индекс, так и спектральные индексы отдельных максимумов (см. рис. 44—46). Средний спектральный индекс согласно достаточно надежному определению [110] (см. рис. 47, справа) оказался равным $\alpha = 0{,}47 \pm 0{,}10$, в то время как в [109] он получился значительно меньше. Для областей A и B $\alpha = 0{,}54 \pm 0{,}10$ и $0{,}48 \pm 0{,}10$ соответственно (рис. 47, слева). Область C имеет характерный искривленный спектр, причем спектральный индекс для более низких частот мал. Это наводит на мысль, что наблюдаемое радиоизлучение этой области является просто тепловым радиоизлучением туманностей NGC 6992-5. Так как на волне 7,9 *м* яркостная температура области C $T_b = 20\,000°$, то приходится считать, что волокна должны быть оптически толстыми на этой волне [так как для теплового радиоизлучения $T_b = T_e (1 - e^{-\tau_\nu})$, где T_e — электронная температура ($\sim 20\,000°$; см. § 5), а τ_ν — оптическая толщина]. Согласно спектрофотометрическим наблюдениям в ярких волокнах $N_e \sim 500\ см^{-3}$, откуда следует, что оптическая толщина каждого волокна (учитывая его наблюдаемую толщину) составляет всего лишь 0,05. Так как степень экранировки волокнами друг друга невелика, то их тепловое радиоизлучение может дать не больше, чем 5% наблюдаемого потока.

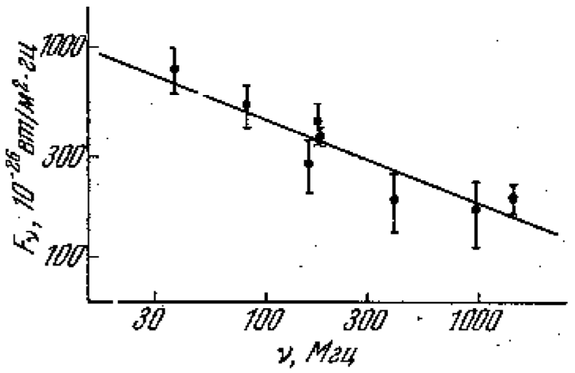


Рис. 42. Радиоспектр НВ 21 [107].

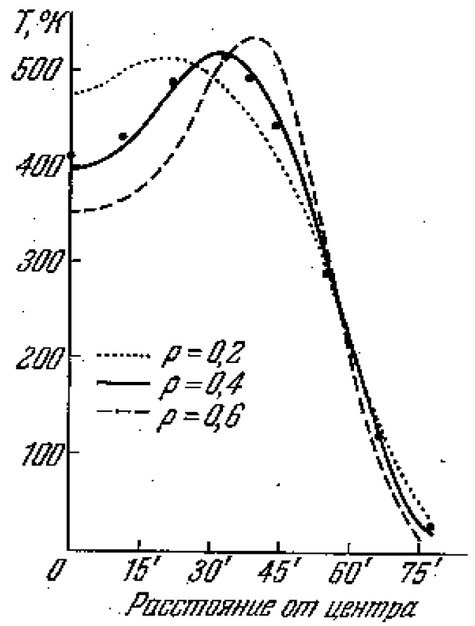


Рис. 43. Модель источника НВ 21 [107].

Сложная структура радиоизлучающих областей такого «старого» объекта, как система волокнистых туманностей в Лебеде,

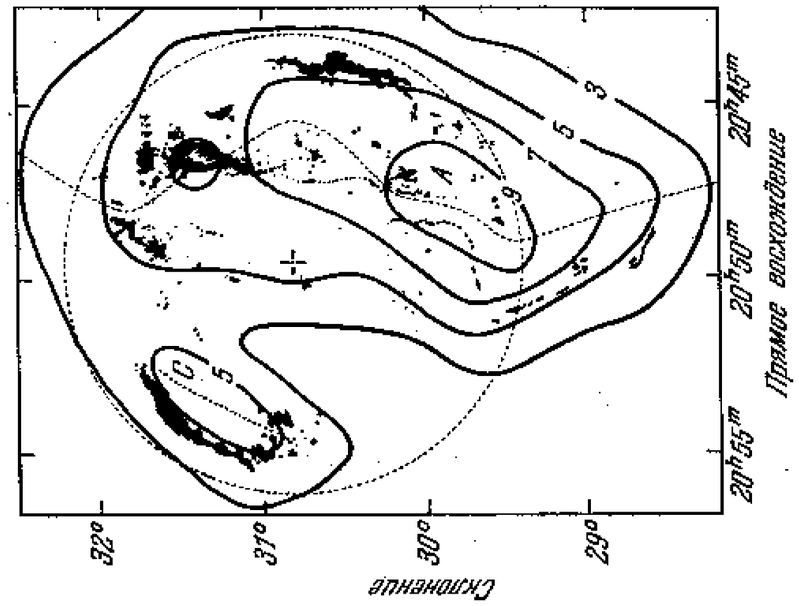


Рис. 45. Радиоизображение волокнистых туманностей в Лебеде на волне 75 *см* [108].



Рис. 44 Радиоизображение волокнистых туманностей в Лебеде на волне 31 *см* [109].

не дает таких явных указаний на наличие оболочки, как у сравнительно более молодого объекта НВ 21, не говоря уже о Кассиопее-А. По-видимому, в случае источника в Лебеде оболочка сильно деформировалась и даже потеряла «сплошность».

Рассчитаем характеристики релятивистских частиц, ответственных за синхротронное радиоизлучение источника, связанного с волокнистыми туманностями. Рассмотрим условия в области A. Угловые размеры этой области (по половине яркости) примем $2^\circ \times 1^\circ{,}5$ (см. рис. 45). Так как расстояние до источника $r = 770$ *пс*, то линейные размеры области A 27×20 *пс*, а ее объем $2 \cdot 10^{59}$ *см*^{3}. Согласно [108] на область A приходится около 65% всего потока радиоизлучения. Согласно [106] полный поток на частоте 408 *Мгц* равен $2{,}3 \cdot 10^{-24}$ *вт*/*м*$^2 \cdot$ *гц*. По этим данным можно получить среднюю объемную светимость в области A: $\bar{\varepsilon}_\nu = 5{,}2 \cdot 10^{-37}$ *эрг*/*см*^{3}*сек* $\cdot$ *гц*. Полагая в (6.7) $\alpha = 0{,}5$, $\gamma = 1 + 2\alpha = 2$, $U(\gamma) = 0{,}125$, будем иметь

$$K H_\perp^{1,5} = 1{,}1 \cdot 10^{-20}.$$

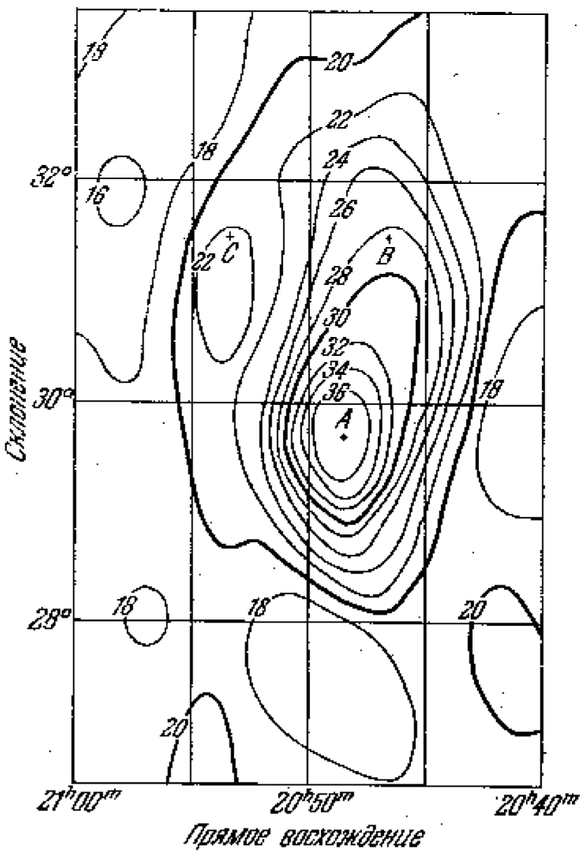


Рис. 46. Радиоизображение волокнистых туманностей в Лебеде на волне 7,9 *м* [110].

По-прежнему полагая, что плотность энергии релятивистских частиц равна плотности магнитной энергии, и считая, что вклад релятивистских протонов несуществен, найдем, что $H_\perp = 1{,}6 \cdot 10^{-5}$ *э*, $K = 1{,}6 \cdot 10^{-12}$, если пределы интегрирования для релятивистских электронов $E_1 = 10^7$ *эв*, $E_2 = 10^{10}$ *эв*. Плотность их энергии (равная плотности магнитной энергии) будет $\mathscr{E}_p = 1{,}2 \cdot 10^{-11}$ *эрг*/*см*^{3}, а суммарная энергия релятивистских электронов, заключенных в области A, составит $2{,}5 \cdot 10^{48}$ *эрг*, т. е. лишь немногим меньше, чем в Кассиопее-А.

Если, как и в случае Кассиопеи-А, учитывать релятивистские протоны, то при $k = 10$ суммарная энергия релятивистских протонов будет $\mathscr{E}_p \sim 6{,}2 \cdot 10^{48}$ *эрг*, а магнитное поле $H \sim 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ *э*. При $k = 100$ будем иметь соответственно $1{,}7 \cdot 10^{49}$ *эрг* и $4 \cdot 10^{-5}$ *э*.

Как ни мала объемная светимость радиоизлучения в области волокнистых туманностей, она все же в тысячи раз больше, чем в «невозмущенной» межзвездной среде в области спиральных ветвей, где, как правило, находятся объекты, подобные волокнистым туманностям. Если рассматривать магнитное поле в области волокнистых туманностей как усиленное межзвездное магнитное

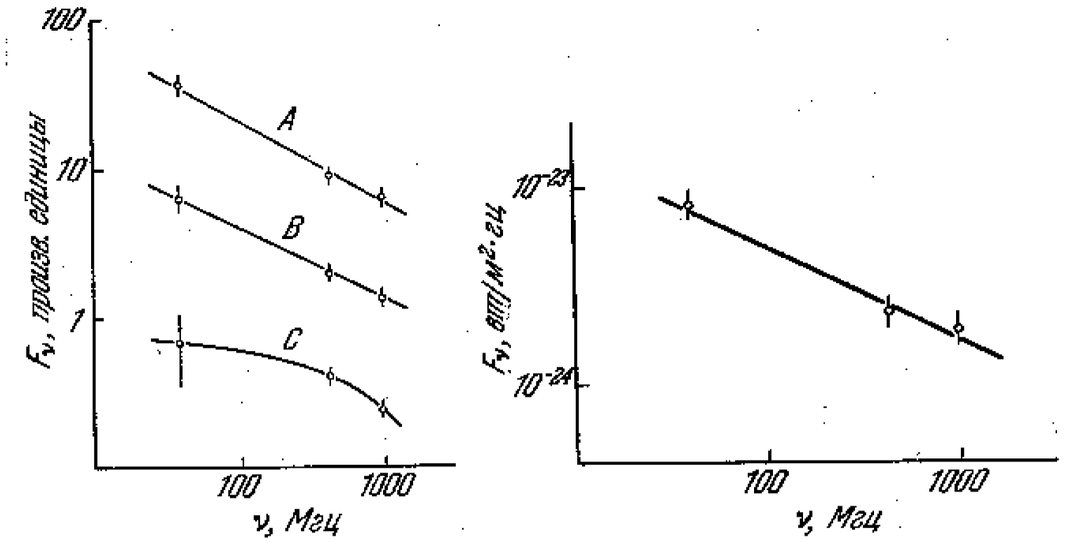


Рис. 47. Справа «средний» радиоспектр волокнистых туманностей в Лебеде [110]; слева радиоспектр отдельных деталей волокнистых туманностей [110].

поле и применить формулу (6.13), то получим $m = 10$, т. е. межзвездное магнитное поле в спиральных рукавах имеет напряженность $H \sim 2 \cdot 10^{-6}$ *э*. Вероятнее всего, однако, что магнитное поле в рукавах спиралей в несколько раз больше [111], поэтому релятивистские частицы в области волокнистых туманностей имеют не межзвездное происхождение, а образовались во время вспышки.

Объектом, по своим характеристикам сходным с системой волокнистых туманностей в Лебеде, является туманность IC 443. На рис. 48, *а* приведены изофоты радиоизлучения источника, связанного с этой туманностью, полученные Хоггом на волне 21,3 *см* [112]. Наблюдения проводились на большом радиотелескопе Национальной радиоастрономической обсерватории, диаметр зеркала которого около 96 *м*. Разрешающая способность радиоизображения этого источника $\sim 10'$ (приблизительно $^1/_5$ его размеров). Кроме того, были построены изофоты этого источника на волнах 40 *см* и 10 *см* (см. рис. 48, *б* и *в*).

Основной особенностью радиоизображения IC 443 является наличие максимума в северо-западной части туманности, где сосредоточена эмиссия волокон, наблюдаемая в оптическом диапазоне; в то же время максимум радиоизлучения определенно не совпадает с максимумом оптического излучения туманности, а несколько смещен к ее центру.

Спектральный индекс источника, имеющего сравнительно простую структуру, согласно [112] равен $0{,}41 \pm 0{,}04$. Можно было бы ожидать, что определенный вклад в радиоизлучение IC 443 вносит тепловое излучение ионизованного газа в волокнах, которые довольно ярки. Свечение этих волокон должно возбуждаться электронным ударом подобно волокнам в созвездии Лебедя (см. § 5). При таком механизме возбуждения и $T_e = 10^4$ *град* объемная светимость в линии H_α $\varepsilon_{H_\alpha} = 5 \cdot 10^{-24} N_e n_p$ *эрг/см³·сек*, в то время как объемная светимость в радиодиапазоне 21 *см*, рассчитанная на единичный интервал частот, $\varepsilon_\nu = 3{,}9 \times \times 10^{-39}$ *эрг/см³·сек·гц*. Следовательно, $\varepsilon_\nu = 0{,}8 \cdot 10^{-15}\ \varepsilon_{H_\alpha}$.

Согласно [112] полный поток от IC 443 в линии H_α, исправленный на межзвездное поглощение, $F_{H_\alpha} = 1{,}3 \cdot 10^{-8}$ *эрг/см²·сек*, откуда соответствующий поток радиоизлучения $F_\nu = 1{,}1 \cdot 10^{-23}$ *эрг/см²·сек·гц* $= 1 \cdot 10^{-26}$ *вт/м²·гц*, что составляет менее 1% от наблюдаемого потока радиоизлучения.

Вероятнее всего, и этот источник имеет оболочечную структуру, однако основная часть излучения исходит из северо-западного сектора этой оболочки. Расчет релятивистских частиц и магнитных полей для этого источника может быть сделан обычным способом. Однако, в отличие от Кассиопеи-А и волокнистых туманностей в Лебеде, точное расстояние до IC 443 неизвестно. В § 7 будет развит новый метод определения расстояний до подобных источников, основывающийся только на радиоастрономических наблюдениях. Применение этого метода дает для IC 443 расстояние $r = 1900$ *пс*. Принимая ту же методику расчета, что и в случае волокнистых туманностей в Лебеде (спектральные индексы у обоих источников очень близки), получим при $k = 1$ (т. е. без учета релятивистских протонов) $\mathscr{E}_p = 1{,}3 \cdot 10^{48}$ *эрг*, $H = 3 \cdot 10^{-5}$ *э*. При $k = 100$ имеем $\mathscr{E}_p = 10^{49}$ *эрг*, $H = 7 \cdot 10^{-5}$ *э*.

Как уже указывалось, пока известно около 15 протяженных галактических источников, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых II типа. Однако радиоизображения построены для сравнительно небольшого числа таких объектов. Недавно, например, было получено радиоизображение источника, совпадающего по своим координатам с системой тонковолокнистых туманностей, находящихся в созвездии Возничего [113]. Центр тяжести этого источника имеет координаты $\alpha = 5^h31^m$, $\delta = 42°{,}8$ (1950,0).

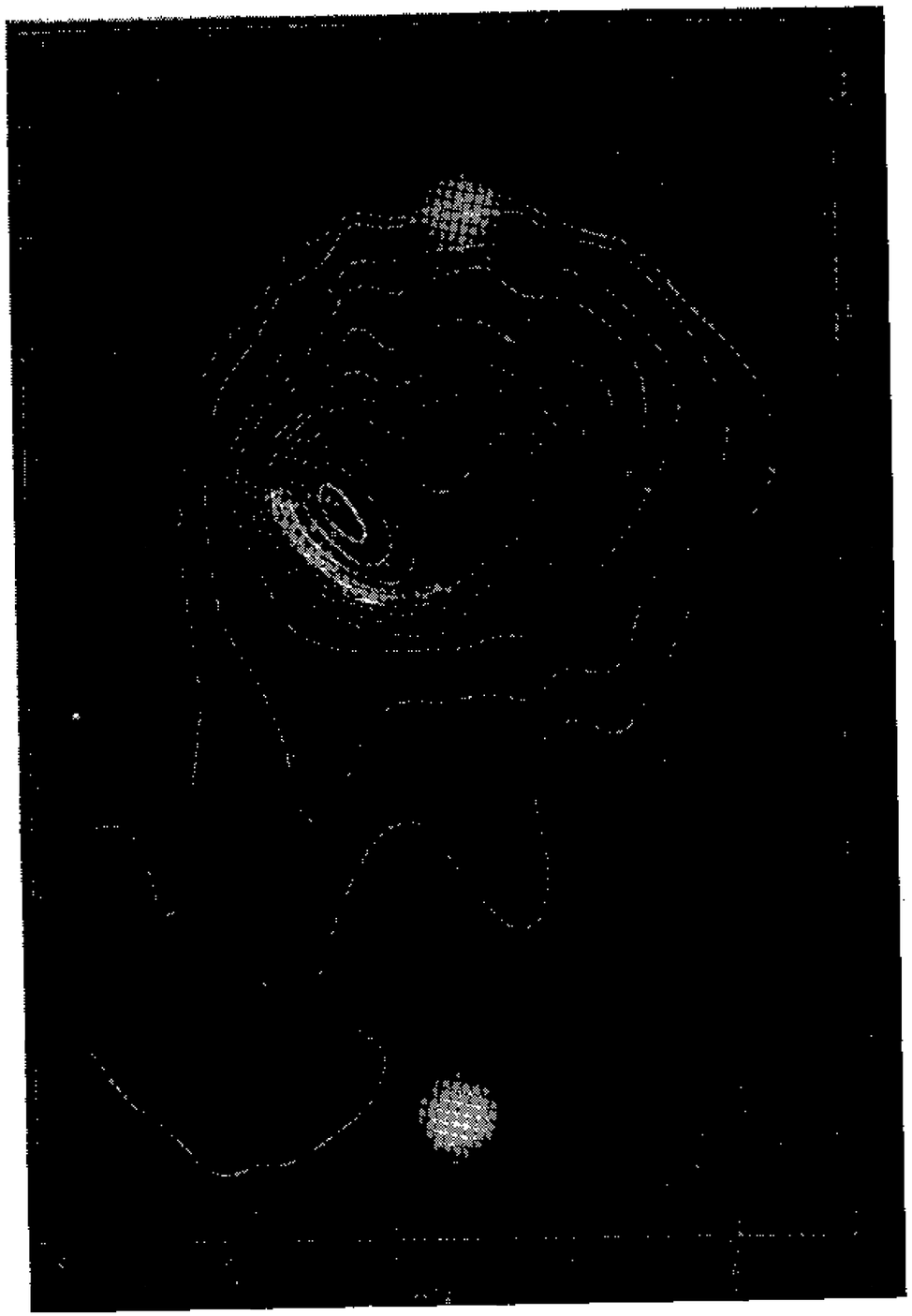


Рис. 18а. Радиоизображение IC 443 на волне 21,3 *см* [112].



Рис. 48б. Радиоизображение IC 443 на волне 40 *см* [112].



Рис. 48в. Радиоизображение IC 443 на волне 10 *см* [112].

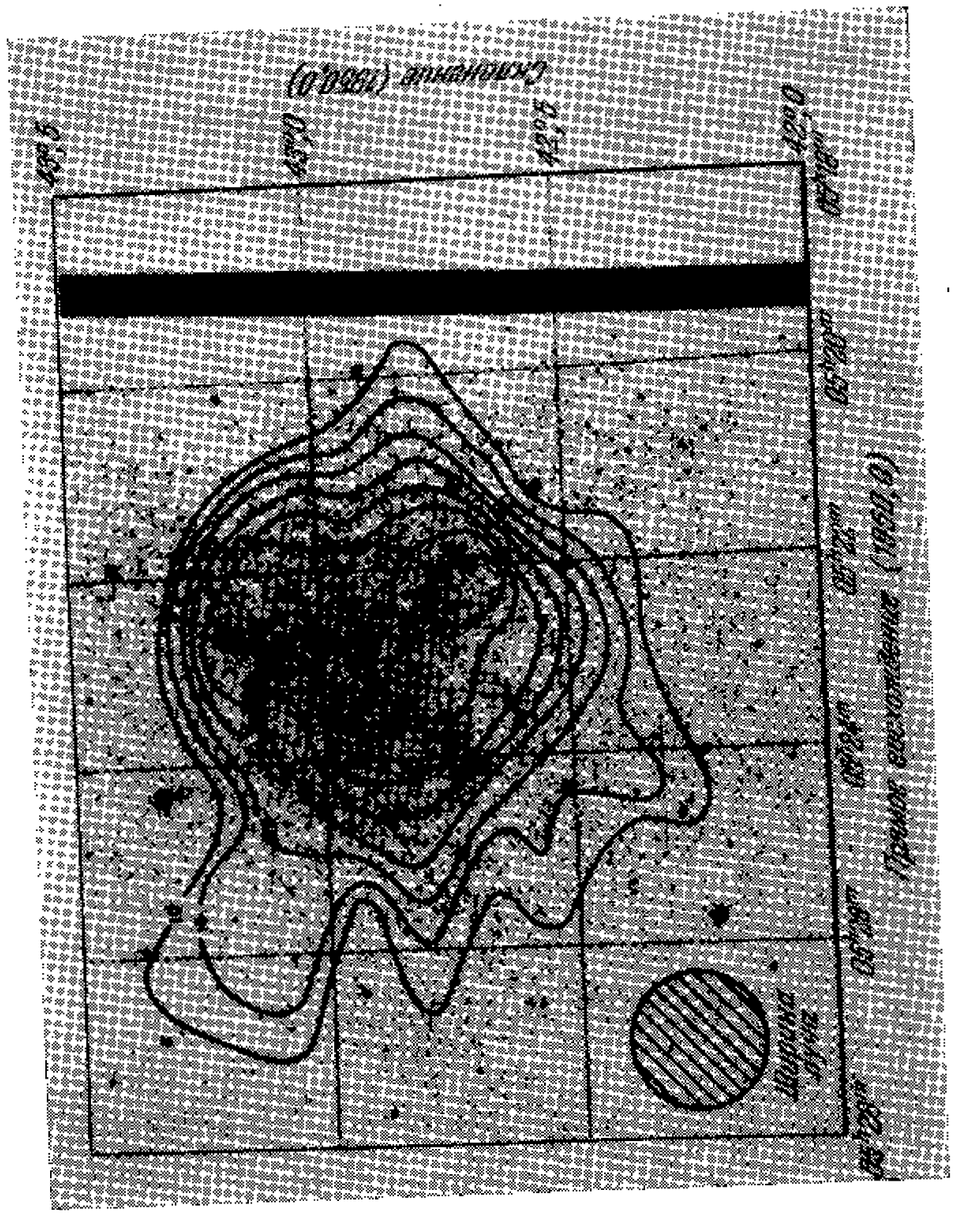


Рис. 49. Радиоизображение источника в Возничем [113].

Наблюдения проводились на частоте 610 *Мгц*. Спектральная плотность потока на этой частоте $F_\nu = (7{,}5 \pm 1)\cdot 10^{-26}$ *вт/м²·гц*. На рис. 49 приведено радиоизображение этого источника, наложенное на фотографию системы волокнистых туманностей, с которой отождествляется источник. Хорошо видно, что два максимума радиоизлучения накладываются на области, где волокна туманности особенно ярки. Аналогичная ситуация наблюдается у IC 443 (см. рис. 48). Эффективные угловые размеры источника IC 443 ~1°. Спектральный индекс пока не известен, но, судя по тому, что на более высоких частотах этот источник не наблюдается, его спектр должен быть довольно крутым.

Особый интерес, как уже указывалось в § 5, представляют остатки вспышек сверхновых II типа, недавно обнаруженные в Большом Магеллановом Облаке. Об их оптических характеристиках речь уже шла в § 5. Характеристики их радиоизлучения приведены в табл. 10.

ТАБЛИЦА 10

	Координаты		F_ν (λ = 11 см)	λ = 20 см	λ = 50 см	λ = 75 см	λ = 350 см	α	2 R, пс
	α (1950)	δ (1950)							
N 49	$05^h26^m00^s$	—66°06′	1,3	2,5	6	9	34	1,0	18
N 63 A	05 35 39	—66 03,5	1,2	1,5	2,5	3	—	0,5	7
N 132 D	05 25 32	—69 41,0	2,8	4,0	—	7	—	0,5	6

В первом столбце приведен номер источника по каталогу Хениза [114], во втором и третьем столбцах — координаты источников, измеренные на 66-метровом радиотелескопе во время наблюдений на волне 11 *см*, когда ширина главного лепестка диаграммы направленности была 7′,5. Точность определения координат 0′,5; в этих пределах источники совпадают с соответствующими туманностями, имеющими угловые размеры ~0′,5—1′,0. Потоки измерялись на четырех частотах при помощи 66-метрового радиотелескопа в Парксе. Значение спектральной плотности потока для N 49 на волне 350 *см* взято из каталога Миллса, Сли и Хилла [115]. В предпоследнем столбце приведены полученные из этих наблюдений спектральные индексы, а в последнем — диаметры оптических туманностей, отождествляемых с этими источниками.

При известном расстоянии до Большого Магелланового Облака, зная потоки, спектральные индексы и угловые размеры источников, можно, пользуясь описанной выше процедурой, вычислить для всех объектов суммарную энергию релятивистских частиц и напряженность магнитного поля в предположении равенства

плотностей магнитной энергии космических лучей. Соответствующие данные приведены в табл. 11.

ТАБЛИЦА 11

	ε_ν, 10^{-33} эрг при $\nu = 100$ Мгц	ε, 10^{47} эрг		H, 10^{-4} а/м	
		$k=1$	$k=100$	$k=1$	$k=100$
N 49	1,6	45	320	1,1	2,5
N 63A	10	9	63	1,5	3,7
N 132D	34	13	90	2,2	5,5

Рассмотренные примеры показывают, что содержание релятивистских частиц в различных источниках, находящихся как в нашей Галактике, так и в Магеллановых Облаках, довольно близко друг к другу. Следовательно, в этом отношении остатки вспышек сверхновых II типа образуют сравнительно однородную группу объектов. Вместе с тем, мощность их радиоизлучения меняется в весьма широких пределах. Причина этого будет рассматриваться в следующем параграфе.

§ 7. Вековое уменьшение потока и интенсивности радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых

В предыдущем параграфе на ряде конкретных примеров было показано, как синхротронная теория источников радиоизлучения, связанных с остатками вспышек сверхновых II типа, объясняет их природу. В частности, спектры излучения этих источников непринужденно объясняются особенностями энергетического спектра релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение. Однако любая теория только тогда может быть признана правильной, когда, исходя из нее, можно предсказать совершенно новое явление, которое после этого наблюдается. Важнейшей вехой в истории радиоастрономии было обнаружение теоретически предсказанной сильной поляризации оптического излучения Крабовидной туманности, имеющего синхротронную природу. Этот вопрос будет подробно обсуждаться в следующей главе. Мы сейчас рассмотрим другое следствие синхротронной теории, позволившее сделать важное предсказание, которое было потом подтверждено наблюдениями.

Остатки вспышек сверхновых представляют собой, прежде всего, расширяющиеся системы. Мы наблюдаем различные стадии

этого расширения. Туманность Кассиопея-А, которая подробно описывалась в предыдущих параграфах, как уже подчеркивалось ранее, сравнительно молодой объект. Оболочка, выброшенная при вспышке сверхновой, почти не затормозилась межзвездной средой, а ее скорость расширения (~7—8 тысяч *км/сек*) практически равна первоначальной скорости выброшенных во время вспышки газов. Наоборот, такие объекты, как система волокнистых туманностей в Лебеде и IC 443, представляют собой уже достаточно старые объекты. Линейные размеры их в 5—10 раз превышают размеры Кассиопеи-А. Скорость их расширения значительно снизилась. Наконец, сильнейшим образом уменьшилась мощность их излучения и поверхностная яркость в радиодиапазоне.

Источник, связанный с системой очень слабых тонковолокнистых туманностей S 147, находится на еще более поздней стадии развития таких объектов. Его яркостная температура значительно ниже яркостной температуры фона. Этот объект уже почти «растворился» в окружающей межзвездной среде. Таким образом, даже самый предварительный анализ результатов наблюдений позволяет сделать вывод, что остатки вспышек сверхновых II типа образуют явно выраженную эволюционную последовательность. С течением времени их основные характеристики должны закономерным образом меняться.

Возникает основной вопрос: по какому закону должна меняться мощность радиоизлучения и поверхностная яркость таких источников? По мере расширения туманности (остатка вспышки) напряженность связанного с ней магнитного поля будет уменьшаться. Одновременно следует ожидать уменьшения энергии находящихся в туманности релятивистских частиц (см. ниже). Если считать, что процесс образования релятивистских частиц прекращается на некотором сравнительно раннем этапе расширения туманности, то, очевидно, с уменьшением напряженности магнитного поля и энергии релятивистских электронов по мере дальнейшего расширения туманности поток радиоизлучения будет непрерывно уменьшаться. Еще быстрее будет уменьшаться поверхностная яркость источника. Сделаем количественную оценку этого эффекта.

Спектральная плотность потока излучения от некоторого источника при синхротронном механизме излучения определяется соотношением

$$F_\nu \sim R^3 K H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} (2{,}8\cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}}. \qquad (7.1)$$

Согласно [116] выражение для статистического механизма ускорения Ферми при расширении туманности имеет вид

$$\frac{dE}{dt} = \left[u^2 - \frac{acol}{R}\right]\frac{E}{lc}, \qquad (7.2)$$

где $a \sim 1$, l — область, в пределах которой магнитное поле можно считать более или менее однородным, v — скорость расширения туманности, u — характерная турбулентная скорость в ней, R — ее радиус. За исключением очень раннего этапа расширения туманности (который здесь нас не интересует), второй член в квадратных скобках всегда больше первого. Следовательно, заключенные в расширяющейся туманности релятивистские частицы будут непрерывно уменьшать свою энергию. Этот процесс эквивалентен адиабатическому охлаждению расширяющегося газа. Так как $u^2 \ll \frac{acvl}{R}$, то

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{v}{R}E, \tag{7.3}$$

следовательно,

$$E = E_0\left(\frac{R_0}{R}\right). \tag{7.4}$$

Существенно, что все релятивистские частицы будут уменьшать свою энергию в одинаковом отношении. Поэтому их энергетический спектр не изменится. Если при $R = R_0$ энергетический спектр имел вид

$$dN(E) = K_0 E^{-\gamma}\,dE, \tag{7.5}$$

то в дальнейшем $\gamma = \text{const}$, а величина K будет меняться по закону

$$K = K_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{\gamma-1}\left(\frac{R_0}{R}\right)^3. \tag{7.6}$$

Это следует из условия:

$$R_0 K_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma}\,dE = R^3 K \int_{E_1\left(\frac{R_0}{R}\right)}^{E_2\left(\frac{R_0}{R}\right)} E^{-\gamma}\,dE. \tag{7.7}$$

Закон убывания напряженности магнитного поля по мере расширения туманности пока еще нельзя точно определить. Однако в первом приближении мы можем считать, что при расширении туманности общая структура ее магнитного поля остается более или менее постоянной («подобное» расширение). При этом должен оставаться постоянным магнитный поток. Следовательно, будем иметь

$$H = H_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^2. \tag{7.8}$$

Объемная плотность магнитной энергии при таком законе уменьшения $H(R)$ должна снижаться по закону $\varepsilon_м \sim R^{-4}$. Тот же закон

убывания мы получим и для плотности энергии релятивистских частиц, заключенных в расширяющейся туманности. Таким образом, если в некоторый момент времени в расширяющейся туманности плотность энергии космических лучей равна плотности энергии магнитного поля, то в дальнейшем это равенство нарушаться не будет.

Имеются основания считать, что в «старых» туманностях — остатках вспышек сверхновых II типа, характеристики которых подробно обсуждались в предыдущих двух параграфах, приближенно выполняется условие равенства плотностей магнитной энергии и энергии космических лучей. Это является аргументом в пользу справедливости принятого нами выше закона изменения магнитного поля по мере расширения туманности (7.8).

Необходимо еще заметить, что по мере расширения туманности $H_\perp$ будет меняться с R так же, как и H. Это видно из выражения для адиабатического инварианта:

$$\frac{p_\perp^2}{H} = \frac{p^2\sin^2\theta}{H} = \text{const}. \tag{7.9}$$

Так как для релятивистских частиц импульс $p \sim E$, то при $H \sim R^{-2}$ и $E \sim R^{-1}$ $p^2 \sim H$. Следовательно, $\sin\theta = \text{const}$ и и $H_\perp = H\sin\theta \sim R^{-2}$.

Из приведенных соотношений следует, что спектральная плотность потока будет зависеть от R по закону

$$F_\nu \sim R_0^\beta R^{-\beta} K_0 H_{0\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \sim R^{-\beta}, \tag{7.10}$$

где

$$\beta = 2\gamma. \tag{7.11}$$

Зависимость средней интенсивности от R будет:

$$I_\nu \sim T_b \sim R_0^\beta R^{-(\beta+2)} K_0 H_{0\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \sim R^{-(\beta+2)}. \tag{7.12}$$

На раннем этапе расширения туманности, когда она еще не затормозилась межзвездной средой, $R \sim t$, где t — возраст туманности. Следовательно, в формулы (7.10) и (7.12) вместо R можно подставить t.

Справедливость вывода о закономерном изменении потоков и яркостей расширяющихся туманностей можно проиллюстрировать следующим примером. Если система волокнистых туманностей в Лебеде и Кассиопее-А суть объекты, более или менее сходные по своей природе и различающиеся лишь возрастом, определяющим фазу расширения, то их потоки и поверхностные яркости должны находиться в определенном отношении, опреде-

ляемом отношением их радиусов. Согласно оптическим и радиоастрономическим наблюдениям (см. § 5 и 6), расстояние до Кассиопеи-А $r = 3400$ *пс*, откуда следует, что при угловом радиусе источника 2′,3 линейный радиус $R = 2{,}3$ *пс*. Спектральный индекс Кассиопеи-А $\alpha = 0{,}80$, откуда $\beta = 2(2\alpha + 1) = 5{,}2$. Спектральная плотность потока от Кассиопеи-А на частоте 100 *Мгц* $F_\nu = 1{,}8 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*; отсюда средняя яркостная температура $T_b = 4{,}3 \cdot 10^7$ *град*.

С другой стороны, расстояние до волокнистых туманностей в Лебеде равно 770 *пс*, угловые размеры $\sim 3°$, а линейный радиус ~ 20 *пс* (мы отвлекаемся от структуры источников в Лебеде и Кассиопее, о которой речь шла в § 6). Поток радиоизлучения на частоте $\nu = 100$ *Мгц* $F_\nu = 4 \cdot 10^{-24}$ *вт/м²·гц*, а яркостная температура на той же частоте $T_b = 4 \cdot 10^2$ *град*.

Таким образом, согласно наблюдениям мощность радиоизлучения Кассиопеи-А на частоте 100 *Мгц* примерно в 1000 раз больше, чем у волокнистых туманностей в Лебеде, а поверхностная яркость — почти в 10 000 раз больше.

Спектральный индекс у волокнистых туманностей в Лебеде заметно меньше, чем у Кассиопеи-А, и равен 0,47. Следовательно, для них $\beta = 3{,}9$. В прошлом, когда размеры системы волокнистых туманностей в Лебеде были в 8,7 раза меньше, чем сейчас, т. е. такие же, как в современной Кассиопее-А, мощность их радиоизлучения согласно (7.10) должна была быть в ~ 5000 раз больше, а поверхностная яркость в $\sim 370\,000$ раз больше, чем сейчас. Такой источник по своим основным характеристикам достаточно близок к Кассиопее-А, несколько превосходя ее по мощности и поверхностной яркости. Отсюда непосредственно следует генетическая связь источников, подобных волокнистым туманностям в Лебеде, с мощными молодыми источниками типа Кассиопеи-А *).

Убывание мощности и поверхностной яркости источников по мере расширения связанных с ними туманностей весьма чувствительно зависит от их спектрального индекса. Особенно это должно быть заметно для сравнительно больших значений α. Например, когда Кассиопея-А расширится до современных размеров волокнистых туманностей в Лебеде, ее поток уменьшится в 10^5 раз и станет на метровом диапазоне равным $\sim 10^{-27}$ *вт/м²·гц*, а яркостная температура на том же диапазоне будет $\sim 5°$. При современных средствах наблюдения такой источник обнаружить нельзя. На пределе Кассиопею-А еще можно будет наблюдать, когда ее радиус станет ~ 13 *пс*.

*) Из-за сравнительной близости волокнистых туманностей поток излучения от них, когда они были «молодыми» (около 50 000 лет назад; см. § 8), примерно в 100 раз превосходил поток от современной Кассиопеи-А.

Отсюда, в частности, следует важный вывод, что среди достаточно «старых» остатков вспышек сверхновых не должно быть объектов с высоким спектральным индексом, например, $\alpha = -0{,}8 \div -1{,}0$. Такие объекты в процессе эволюции сравнительно скоро перестают быть наблюдаемыми. Другими словами, в процессе эволюции происходит своеобразная «селекция» источников по их спектральным индексам. В предыдущем параграфе мы видели, что все источники, связанные со «старыми» остатками сверхновых II типа, имеют сравнительно «пологие» радиоспектры со спектральными индексами, лежащими в пределах 0,4—0,5. Этот факт хорошо объясняется развитой выше теорией эволюции таких источников. Эта теория в принципе пригодна и для анализа эволюции источников, связанных со вспышками сверхновых I типа. По-видимому, на основе таких теоретических представлений можно понять тот примечательный факт, что современная Крабовидная туманность является исключительно мощным источником радиоизлучения, между тем как значительно более «молодые» источники, отождествляемые со вспышками сверхновых 1572 и 1604 гг., значительно слабее. Дело в том, что у Крабовидной туманности спектральный индекс аномально мал, $\alpha = 0{,}28$, следовательно, $\beta = 3{,}1$, тогда как у более «молодых» остатков вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. $\alpha \approx 0{,}6$ и они «гаснут» значительно быстрее. Подробнее об этом речь будет идти в гл. III.

В свете изложенных соображений находит естественное объяснение интересная особенность нетепловых источников радиоизлучения, обнаруженная Уитфилдом [92] и подтвержденная на более совершенном статистическом материале Келлерманом [117]. Оказывается, что в среднем спектральный индекс у галактических источников нетеплового радиоизлучения заметно меньше, чем у внегалактических. Так как бо́льшая часть галактических источников нетеплового радиоизлучения с известными α — это сравнительно «старые» остатки вспышек сверхновых II типа, то из них могли «выжить» только те объекты, которые имеют сравнительно низкий спектральный индекс. Если бы для других источников этого типа (их сейчас насчитывается примерно 15) были известны спектральные индексы, то средний спектральный индекс галактических источников был бы еще меньше.

Самым «молодым» из известных источников радиоизлучения, отождествленных с остатками вспышки сверхновой, является Кассиопея-А. Ее возраст оценивается в 270 ± 14 лет (см. § 5). Поэтому, учитывая еще исключительно большую величину потока радиоизлучения от этого источника, можно было ожидать, что прецизионные наблюдения, даже отделенные друг от друга сравнительно небольшими промежутками времени, позволят выявить эффект векового уменьшения ее потока. Согласно (7.11) при

$\alpha = 0{,}80$ величина $\beta = 5{,}2$. Если расширение происходит все время с постоянной скоростью, то относительное уменьшение потока Кассиопеи-А за один год составит

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = \frac{\beta}{270} = 1{,}9\%.$$

На основании приведенного выше расчета автор этой книги в 1960 г. предсказал, что вековое уменьшение потока радиоизлучения от Кассиопеи-А вполне можно наблюдать средствами современной радиоастрономии [119]. Прежде чем перейти к изложению результатов наблюдений, специально предпринятых для проверки этого предсказания, целесообразно остановиться еще раз на основных предпосылках теории, из которых следует этот вывод. Эти предпосылки заключаются в следующем:

1) механизм радиоизлучения — синхротронный,

2) источник радиоизлучения расширяется со скоростью, определяемой оптическими наблюдениями туманности,

3) напряженность магнитного поля в процессе расширения туманности убывает по некоторому степенному закону;

4) количество релятивистских электронов в процессе расширения туманности не увеличивается.

Предпосылки 1) и 2) следует считать установленными достаточно надежно. Предпосылка 3) представляется также вполне естественной, хотя нельзя, конечно, исключить, что на отдельных этапах расширения туманности, по причине особенности взаимодействия с неоднородной межзвездной средой, окружающей туманность, в последней могут быть локальные флуктуации поля. Это особенно четко заметно на радиоизображении Кассиопеи-А, где видно значительное количество «радиоконденсаций», скорее всего, связанных с локальными усилениями магнитного поля. Однако суммарный поток от этих конденсаций не превышает 10% полного потока (см. § 6), и если время жизни их не меньше нескольких десятков лет, то они не могут дать значительного вклада в ожидаемую величину годичного изменения потока. Что касается последней предпосылки, то трудно ожидать, что количество релятивистских электронов в Кассиопее-А растет со временем, компенсируя эффект убывания напряженности поля при расширении туманности. Для этого необходимо, чтобы генерация релятивистских электронов росла со временем по некоторому степенному закону, что вряд ли приемлемо.

Могут ли в расширяющейся туманности действовать некоторые причины, препятствующие вековому торможению релятивистских электронов и даже ускоряющие их? Если бы это было так, то на более поздних этапах расширения давление релятивистских частиц превысило бы магнитное давление и они «прорвались» бы

из туманности. Но в таком случае мы никогда не наблюдали бы «старых» объектов типа IC 443, волокнистых туманностей в Лебеде и др. Заметим, что в Крабовидной туманности инжекция релятивистских электронов продолжается и в настоящее время. Об этом речь будет идти в гл. III. Однако оболочечная структура радиоисточников, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых II типа, как будто бы говорит против возможности продолжающейся инжекции релятивистских частиц. В Крабовидной туманности, по-видимому, нет оболочечной структуры, а в центральной ее части наблюдается особенность.

Таким образом, ожидаемый эффект векового уменьшения потока и яркости Кассиопеи-А является естественным следствием существующих представлений о природе радиоизлучения остатков вспышек сверхновых. Специфика источника Кассиопея-А состоит только в том, что этот процесс может быть замечен за сравнительно короткое время.

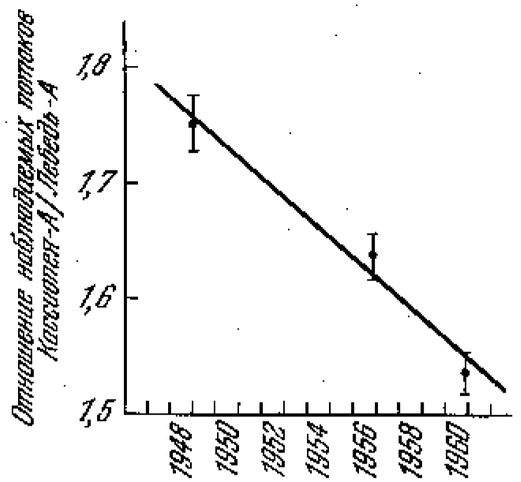


Рис. 50. Вековое уменьшение потока радиоизлучения от Кассиопеи-А на волне 3,7 *м* [120].

После того как было сделано предсказание о вековом уменьшении потока радиоизлучения от Кассиопеи-А, было выполнено несколько наблюдений с целью проверки этого вывода теории. Идея метода экспериментальной проверки была предложена нами в [119] и состоит в следующем. Так как ошибки абсолютных радиоастрономических наблюдений пока еще довольно велики, целесообразно изучать отношение потоков Кассиопеи-А и какого-нибудь подходящего источника с заведомо постоянным потоком. В качестве такого источника целесообразно выбрать Лебедь-А, у которого величина потока сравнима с потоком от Кассиопеи-А, а межгалактическая природа практически исключает возможность вариаций потока.

Первые наблюдения были выполнены в 1961 г. Хогбомом и Шейкшафтом, которые повторили на волне 3,7 *м* измерения отношения потоков Кассиопеи-А и Лебедя-А на том же радиотелескопе, что и в 50-х годах [120]. Результаты их измерений приведены на рис. 50. Они получили среднюю ежегодную скорость уменьшения потока $1{,}06 \pm 0{,}14\%$. Следует, однако, заметить, что, как видно из рис. 50, ежегодное изменение потока, полученное из анализа более поздних и, можно полагать, более точных изме-

рений дает величину годичного уменьшения потока около 1,7%. Вскоре после этого Хишен и Мередит подтвердили на волне 21 *см* результаты англичан, полученные на более низких частотах [121]. Недавно Майер, Мак-Кулаф и Слонейкер выполнили новые наблюдения на 16-метровом радиотелескопе Морской лаборатории на волне 9,4 *см* [122]. Произведя сравнение со старыми наблюдениями 1953 г., они нашли, что отношение потоков Кассиопеи-А и Лебедя-А, равное в 1953 г. $2{,}247 \pm 0{,}045$, стало в 1962 г. равным $2{,}032 \pm 0{,}024$, т. е. уменьшилось на 10%. Отсюда следует, что среднее уменьшение потока от Кассиопеи-А за год составляет $1{,}14 \pm 0{,}26$%. На рис. 51 представлены результаты измерений отношения потоков от некоторых источников к потоку от Лебедя-А за период 1953—1962 гг. Бросается в глаза резкое отличие поведения отношения потоков Кассиопея/Лебедь по сравнению с другими отношениями. Только Крабовидная туманность (источник Телец-А) показывает намек на эффект векового уменьшения потока, составляющей $0{,}53 \pm 0{,}40$% в год. Заметим, что при спектральном индексе $\alpha = 0{,}28$ и возрасте 910 лет ожидаемое годовое уменьшение потока от Крабовидной туманности должно составлять согласно (7.10) около 0,3% в год.

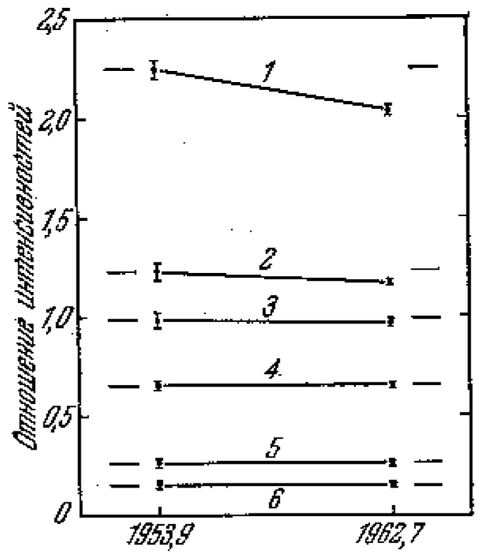


Рис. 51. Вековые изменения потоков от некоторых источников (по отношению к потоку от Лебедя-А) на волне 9,4 *см* [122]; *1* — Кассиопея-А; *2* — Телец-А; *3* — M17; *4* — Орион; *5* — Центавр-А; *6* — Дева-А.

Наряду с относительными измерениями проводились и абсолютные измерения с целью подтверждения вывода о вековом уменьшении потока от Кассиопеи-А. В 1964 г. Ласточкин и Станкевич [123], сравнивая свои абсолютные измерения на волне 3,2 *см*, выполненные в 1962 и 1964 гг., получили годовое уменьшение потока Кассиопеи-А на 1,7%. Наконец, в 1965 г. Финдлей, Хватум и Вальтман [124], выполнив абсолютные измерения на волне около 21 *см* с помощью большой рупорной антенны Национальной радиоастрономической обсерватории в Грин Бэнк, нашли годовое уменьшение потока равным $1{,}75 \pm 0{,}52$% (рис. 52).

Таким образом, представляется доказанным, что поток радиоизлучения от Кассиопеи-А непрерывно уменьшается. Хотя пока окончательных выводов о точной величине этого уменьшения еще

сделать нельзя, уже сейчас можно подчеркнуть два обстоятельства.

1. Годовое уменьшение потока не зависит от частоты. Наблюдения на волнах 3,7 *м* и 9,4 *см* дают в пределах ошибок одинаковый результат, как этого и следовало ожидать на основании изложенной выше теории.

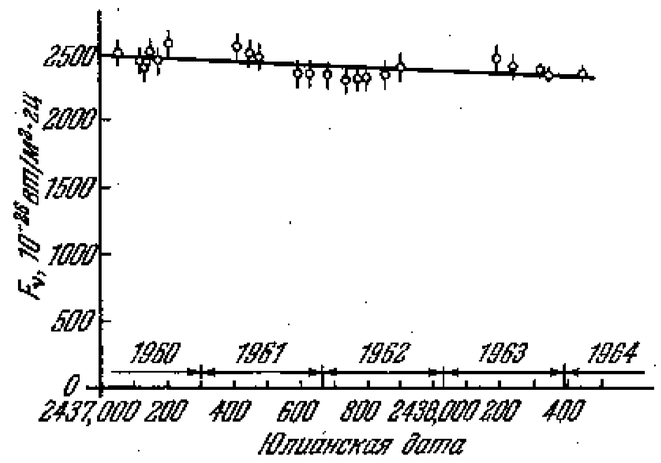


Рис. 52. Абсолютные измерения векового уменьшения потока от Кассиопеи-А на волне 21 *см* [124].

2. Годовое уменьшение потока, вероятнее всего, несколько меньше предсказанного на основе простой теории. Оно лежит в пределах 1,1—1,75% вместо ожидаемых 1,9—2%. Этот результат требует объяснения.

Прежде, однако, остановимся на следующем обстоятельстве. Если принять, исходя из существующих наблюдений, фактическое годичное уменьшение потока радиоизлучения от Кассиопеи-А в 1,5%, то относительное изменение величины потока от этого источника может быть представлено в следующей таблице:

ТАБЛИЦА 12

Дата	F_ν (отн.)	Дата	F_ν (отн.)
1800 г.	5500	1965 г.	100
1850 г.	1050	1995 г.	65
1900 г.	325	2195 г.	8

За 100 принято значение потока в 1965 г. Из этой таблицы видно, что через 30 лет поток радиоизлучения от Кассиопеи-А

уменьшится в 1,5 раза, а через 230 лет — в 12 раз. Раньше, когда, увы, радиоастрономии еще не существовало, поток был значительно более мощным. Например, в 1900 г. он превосходил нынешнее значение более чем в три раза.

Возникает естественный вопрос: до каких пор можно экстраполировать наблюдаемое вековое уменьшение потока? Экстраполяция «вперед» не представляет особых трудностей. Надо только учитывать неизбежное торможение оболочки межзвездной средой и использовать зависимость $F(R)$ согласно (7.10), при $R = R(t)$. Вид функции $R(t)$ будет обсуждаться в § 8. Что касается экстраполяции «назад», то здесь возникают ограничения. Дело в том, что при выводе формул (7.10) и (7.12) предполагалось, что туманность прозрачна к собственному радиоизлучению. Однако на сравнительно ранних этапах расширения, когда плотность ионизованного газа, находящегося в ней, велика, это условие уже не будет выполняться. Указанное ограничение наступает, очевидно, на более низких частотах раньше, чем на более высоких. Мы сейчас сделаем очень грубую оценку этого эффекта.

Будем исходить из простой модели: плотность ионизованного газа N_e и величина магнитного поля H одинаковы во всей туманности. Примем, что непрозрачность наступает тогда, когда оптическая толщина $\tau_\nu = 1$. С другой стороны, $\tau_\nu \sim N_e^2 R/\nu^2 T_e^{3/2}$. Следовательно, частота, для которой $\tau_\nu = 1$, определяется условием

$$\nu_{\tau_\nu=1} \sim N_e R^{1/2} T_e^{-3/4}. \tag{7.13}$$

В нашем грубом приближении мы не будем рассматривать зависимость $\nu_{\tau_\nu=1}$ от T_e, что может быть и недопустимо. Из условия однородности расширения будем иметь

$$\nu_{\tau_\nu=1} \sim R^{-5/2}. \tag{7.14}$$

В случае большой оптической толщины излучать будет тонкий слой толщиной d, расположенный на периферии туманности, оптическая толщина которого ~ 1. Тогда объем области, из которой радиоизлучение туманности будет выходить «беспрепятственно», составит $R^2 d$. Для фиксированной частоты из условия, что для этого слоя $\tau_\nu = 1$, найдем:

$$d \sim \frac{\nu^2}{N_e^2} \sim R^6. \tag{7.15}$$

Тогда для оптически толстой туманности мощность радиоизлучения (и поток) будут изменяться по закону

$$L_\nu \sim F_\nu \sim R^{5-\beta}. \tag{7.16}$$

Если для некоторого источника $\beta < 5$, то по мере эволюции туманности поток на фиксированной частоте будет сначала сравнительно медленно расти, потом достигнет довольно пологого максимума (при $\tau_\nu \sim 1$), после чего начнет быстро убывать согласно формуле (7.10). Для более высоких частот максимум потока будет, очевидно, достигнут раньше. Для оптически толстой туманности спектр радиоизлучения примет вид

$$F_\nu \sim \nu^{2-\alpha}. \tag{7.17}$$

В большинстве случаев $\alpha < 1$, а F_ν будет растущей функцией частоты. Известно, что в случае Кассиопеи-А для $\nu < 16{,}5$ *Мгц* имеет место «завал» спектра (см. § 6). Если считать, что этот завал обусловлен поглощением ионизованным газом, находящимся в самой туманности, то можно сделать любопытный вывод, что ~ 100 лет назад «завал» в спектре имел место для $\nu < 60$ *Мгц*, а через 100 лет «завал» будет для $\nu < 8$ *Мгц*. В случае $\beta > 5$ F_ν для оптически толстой туманности будет сравнительно медленно убывать по мере увеличения R, пока τ_ν не станет равным 1, после чего начнется быстрое убывание, описываемое формулой (7.10).

Наши расчеты, конечно, являются очень грубыми; помимо игнорирования зависимости $T_e(R)$, мы не учитываем тонкую структуру в распределении ионизованного газа в туманности, явно наблюдаемую у Кассиопеи-А. Это обстоятельство может существенно изменить оценки оптической толщины расширяющейся туманности.

Все же некоторые существенные черты явлений, сопутствующих эволюции расширяющихся туманностей, эти оценки, по-видимому, отражают. Попробуем сделать очень грубую оценку эффекта поглощения ионизованным газом в расширяющейся туманности. В случае сверхновых II типа можно ожидать, что масса выброшенных ионизованных газов $\sim 10 M_\odot$ или $2 \cdot 10^{34}$ *г*; это соответствует $\sim 10^{58}$ пар ионов. При радиусе расширяющейся туманности $\sim 10^{17}$ *см* средняя их концентрация $\bar{N}_e \sim 2{,}5 \cdot 10^6$ *см*$^{-3}$, мера эмиссии МЕ $\sim \bar{N}_e^2 R \sim 10^{10}$ *см*$^{-6}$ *пс*, и даже при значении $T_e \sim 10^5 - 10^6$ *град* туманность будет непрозрачной вплоть до самых высоких частот радиодиапазона. При $R = 10^{18}$ *см* мера эмиссии МЕ $\sim 10^6$, и туманность все еще будет непрозрачной для волн метрового диапазона (если, конечно, T_e не будет чрезмерно высокой, а степень неоднородности — очень большой). Только при $R \sim 1$ *пс* (что всего лишь в ~ 3 раза меньше современных размеров Кассиопеи-А) МЕ $\sim 10^4$, и при $T_e \geqslant 10^4$ *град* туманность станет прозрачной для метровых волн.

Мы можем, следовательно, сделать вывод, что для туманностей — остатков вспышек сверхновых II типа — формулу (7.10)

можно экстраполировать «назад» вплоть до $R \sim 1$ *пс*. В случае Кассиопеи-А это соответствует эпохе, когда ее возраст был $\sim$100 лет, что обосновывает сделанную выше экстраполяцию.

Существует специфический эффект «реабсорбции» расширяющейся туманности, на котором следует остановиться. Речь идет о поглощении синхротронного радиоизлучения самими релятивистскими электронами, находящимися в туманности. Общую теорию этого эффекта развил В. И. Слыш [125]; его метода расчета мы будем придерживаться. По причине реабсорбции релятивистскими электронами, находящимися в туманности, первоначальный синхротронный спектр для частот $\nu < \nu_{max}$ «заваливается», причем $F_{\nu<\nu_{max}} \sim \nu^{2,5}$. Найдем частоту «завала» спектра как функцию R. Согласно [125]

$$\nu_{max} = 1{,}2 \left[\frac{F(\nu_2)}{\theta^2} \nu_2^{\alpha} \cdot 10^{33} \right]^{\frac{1}{\alpha+2,5}} H^{\frac{1}{2\alpha+5}}, \qquad (7.18)$$

где $\theta = 2R/r$ — угловой диаметр источника, $\nu_2 > \nu_{max}$, H — напряженность магнитного поля. Полагая $F(\nu_2) \sim R^{-\beta}$, получим

$$\nu_{max} \sim R^{-\frac{\beta+3}{\alpha+2,5}}. \qquad (7.19)$$

Для Кассиопеи-А $\nu_{max} \sim R^{-2,5}$ и сейчас для этого источника $\nu_{max} \approx 3$ *Мгц*. Поэтому даже при $R = 1/10 R_0 = \nu_{max} \sim 10^3$ *Мгц* дециметровое излучение Кассиопеи-А было свободно от самопоглощения релятивистскими электронами, хотя возраст ее тогда был $\sim$27 лет. Таким образом, у остатков вспышек сверхновых II типа поглощение излучения ионизованным газом, по-видимому, более эффективно, чем релятивистскими электронами.

Вернемся к обсуждению результатов наблюдений векового уменьшения потока радиоизлучения от Кассиопеи-А. Как уже указывалось, наблюдения, в основном подтверждая предсказание теории, все же дают несколько меньшую величину $\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu}$. Как это можно объяснить? Имеется несколько возможностей.

Во-первых, возраст Кассиопеи-А может быть несколько больше, чем найденный Минковским. Например, полагая $T \sim 300$ лет (что вполне допустимо), получим $\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} \approx -1{,}75\,\%$, что находится в хорошем согласии с некоторыми наблюдениями, но, скорее всего, несколько выше истинного значения.

Во-вторых, можно учесть то обстоятельство, что туманность Кассиопея-А уже начала тормозиться межзвездной средой. Согласно [83] уже начал тормозиться передний фронт расширяющейся оболочки, что следует из заметного различия лучевых скоростей приближающейся и удаляющейся частей оболочки (см. § 5).

Ввиду сильной зависимости F_ν от R это обстоятельство схематически можно учесть следующим образом. Половина туманности, обращенная к наблюдателю, заметным образом не меняет своего потока со временем, а противоположная половина расширяется так, как будто никакого торможения нет. Обоснование такой простой схемы состоит в том, что при отношении скоростей заднего и переднего фронтов расширения $\frac{7400}{6000} = 1{,}23$ величина годичного уменьшения потока передней половины туманности будет в $(1{,}23)^{5,2} \approx 4$ раза меньше, чем задней. Если в данный момент 50% мощности излучается передней частью, а 50 % — задней, то годичное уменьшение потока от всего источника будет:

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = 0{,}5 \cdot 2\% + 0{,}5 \cdot 0{,}5\% = 1{,}25\% \frac{1}{\text{год}}, \qquad (7.20)$$

в хорошем согласии с результатами относительных измерений векового уменьшения потока от Кассиопеи-А, о которых речь шла выше.

Лекё пытался обобщить формулу (7.10), полученную для однородной расширяющейся туманности, на случай оболочечной структуры [96]. Согласно наблюдениям источник Кассиопея-А представляет собой не однородное образование, а оболочку, поэтому попытка Лекё вполне обоснована.

Пусть v — скорость расширения оболочки, радиус которой R, а толщина l. Предположим, что плотность ионизованного газа ρ и напряженность магнитного поля H в оболочке значительно больше, чем в окружающей межзвездной среде. Лекё делает естественное предположение, что толщина оболочки увеличивается со скоростью, в два раза превышающей скорость волны Альвена $a = H/\sqrt{4\pi\rho}$. Далее он предполагает, что общая скорость расширения источника $v = \frac{dR}{dt}$ постоянна. Следовательно, рассматриваются еще не затормозившиеся остатки вспышек сверхновых, что более или менее допустимо в случае Кассиопеи-А. Наоборот, скорость расширения оболочки меняется со временем. Из условия сохранения магнитного потока следует, что

$$H \sim (lR)^{-1}; \qquad (7.21)$$

с другой стороны, плотность газа в оболочке

$$\rho = (lR^2)^{-1} \qquad (7.22)$$

откуда следует, что

$$v = \frac{dl}{dt} = (lR)^{-1} (lR^2)^{1/2} \sim l^{-1/2}. \qquad (7.23)$$

Решение (7.23) имеет вид $l \sim t^{2/3}$, так что

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{2l_0}{3t_0^{2/3}} t^{1/3}, \tag{7.24}$$

где t_0 — современный возраст туманности (270 лет), l_0 — ее современная толщина (0,6 *пс*). В настоящее время $v_0 = \frac{2}{3}\frac{l_0}{t_0} = 1500$ *км/сек* $= 2a$, откуда $\rho = 4{,}9 \cdot 10^{-24}$ *г/см*^{3} и полная масса газа в оболочке равна $4{,}5 \cdot 10^{33}$ *г*, или $2{,}3 M_\odot$, что не противоречит оценкам, сделанным в § 5.

Адиабатическое расширение туманности приводит к непрерывному уменьшению энергии каждой частицы по закону (7.3): $\frac{dE}{dt} = -\frac{v}{R} E$. Используя (7.24), получим

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3}\frac{l_0 t_0^{1/3}}{R_0} t^{-2/3} E; \tag{7.25}$$

отсюда

$$E = E_0 \exp\left\{\frac{2l_0}{R_0}\left[\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3} - 1\right]\right\}. \tag{7.26}$$

Если дифференциальный энергетический спектр релятивистских электронов имеет обычный вид (6.5), то

$$K = K\left(\frac{R_0}{l}\right)^2\left(\frac{l_0}{R}\right)\left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma-1} = K_0\left(\frac{t_0}{t}\right)^{8/3} \exp\left\{\frac{2l_0}{R_0}(\gamma-1)\left[\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3} - 1\right]\right\}. \tag{7.27}$$

Поток энергии на частоте ν:

$$F_\nu \sim 4\pi R^2 l K H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}}. \tag{7.28}$$

Используя выражение для адиабатического инварианта, из которого следует, что $H_\perp \sim H^{3/2} E^{-1}$, получим следующее выражение для F_ν:

$$F_\nu \sim t^{-\frac{5(\gamma+1)}{4}} \exp\left\{\frac{2l_0}{R_0}\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3}\frac{(\gamma-3)}{2}\right\}. \tag{7.29}$$

Применяя формулу (7.29) к Кассиопее-А, для которой принято $\gamma = 2{,}7$, $t_0 = 270$ лет, $l_0/R_0 = 0{,}3$, найдем

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = -1{,}7\% \frac{1}{\text{год}}, \tag{7.30}$$

т. е. всего лишь на 10% меньше, чем в изложенной выше простой теории.

Так или иначе, комбинация всех трех факторов, не учитывавшихся при выводе формулы (7.10) (ревизия возраста туманности, неравномерность расширения, оболочечная структура), вполне может объяснить небольшое расхождение теории и наблюдений. Мы можем теперь обоснованно сказать, что предсказанное теорией вековое уменьшение потока радиоизлучения от Кассиопеи-А имеет большое значение для понимания природы расширяющихся оболочек сверхновых II типа, так как оно: а) подтверждает правильность синхротронного механизма излучения; б) оправдывает гипотезу, что при расширении туманности ее магнитный поток сохраняется; в) доказывает справедливость формулы (7.10), согласно которой

$$F_\nu \sim L_\nu \sim R^{-2\gamma}.$$

Последнее соотношение особенно важно, так как в дальнейшем на его основе мы построим систему расстояний до галактических источников радиоизлучения — остатков вспышек сверхновых II типа. Поэтому желательно получить независимое подтверждение его справедливости. С этой целью мы воспользуемся характеристиками остатков сверхновых II типа в Магеллановых Облаках (см. § 6) и построим эмпирическую диаграмму $L_\nu = L_\nu(R)$ в логарифмическом масштабе (рис. 53).

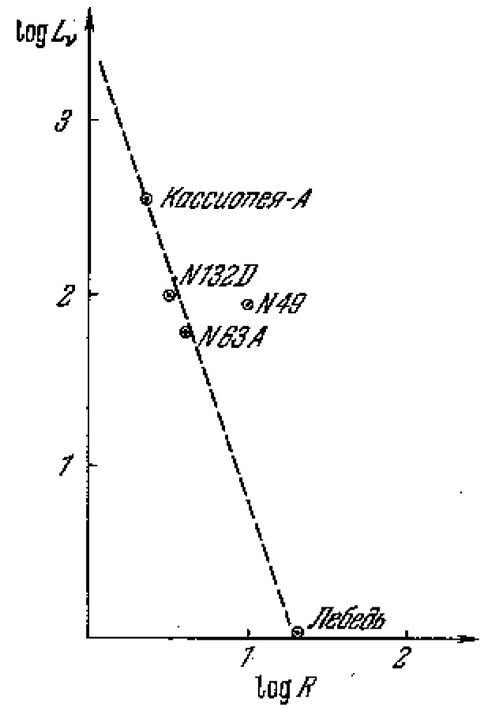


Рис. 53. Зависимость мощности радиоизлучения остатков вспышек сверхновых II типа от их радиуса.

Из рис. 53 видно, что четыре объекта — Кассиопея-А, N 132 D, N 63 A и волокнистые туманности в Лебеде — довольно хорошо ложатся на прямую

$$\frac{\log R}{4{,}1} + \frac{\log F_\nu}{1{,}4} = 1, \tag{7.31}$$

откуда следует

$$F_\nu \sim R^{-2{,}9} = R^{-\beta_1}. \tag{7.32}$$

Степенной закон для $F_\nu(R)$ согласуется с теоретическим выражением (7.10). Однако β_1 заметно меньше $2\gamma = 2(2\alpha + 1)$, даже если $\alpha = 0{,}5$. Следует, однако, иметь в виду, что мощность взрывов, приведших к образованию наблюдаемых источников, конечно,

неодинакова. У трех объектов из четырех (N 63 A, N 132 D и волокнистые туманности в Лебеде) спектральные индексы равны и близки к $\sim$0,5. Поэтому можно провести более детальное сравнение. Если мощности взрывов у всех трех перечисленных объектов были бы одинаковы, то они легли бы на прямую с наклоном —4,0, а не —2,9. Отсюда можно оценить относительные мощности взрывов, приведших к образованию этих источников.

С этой целью их наблюдаемую светимость будем экстраполировать к некоторому моменту времени, когда радиус источника был равен стандартной величине. Экстраполяцию будем проводить по теоретическому закону $L_\nu \sim R^{-2\nu} = R^{-4,0}$. В качестве стандартного радиуса примем 20 *пс* — радиус волокнистых туманностей в Лебеде. Оказывается, что светимости N 63 A и N 132 D тогда были бы равны друг другу и были бы в 20 раз меньше современной светимости волокнистых туманностей в Лебеде. Этот результат весьма интересен. Он показывает, что мощность взрыва и связанные с ней количество релятивистских частиц и магнитное поле у разных объектов могут сильно различаться. Это следует также из оценок K и H для трех источников, которые были выполнены в предыдущем параграфе. Если значения $\mathscr{E}$ и H экстраполировать по теоретическим законам: $\mathscr{E} \sim \frac{1}{R}$, $H \sim \frac{1}{R^2}$ к R = 20 *пс*, то получатся величины, значительно отличающиеся от соответствующих характеристик волокнистых туманностей в Лебеде (например, $\mathscr{E}$ будет в 7—8 раз меньше). Отсюда можно сделать вывод, что масса газа, выброшенного при взрыве сверхновой II типа, последствия которого мы наблюдаем как систему волокнистых туманностей в Лебеде и связанный с ним источник радиоизлучения, была примерно на порядок больше, чем при взрывах в Большом Магеллановом Облаке, послуживших причиной образования объектов N 63A и N 132D, так как скорости выброса у оболочек сверхновых II типа меняются в сравнительно узких пределах (5—8 тыс. *км/сек*). Если N 63 A и N 132 D представляют собой типичные остатки взрывов сверхновых II типа, то волокнистые туманности в Лебеде образовались в результате особенно сильного взрыва.

На рис. 53 точка, соответствующая источнику N 49, сильно отскакивает, что находится в непосредственной связи с необычными характеристиками этого объекта. В § 6 уже обращалось внимание на то, что суммарная энергия релятивистских частиц у N 49 в два раза больше, чем у Кассиопеи-А, хотя размеры источника в Магеллановых Облаках в четыре раза больше. Несомненно, что в этом случае взрыв имел значительно бо́льшую мощность, чем в случае Кассиопеи-А, N 132D и N 63A. Можно поэтому сделать вывод, что масса выброшенных газов в случае N 49 была значительно больше, чем в других случаях (за исключением волокнистых туманностей в Лебеде). Спектральный индекс N 49 довольно крутой, $\alpha = 1$. Поэтому светимость его по мере расширения должна убывать особенно быстро (см. (7.10)).

Интересно сравнить N 49 с Кассиопеей-А, имеющей близкий спектральный индекс ($\alpha = 0{,}80$). Когда размеры источника в Магеллановых Облаках были такие же, как и у Кассиопеи-А, его светимость, экстраполированная по закону $L_\nu \sim R^{-2\nu}$, должна была в $\sim$500 раз превосходить светимость современной Кассиопеи-А *). Энергия релятивистских частиц в N 49 тогда превосходила энергию таких частиц в Кассиопее-А приблизительно в 20 раз а магнитное поле — в четыре раза. Естественно предположить, что масса выброшенной оболочки у N 49 была в 20 раз больше, чем у Кассиопеи-А.

Таким образом, N 49 по отношению к Кассиопее-А занимает такое же положение, как волокнистые туманности в Лебеде — по отношению к N 63A и N 132D. Если масса газа, выброшенного во время взрыва в Кассиопее-А, была порядка нескольких солнечных масс (см. § 5), то масса, выброшенная во время взрыва в N 49, была порядка нескольких десятков солнечных масс.

Несмотря на большой разброс начальных условий, будем считать, что зависимость $L_\nu \sim R^{-\beta_1}$ справедлива для большинства наблюдаемых объектов. В пользу этого предположения говорит диаграмма, приведенная на рис. 53. В дальнейшем мы будем считать, что $\beta_1 = 3$, хотя для галактических источников, которыми мы будем в дальнейшем заниматься, β_1 может иметь и несколько другое значение. Как будет видно, окончательные результаты, которые мы получим из этого предположения, слабо зависят от принятого значения β_1.

В настоящее время известно уже довольно большое количество галактических протяженных источников радиоизлучения, которые, по-видимому, связаны с остатками вспышек сверхновых II типа. Огромный диапазон изменения поверхностных яркостей этих объектов явно указывает на то, что в разных случаях наблюдаются различные стадии их эволюции. Для изучения природы этих объектов прежде всего, очевидно, надо знать расстояния до них. Между тем, только для Кассиопеи-А и волокнистых туманностей в Лебеде расстояния известны достаточно надежно (если не говорить о трех объектах в Большом Магеллановом Облаке; см. выше). Что касается остальных галактических источников радиоизлучения этого типа, то расстояния до них практически неизвестны.

*) Это означает, что в то время поток от этого объекта на Земле был вдвое больше, чем от Кассиопеи-А.

Для решения этой первоочередной задачи автором этой книги в 1960 г. был предложен статистический метод [64]. Этот метод вполне аналогичен методу определения расстояния до оптически тонких планетарных туманностей, разработанному нами в 1956 г. [126, 127] и сейчас являющемуся общепринятым.

Кратко изложим содержание этого метода. Если M — масса оптически тонкой планетарной туманности, R — ее радиус, $L_{\text{Н}}$ — светимость в линиях серии Бальмера, $\varepsilon_{\text{Н}}$ — излучение единицы объема в этих линиях, $I_{\text{Н}}$ — поверхностная яркость, N_e — концентрация электронов, а r — расстояние до планетарной туманности, то выполняются следующие простые соотношения:

$$\varepsilon_{\text{Н}} \sim N_e^2 \sim M^2 R^{-6}; \quad L \sim N_e^2 R \sim M^2 R^{-3}, \quad I \sim \frac{L}{R^2} \sim M^2 R^{-5}. \tag{7.33}$$

Далее, имеем

$$R = r\varphi, \tag{7.34}$$

где φ — угловые размеры туманности. Так как $R \sim M^{2/5} I^{-\frac{1}{5}}$, то

$$r \sim M^{2/5} I^{-\frac{1}{5}} \varphi^{-1}, \tag{7.35}$$

где величины I и φ получаются из прямых наблюдений и не зависят от искомого расстояния до туманности. Сделаем, далее, предположение, что разброс масс планетарных туманностей невелик. Заметим, кстати, что величина M входит в степени $^2/_5$, поэтому окончательный результат слабо зависит от этого предположения. Допустим, что для некоторых планетарных туманностей расстояние определено каким-либо другим методом. Тем самым мы будем иметь нуль-пункт зависимости (7.35), которая используется для определения расстояний до планетарных туманностей.

Существенно, что оптически тонкие планетарные туманности можно рассматривать как однородную группу расширяющихся объектов, причем в процессе расширения благодаря специфике механизма излучения (сильная зависимость L от R) поверхностная яркость — непосредственно наблюдаемая величина — также сильно зависит от радиуса туманности. По этой причине поверхностные яркости отдельных планетарных туманностей будут различаться в десятки и даже сотни тысяч раз. При таких условиях разброс линейных размеров наблюдаемых планетарных туманностей будет сравнительно небольшим. Именно по этой причине r сильнее всего зависит от угловых размеров φ. Хотя I входит в степени $-\frac{1}{5}$, зависимостью от поверхностной яркости нельзя пренебрегать, так как она меняется в очень широких пределах.

Совершенно аналогичная ситуация имеет место в случае расширяющихся остатков сверхновых II типа. И здесь поверхностная яркость очень быстро падает с ростом радиуса, что приводит

к малому разбросу линейных размеров этих объектов. Анализ данных § 6 (особенно объектов в Магеллановых Облаках) действительно показывает, что дисперсия линейных размеров невелика, а поверхностные яркости меняются в сотни тысяч раз.

Теперь мы можем для нашей задачи написать систему уравнений, вполне аналогичную (7.33) — (7.35). Согласно (7.10) поверхностная радиояркость источника, связанного с расширяющейся туманностью:

$$I_\nu \sim R_0^\beta H_{0\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} K_0 R^{-(\beta+2)}, \tag{7.36}$$

где индекс «0» у R, $H_\perp$ и K относится к некоторой первоначальной стадии развития туманности, когда образование релятивистских частиц в ней было закончено и она стала оптически тонкой для радиоизлучения данной частоты. Пусть расстояние до источника радиоизлучения равно r, а его угловой радиус — φ, так что $R = r\varphi$. Тогда из (7.36) будем иметь

$$r \sim R_0^{\frac{\beta}{\beta+2}} H_{0\perp}^{\frac{\gamma+1}{2(\beta+2)}} K_0^{\frac{1}{\beta+2}} I_\nu^{-\frac{1}{\beta+2}}. \tag{7.37}$$

Эта формула вполне аналогична формуле (7.35), служащей для определения расстояний до планетарных туманностей. Можно принять, что $R_0^3 H_{0\perp}^2 \sim W$, где W — мощность взрыва. Тогда формула (7.37) перепишется в виде

$$r \sim W^{\frac{\beta}{3(\beta+2)}} H_{0\perp}^{\frac{6-5\beta}{12(\beta+2)}} I_\nu^{-\frac{1}{\beta+2}} \varphi^{-1}. \tag{7.38}$$

Если в соответствии с эмпирической зависимостью (см. рис. 53) принять $\beta = 3$, то

$$r \sim W^{0,20} H_{0\perp}^{-0,15} I_\nu^{-0,20} \varphi^{-1}. \tag{7.39}$$

Заметим, что зависимость от принятого значения β невелика. Если, например, $\beta = 5$ (что явно завышено), то $r \sim W^{0,23} H^{-0,22} I_\nu^{-0,14} \varphi^{-1}$. Зависимостью r от W и $H_{0\perp}$ можно в первом приближении пренебречь. Например, в § 6 мы видели, что содержание релятивистских частиц в источниках отличается от некоторого среднего не больше чем в пять раз в ту или другую сторону. Тогда ошибка в r при предположении $W = \text{const}$ будет порядка нескольких десятков процентов, что для нашей цели вполне достаточно. Магнитные поля источников имеют значительно меньшую дисперсию, чем W, поэтому ошибка от предположения $H_{0\perp} = \text{const}$ будет еще меньше. Совершенно аналогичным образом, при определении расстояния до оптически тонких планетарных туманностей по формуле (7.37) мы в первом приближении можем пренебречь зависимостью r от массы M.

Эффективность этого метода мы сейчас покажем на следующем примере. Допустим, что мы ничего не знаем о расстоянии до Большого Магелланова Облака и хотим определить расстояние до находящихся там источников N 63 A и N 132 D, пользуясь только результатами радиоастрономических наблюдений. Угловые размеры этих источников равны соответственно 27″ и 22″ (они получены из оптических наблюдений, но это несущественно, так как в принципе их можно получить и из радиоастрономических наблюдений). Далее, известны потоки и спектральные индексы. Отсюда можно получить поверхностные яркости, пропорциональные яркостным температурам T_b. Выполнив вычисления, найдем, что на частоте 100 *Мгц* T_b для обоих источников равна соответственно $1{,}5 \cdot 10^6$ и $3{,}7 \cdot 10^6$ *град*. С другой стороны, угловые размеры галактического источника, связанного с волокнистыми туманностями в Лебеде, составляют 170′, а $T_b = 6 \cdot 10^2$ *град* (на той же частоте). По этим данным, полагая W и $H_{0\perp}$ постоянными, с помощью формулы (7.37) можно найти расстояние до N 63 A в 79, а до N 132 D — в 62 раза больше, чем до волокнистых туманностей в Лебеде. Так как расстояние до последних, полученное из независимых оптических наблюдений, равно 770 *пс*, то расстояния до N 63 A и N 132 D получаются равными 61 000 и 48 000 *пс* соответственно. Среднее арифметическое из этих расстояний равно 54 500 *пс*, всего лишь на 1% меньше истинного расстояния до Большого Магелланова Облака! Во всяком случае, отклонение расстояний до двух источников от истинного, полученных только из результатов радиоастрономических наблюдений, составляет всего лишь 10%. И это — несмотря на то, что W у волокнистых туманностей примерно на порядок больше, чем у объектов в Магеллановых Облаках (см. выше). Следовательно, можно считать, что формулой (7.37) вполне можно пользоваться для установления системы расстояний до радиоизлучающих остатков вспышек сверхновых II типа.

Для построения шкалы расстояний до источников радиоизлучения, связанных с остатками вспышек сверхновых II типа, необходимо иметь нуль-пункт. В качестве такового мы с полным основанием теперь можем воспользоваться известными из независимых астрономических наблюдений расстояниями до волокнистых туманностей в Лебеде и до N 63 A и N 132 D.

В табл. 13 приведены основные характеристики некоторых объектов интересующего нас типа. Были отобраны только те источники, для которых известны угловые размеры, так что по измеренному потоку радиоизлучения можно определить их среднюю яркостную температуру. Во втором столбце даны названия источников радиоизлучения. Данные для источников Парус Y, X Z, а также Корма-А взяты из наблюдений на частоте 85 *Мгц* [125]. Для источников № 3, 5, 6, 7 и 8 использованы данные наблюдений

ТАБЛИЦА 13

№ п/п	Название источника	l^{II}	b^{II}	2φ	T_b, °K	r, *пс*	R, *пс*	z, *пс*
1	3C 392	34,3	—1,0	30′	$4{,}3 \cdot 10^4$	2600	11,6	—44
2	NGC 6960—6992-5	74,2	—6,6	170	$3 \cdot 10^2$	770	20	—89
3	ВН 21	88,9	+5,4	90	$1{,}4 \cdot 10^3$	1260	16	120
4	Кассиопея-А	112,3	—1,6	4	$5{,}5 \cdot 10^7$	3400	2,7	—95
5	ВН 3	132,8	+1,0	120	$3{,}2 \cdot 10^2$	1100	19	19
6	ВН 7	144,1	—1,8	120	$2{,}5 \cdot 10^2$	1150	20	—37
7	ВН 8	153,2	—3,5	120	$2{,}0 \cdot 10^2$	1200	21	—73
8	ВН 9	160,6	+1,6	90	$5{,}6 \cdot 10^2$	1350	17	38
9	S 147	177,3	—3,4	180	25	900	25	—53
10	IC 443	188,3	1,5	50	$7{,}5 \cdot 10^3$	1900	13	49
11	Возничий	166,3	4,5	60	25	2700	25	213
12	Корма-А	260,4	—3,2	50	$4{,}7 \cdot 10^3$	2000	14	—110
13	Парус-Y	263,3	—0,7	100	$1{,}6 \cdot 10^3$	1150	17	—14
14	Парус-X	263,9	—3,2	90	$3{,}7 \cdot 10^3$	1160	15	—64
15	Парус-Z	265,3	—1,1	90	$1{,}6 \cdot 10^3$	1150	17	—23
16	Центавр-В	309,7	2,5	75	$7{,}3 \cdot 10^3$	1300	13	57

на частоте 158 *Мгц* [129], а для источника № 11 на частоте 610 *Мгц* (см. рис. 49). Эти данные, к сожалению, нельзя считать достаточно точными. Источник 9 связан с открытой Г. А. Шайном и В. Ф. Газе системой тонковолокнистых туманностей S 147 [77]. Данные о довольно ярком источнике 16 взяты из изофот, опубликованных в [130]. В третьем и четвертом столбцах табл. 13 приведены галактические долготы и широты (в старой системе). В пятом столбце приведены угловые размеры источников. В тех случаях, когда источник имеет вытянутую форму, бралось среднее арифметическое из наибольшего и наименьшего угловых размеров. В шестом столбце приведены средние яркостные температуры источников на частоте 100 *Мгц*. В тех случаях, когда наблюдения на этой частоте отсутствовали, мы экстраполировали значения F_ν, полученные на других частотах, используя спектральный индекс $\alpha = 0{,}50$. В седьмом столбце приведены расстояния до источников, вычисленные по формуле (7.37) при помощи определенного выше нуль-пункта. В случае Кассиопеи-А, а также волокнистых туманностей в Лебеде приведены расстояния, полученные прямыми методами. В восьмом столбце приведены радиусы туманностей. В последнем столбце приведены z-координаты источников по отношению к галактической плоскости (в новой системе галактических координат).

Среднее значение $|z|$ для всех приведенных в табл. 13 галактических источников близко к 60 *пс* — величине, весьма малой. Уже

одно пространственное распределение источников радиоизлучения этого типа дает важные указания на природу вспыхивающих звезд. Они образуют чрезвычайно уплощенную систему, аналогичную системе молодых горячих звезд спектральных классов O и B. Аналогия превращается в тождество, если привлечь еще статистические результаты Миллса [130]. Согласно [130] галактические источники нетеплового радиоизлучения (в подавляющем большинстве — остатки вспышек сверхновых II типа) имеют очень незначительную концентрацию к центру Галактики и заметно концентрируются к спиральным рукавам. Как известно, совершенно таким же пространственным распределением характеризуются звезды ранних спектральных классов. Существенно, что массы звезд, взрывающихся как сверхновые II типа, должны быть велики, во всяком случае, значительно больше солнечной. Например, из анализа синхротронного радиоизлучения источника, связанного с волокнистыми туманностями в Лебеде, а также источника N 49 в Большом Магеллановом Облаке следует, что масса выброшенных оболочек по крайней мере $10\,M_\odot$. Подробно обсуждавшийся в § 4 «эффект пращи» независимо приводит к выводу, что взрываются массивные, а следовательно, очень молодые звезды. Таким образом, данные о пространственном распределении остатков вспышек сверхновых II типа полностью подтверждают полученный независимым образом вывод, что этот тип сверхновых принадлежит к первому типу населения. Этот вывод можно уточнить: взрываются звезды, принадлежащие к спектральному классу O или ранним подклассам B.

Правда, остается нерешенным весьма важный вопрос: на каком этапе эволюции эти звезды взрываются? Им может быть довольно ранний этап гравитационного сжатия (в пользу этого вывода как будто говорит распределение масс «звезд-бегунов»; см. § 4), но возможно, что взрыв происходит на более позднем этапе их эволюции.

Анализ данных табл. 13 позволяет оценить количество «старых» остатков сверхновых II типа в нашей звездной системе. Из этого анализа следует, что имеется примерно 10 объектов, расстояние до которых меньше 1200 *пс*. На бо́льших расстояниях объекты с малой яркостной температурой T_b трудно наблюдать из-за сравнительной малости их угловых размеров (так как потоки от них слишком малы). Поэтому значительное количество не вошло в табл. 13. Здесь имеет место та же наблюдательная селекция, что и в случае планетарных туманностей: объекты с малой поверхностной яркостью расположены к нам сравнительно близко [127]. Учитывая пространственное распределение источников, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых II типа (плоская система без заметной концентрации к галактическому центру), можно сделать вывод, что число таких объектов в Галактике, у которых яркостная температура больше, чем у волокнистых туманностей в Лебеде, должно быть 500—700. С другой стороны, возраст волокнистых туманностей мы оцениваем в 70 000 лет (см. § 8). Отсюда следует, что частота вспышек сверхновых в Галактике — приблизительно одна вспышка раз в 100 лет. Эта оценка, основывающаяся на радиоастрономических наблюдениях, находится в хорошем согласии с другими оценками (см. § 1 и 4).

Количество звезд спектрального класса O в нашей Галактике порядка 10^4 [131]. Предположим, что вспышка сверхновой произошла после того, как звезда прошла значительную часть своей эволюции, находясь на главной последовательности. Время пребывания на главной последовательности для массивных звезд $\sim (3 \div 10)\cdot 10^6$ лет [132]. Отсюда следует, что примерно раз в несколько сотен лет в Галактике должна образовываться (а следовательно, и исчезать) одна такая звезда. Это означает, что частота вспышек сверхновых II типа примерно в три раза больше, чем частота образования горячих звезд спектрального класса O. Следовательно, только часть вспышек сверхновых II типа можно объяснить взрывами O-звезд. Вполне, однако, допустимо, что существенная часть звезд спектрального класса O кончает свое существование как сверхновые II типа. Это также следует из анализа «эффекта пращи» (см. § 4). По-видимому, бо́льшая часть сверхновых II типа должна быть звездами спектрального класса B.

§ 8. Ударные волны в межзвездной среде, обусловленные вспышками сверхновых II типа

Вспышки сверхновых II типа сопровождаются огромным выделением энергии. Если абсолютная фотографическая величина в максимуме $M_{ph} = -18$ (см. § 1), то при весьма высокой цветовой температуре ($\sim 40\,000°$) болометрическая поправка будет больше $3^m,5$. Полагая эффективное время излучения около максимума блеска ~ 30 дней, найдем, что количество излученной энергии $\sim 3\cdot 10^{49}$ *эрг*. Эта величина может быть даже большей, так как количество энергии, излученной в коротковолновой области спектра, оценивается неуверенно. Еще больше механическая энергия выброшенных во время взрыва газов. Полагая их массу равной $1M_\odot$ (она может быть и в десятки раз больше; см. § 2), а скорость выброса $\sim 7\cdot 10^8$ *см/сек*, найдем, что кинетическая энергия оболочки больше $5\cdot 10^{50}$ *эрг*.

В этом параграфе мы обсудим вопрос о превращениях кинетической энергии выброшенного во время взрыва газа. Сначала рассмотрим торможение выброшенной газовой оболочки межзвезд-

й средой. Впервые эта задача была поставлена 20 лет назад ртом [75], который воспользовался для ее решения законом кранения импульса. Обозначим через v_0 начальную скорость олочки, $v(t)$ — скорость в момент t ($t = 0$ соответствует момен- вспышки), R — радиус сферической оболочки, M — ее массу ρ — плотность окружающей межзвездной среды, которую дем считать однородной. Закон сохранения импульса запишем виде

$$\left(M + \frac{4}{3}\pi R^3\rho\right)v = Mv_0, \tag{8.1}$$

де сделано предположение, что расширяющаяся оболочка пол- остью «выметает» находящееся на ее пути вещество. Кроме того, предполагается, что никакие силы на оболочку не действуют.

Принимая во внимание, что $v = \frac{dR}{dt}$ и интегрируя (8.1), найдем

$$\frac{1}{3}\pi R^4\rho + MR = Mv_0t. \tag{8.2}$$

Уравнения (8.1) и (8.2) полностью определяют движение обо- лочки. Рассмотрим важный частный случай сильно затормозив- шейся оболочки, когда $4/3\,\pi R^3\rho \gg M$. Тогда из (8.1) и (8.2) будем иметь

$$v = \frac{3Mv_0}{4\pi\rho R^3}; \quad R = \left(\frac{3Mv_0}{\pi\rho}\right)^{1/4}; \quad R = 4vt. \tag{8.3}$$

Для иллюстрация применим эти формулы к системе волокни- стых туманностей в Лебеде. Из наблюдений следует, что $R \sim 20$ *пс*, $v = 115$ *км/сек*. Отсюда по формуле (8.3) определяем возраст системы: $t = 44\,000$ лет. С другой стороны, если $v_0 = 7 \cdot 10^8$ *см/сек* (по аналогии с другими сверхновыми), а $\rho = 2 \cdot 10^{-24}$ *г/см*^{3}, то масса выброшенной при взрыве газовой оболочки $\sim 10 M_\odot$, в хоро- шем согласии с независимой оценкой, сделанной из анализа радио- астрономических наблюдений (см. § 7).

При всей своей элементарности формулы (8.1) — (8.3) дают в первом приближении неплохое описание механического взаимо- действия выброшенной во время взрыва газовой оболочки и меж- звездной среды. Однако это описание не является полным. В дей- ствительности явления, которые при этом происходят, весьма сложны. И без того трудная задача осложняется необходимостью рассматривать неоднородности в межзвездной среде, учитывать наличие в ней (как и в движущейся оболочке) магнитных полей и релятивистских частиц.

Следует сразу же сказать, что общепризнанной единой теории всех процессов, вызываемых движением оболочки в межзвездной

среде, пока еще нет. Тем не менее, имеются довольно хорошо разработанные решения частных аспектов этой проблемы. Эти решения во многих случаях представляют самостоятельный инте- рес и позволяют понять возможные детали явлений, связанных с последствиями вспышек сверхновых звезд.

Об одном аспекте общей проблемы мы уже говорили в § 5 в связи с интерпретацией наблюдаемых явлений в системе тонко- волокнистых туманностей в Лебеде. Там была кратко изложена теория С. Б. Пикельнера, трактующая эти волокнистые туманно- сти как пересечения фронтов ударных волн, распространяющихся в неоднородной межзвездной среде. В этом параграфе мы будем рассматривать с более общей точки зрения проблему распростра- нения в межзвездной среде ударной волны, обусловленной взры- вом сверхновой II типа.

Прежде чем применять теорию распространения ударной вол- ны в однородной среде к реальной задаче о движении оболочки сверхновой в межзвездной среде, остановимся на следующем обстоятельстве. Как указывалось в начале этого параграфа, кинетическая энергия выброшенных во время вспышки сверхно- вой II типа газов исключительно велика. Вся совокупность наблюдательных данных (см. § 5) говорит о том, что во время взрыва выбрасывается по крайней мере одна солнечная масса, а в отдельных случаях — десятки и даже сотни (сверхновые III типа; см. § 2) солнечных масс со скоростями 5—10 тыс. *км/сек*. В случае Кассиопеи-А, когда взрыв, по-видимому, имел относи- тельно скромную мощность, была выброшена масса газа, рав- ная по крайней мере одной солнечной; она движется со ско- ростью 7000 *км/сек*. Следовательно, минимальная кинетическая энергия выброшенной оболочки должна быть $\sim 5 \cdot 10^{50}$ *эрг*. Гораздо более мощной была вспышка сверхновой, приведшая к образованию волокнистых туманностей в Лебеде, а также объекта N 49 в Магеллановых Облаках (см. § 7). В указанных случаях массы выброшенных оболочек должны были быть порядка несколь- ких десятков $M_\odot$, а кинетическая энергия их — порядка 10^{52} *эрг*. В случае сверхновых III типа, о которых мы пока еще знаем очень мало, масса сброшенных оболочек, по-видимому, дости- гает сотен $M_\odot$, что при скорости выброса $\sim 10\,000$ *км/сек* (см. § 2) приводит к энергиям 10^{53}—10^{54} *эрг*.

Пользуясь формулой (8.1), можно оценить торможение таких оболочек в межзвездной среде. В процессе торможения кинети- ческая энергия оболочки и «нагребенного» ею газа непрерывно уменьшается по сравнению с первоначальной кинетической энер- гией оболочки. Возникает вопрос: в какую форму перешла эта энергия? Как ни странно, до недавнего времени эта важная проб- лема никем не исследовалась.

Частный случай расширения сильно затормозившейся оболочки сверхновой, наблюдаемой в виде системы тонковолокнистых туманностей в Лебеде, был исследован С. Б. Пикельнером (см. § 5). В этом случае энергия беспорядочных (тепловых) движений в области фронта ударной волны полностью переходит в излучение. Однако для случая сравнительно молодых, недостаточно затормозившихся оболочек такие представления явно неприемлемы. Это можно наглядно показать на примере Кассиопеи-А. В самом деле, скорость расширения переднего (по отношению к наблюдателю) фронта волокон ~ 6000 *км/сек*, между тем как противоположная часть оболочки расширяется со скоростью 7400 *км/сек* (см. § 5). Наблюдаемое торможение естественно объясняется предположением, что невозмущенная плотность межзвездной среды, в которой движется оболочка, $\rho \sim 10^{-24}$ *г/см*^{3}. Из характера торможения оболочки следует, что она уже потеряла $\sim 20\%$ своей первоначальной кинетической энергии. Даже принимая массу оболочки $\sim 1\, M_\odot$ (что, скорее всего, занижено), найдем, что энергия, потерянная оболочкой, $\sim 10^{50}$ *эрг*.

Положим, что эффективное время, в течение которого произошло наблюдаемое торможение, ~ 100 лет ($\sim 30\%$ возраста оболочки). Тогда мощность, выделяющаяся при торможении оболочки Кассиопеи-А, составляет $\sim 3 \cdot 10^{40}$ *эрг/сек*. Если бы, как в случае волокнистых туманностей в Лебеде, эта мощность целиком излучалась, то болометрическая абсолютная звездная величина Кассиопеи-А была бы около -13^m. Если бы существенная часть этой энергии излучалась в визуальной и фотографической области, то даже при поглощении $A \sim 8^m$ (см. § 5) звездная величина объекта была бы $\sim 7^m,5$. Между тем эта туманность слабее 15^m. Предположение, что Кассиопея-А излучает благодаря торможению $3 \cdot 10^{40}$ *эрг/сек* в рентгеновской или какой-либо другой области спектра, также не проходит, поскольку современными методами внеатмосферной астрономии, несомненно, удалось бы обнаружить поток $\sim 10^{-5}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек* в каком бы спектральном диапазоне он ни был. Следовательно, мы можем сделать вывод, что энергию, теряемую при торможении в межзвездной среде, Кассиопея-А не излучает.

Этот важный вывод мы можем получить и из теоретических соображений. Прежде всего заметим, что кинетика образования ударной волны при скоростях $\sim 10^8$—10^9 *см/сек* отлична от случая, когда скорость $\sim 10^6$—10^8 *см/сек*. Например, при скорости $v = 7 \cdot 10^8$ *см/сек* энергия каждого протона достигает 250 *кэв*. При таких огромных энергиях процессы упругого рассеяния при «парных» столкновениях с атомами среды, в которой происходит распространение волны, становятся несущественными по сравнению с «коллективным» взаимодействием ансамбля ионизованных частиц. Явления, которые при этом возникают, описываются современной теорией неустойчивости плазменных пучков [133]. Из этой теории с учетом конечной температуры частиц пучков следует, что неустойчивость (приводящая к переходу упорядоченного движения частиц в пучке в беспорядочное) наступает (при наличии магнитного поля, перпендикулярного к относительной скорости пучков) для двух интервалов скоростей. Первый интервал начинается при скорости, равной тепловой скорости ионов, второй интервал, который и представляет для нас интерес, включает в себя скорости, бо́льшие тепловой скорости электронов. При отсутствии магнитного поля резкого фронта не образуется. Заметим, однако, что для интересующей нас задачи наличие или отсутствие магнитного поля несущественно.

Легко показать, что сжатие газа за фронтом ударной волны при достаточно большой скорости последней и ограниченном времени существования волны будет адиабатическим. Критерий адиабатичности заключается в требовании, чтобы время существенного охлаждения газа вследствие излучения было больше времени перемещения фронта на заметную часть радиуса сферической ударной волны. Между тем при очень высоких ионных температурах $T_i \sim 10^9$ *град* (что соответствует беспорядочным скоростям протонов $\sim 5 \cdot 10^8$ *см/сек*) и при плотностях $\sim 10^{-22}$—10^{-23} *г/см*^{3} (соответствующих ударной волне, распространяющейся в облаке межзвездного газа) время охлаждения весьма велико. В самом деле, за фронтом ударной волны электроны благодаря коллективному взаимодействию с ионами (преимущественно протонами) очень быстро, за время $\sim 2\pi\,(\omega_e \omega_i)^{-1/2}$ (где ω_e и ω_i — плазменные частоты электронов и ионов), нагреются до температуры, соответствующей средней квадратичной скорости, равной скорости ударной волны, а эта температура $\sim 10^6$ *град*. Коллективное взаимодействие электронов с протонами будет достаточно эффективно до тех пор, пока скорости протонов больше тепловых скоростей электронов. Дальнейшее повышение температуры электронного газа будет происходить уже не благодаря коллективному взаимодействию, а через «парные» столкновения с ионами *). В этом случае время релаксации (см., например, [86])

$$\tau_{ei} \sim \frac{m_i}{m_e} \frac{l_{ee}}{v_e}, \qquad (8.4)$$

где m_i и m_e — массы иона (протона) и электрона, v_e — тепловая

*) Впрочем, нельзя полностью исключить возможность того, что коллективные взаимодействия могут повысить температуру электронов до значения, сравнимого с температурой ионов. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

скорость электронов, l_{ee} — эффективная длина свободного пробега электронов в плазме:

$$l_{ee} \sim \frac{(kT_e)^2}{e^4 N_e \cdot 3 \ln\left(\frac{3kT_e}{4l^2 N_e^{1/3}}\right)}; \qquad (8.5)$$

например, при $T_e \sim 10^8$ *град* и $N_e \sim 10^2$ *см*$^{-3}$ $\tau_{ei} \sim 10^{12}$ *сек*, т. е. много больше жизни такого сравнительно молодого объекта, как Кассиопея-А. С другой стороны, электроны с температурой $\sim 10^8$ *град* будут терять энергию путем тормозного рентгеновского излучения в диапазоне ~ 1 Å. По причине высокой степени ионизации остальные элементы (например, кислород, азот) не будут эффективны в рентгеновском излучении, так как их атомов слишком мало. Ежесекундная потеря энергии на тормозное рентгеновское излучение, рассчитанная на один электрон, равна

$$\frac{3}{2} k \frac{dT_e}{dt} = \frac{k^2 K T_e^{1/2} g\,\text{II}\, n_p}{2\chi_H} = 1{,}4 \cdot 10^{-23} g\,\text{II} \left(\frac{T_e}{10^8}\right)^{1/8} \text{эрг/сек}, \qquad (8.6)$$

где $K = 3{,}2 \cdot 10^{-6}$, χ_H — потенциал ионизации водорода, g II — гаунтовский фактор ~ 1. Из (8.6) непосредственно следует, что «время высвечивания» электронов в тормозном рентгеновском спектре при $T_e = 10^8$ *град* и $n_p = 10^2$ *см*$^{-3}$ составляет $\sim 10^{13}$ *сек*. Время релаксации сравнивается с временем высвечивания только при температуре $T_e < 4 \cdot 10^8$. Следует, однако, иметь в виду, что время адиабатического охлаждения протонного газа на ранних этапах расширения будет значительно меньше, чем τ_{ei}.

По этой причине при больших скоростях за фронтом ударной волны почти нет «теплового контакта» между электронами и ионами. Плазма за фронтом будет резко неизотермичной *). Ионы будут терять свою энергию только при неупругих столкновениях с атомами межзвездной среды, через которую они движутся, а также вследствие коллективных взаимодействий с протонами — продуктами ионизации межзвездного газа в столкновениях.

Отсюда сразу следует, что высокотемпературный ионный газ, образующийся за фронтом ударной волны, за время существенного перемещения фронта почти не будет терять энергию на излучение. А это означает, что условие адиабатичности будет выполняться (за исключением, может быть, самых поздних этапов распространения ударной волны; см. ниже) **).

Но это означает, что явление вспышки сверхновой в межзвездной среде следует трактовать как сильный взрыв в газе с постоянной теплоемкостью. Постоянство теплоемкости вытекает из того,

*) Впрочем, см. примечание на стр. 147.

**) Условие адиабатичности будет выполняться, даже если $T_e \approx T_i$.

что энергия ионизации существенно меньше кинетической энергии ионизующих частиц. Впервые такая трактовка вспышки сверхновой была сделана автором этой книги в 1962 г. [134].

Задача о сильном взрыве в среде с постоянной теплоемкостью, как известно, имеет автомодельное решение, отличающееся той особенностью, что характеристики движения после взрыва изменяются подобно приведенным в [135]. Можно ли, и при каких ограничениях, применять автомодельное решение к задаче о вспышке сверхновой в межзвездной среде?

Условием применимости автомодельного решения является наличие в задаче не более двух параметров с независимой размерностью, не считая времени от момента взрыва и расстояния от очага взрыва. В качестве таких независимых параметров в случае вспышки сверхновой мы можем принять энергию взрыва и плотность межзвездной среды. Далее, мы должны исключить начальную стадию взрыва, когда движущаяся оболочка сверхновой еще недостаточно затормозилась и «сохранила индивидуальность», т. е. еще отличима от окружающей ее межзвездной среды. Совершенно таким же образом обстоит дело и в случае ядерного взрыва в земной атмосфере. С одной стороны, первоначальная стадия взрыва, длящаяся несколько десятков микросекунд, не описывается автомодельным решением. С другой стороны, когда ударная волна распространится на очень большое расстояние от вспыхнувшей звезды, или когда плотность этой среды будет достаточно велика, ее скорость может стать совсем незначительной. Условие адиабатичности и постоянной теплоемкости тогда будет нарушено. Все более значительная часть энергии, выделяющейся при торможении, будет переходить в излучение. Не исключено, что в случае волокнистых туманностей в Лебеде и, особенно, S 147 мы уже наблюдаем эту фазу развития ударной волны.

Таким образом, мы имеем право пользоваться автомодельным решением задачи о сильном взрыве в среде с постоянной плотностью для весьма широкого диапазона стадий эволюции остатков вспышек сверхновых. Этот диапазон начинается с того момента, когда движущаяся оболочка «нагребла» массу межзвездного газа, в несколько раз превышающую ее собственную. При этом первоначально выброшенная при взрыве оболочка уже не играет заметной роли в картине движения. В дальнейшем ее значение практически сведется к нулю. Граница применимости автомодельного решения должна быть довольно близка к практически полному торможению. С известными ограничениями выводы теории, по нашему мнению, можно применять и к условиям на фронте ударной волны, предшествующей еще не затормозившейся оболочке таких молодых объектов, как Кассиопея-А. В каждом конкретном случае следует, однако, учитывать специ-

фику (структура оболочки, возможные неоднородности в межзвездной среде и пр.). Такие незатормозившиеся оболочки представляют для астрофизики особенный интерес. Кроме Кассиопеи-А, к их числу относится и Крабовидная туманность. По-видимому, торможение таких оболочек в первом приближении описывается элементарной формулой Оорта (8.1). Впереди тормозящейся оболочки, играющей роль «поршня», будет двигаться ударная волна со скоростью $1/3\,v_0$ относительно оболочки. Физические условия за фронтом волны (и впереди оболочки) можно получить из автомодельного решения, которое будет приведено ниже.

Интересна параллель между вспышкой сверхновой в межзвездной среде и ядерным взрывом в земной атмосфере. Оба взрыва являются адиабатическими, но по совершенно различным причинам. Во втором случае адиабатичность обусловлена очень сильной непрозрачностью раскаленного газа за фронтом ударной волны. В астрономическом же случае адиабатичность есть следствие чрезвычайно низкой плотности межзвездной среды и вытекающей отсюда медленности высвечивания сильно нагретого газа за фронтом. Малая плотность среды, в которой происходит взрыв,— важная отличительная особенность астрономической задачи по сравнению с атмосферной. По причине очень высокой температуры за фронтом волны длина свободного пробега ионов на ранних стадиях развития взрыва от вспыхнувшей сверхновой может быть очень большой. По-видимому, в этом случае существенное значение имеет наличие магнитных полей, контролирующих движение заряженных частиц. На более поздних стадиях взрыва температура за фронтом сильно снижается (см. ниже) и длина свободного пробега заряженных частиц становится значительно меньше характерных размеров ударной волны (например, радиуса фронта).

Перейдем теперь к изложению основных результатов развитой в [135] теории применительно к нашей задаче. Будем считать межзвездную среду однородной с концентрацией частиц (преимущественно атомов водорода) n_1. Плотность этой среды $\rho_1 = n_1 m_i$, где m_i — масса протона. Будем рассматривать вспышку сверхновой как мгновенное выделение некоторого количества тепловой энергии в точке, которую примем за начало координат, в момент времени $t = 0$. Тогда согласно [135] имеют место соотношения:

$$R_2 = \left(\frac{2{,}2E}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{2/5} = 10^{15}\left(\frac{E}{E_0 n_1}\right)^{1/5} t^{2/5}, \tag{8.7}$$

$$T_2 = \frac{3}{25k}\left(\frac{2{,}2E}{kn_1}\right) R^{-3} = 1{,}44\cdot 10^{21}\left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^{2/5} t^{-6/5}, \tag{8.8}$$

$$\rho_2 = 4\rho_1, \tag{8.9}$$

где R_2 — радиус фронта волны, T_2 — ионная температура за фронтом, ρ_2 — плотность за фронтом, E — энергия взрыва, $E_0 = 0{,}75\cdot 10^{51}$ *эрг* — «стандартная» энергия, выделившая при взрыве и типичная для остатков сверхновых II типа с массой $\sim 1\ M_\odot$. Отношение удельных теплоемкостей $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$ для межзвездного газа принято равным $^5/_3$. Физический смысл этих уравнений очевиден. Уравнение (8.9) дает известное выражение для скачка плотности за фронтом сильной ударной волны. Уравнение (8.8)

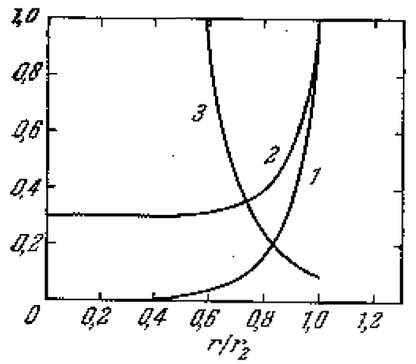


Рис. 54. Зависимость плотности, температуры и давления от расстояния до очага взрыва ($t = \text{const}$); $1 — \frac{\varrho}{\varrho_2}$; $2 — \frac{P}{P_2}$; $3 — 0{,}1\frac{T}{T_2}$. Индекс *2* соответствует условиям непосредственно за фронтом [136].

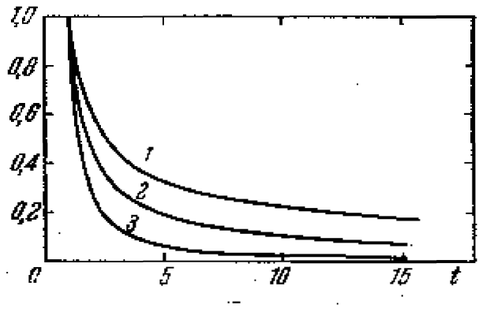


Рис. 55. Зависимость плотности, температуры и давления от времени для данного элемента массы; $1 — \frac{T}{T_0}$, $2 — \frac{\varrho}{\varrho_0}$, $3 — \frac{P}{P_0}$. Индекс *0* соответствует моменту прохождения элемента массы через фронт [136].

указывает, что энергия взрыва (при выполнении условия адиабатичности!) переходит в тепловую энергию всех частиц, находящихся внутри сферы радиуса R_2. Наконец, уравнение (8.7) описывает скорость расширения горячего газа внутри сферы радиуса R_2. Формулы (8.7) — (8.9) экспериментально проверены во время ядерных взрывов в атмосфере.

На рис. 54 и 55 в виде графиков приведены решения уравнений (8.7) и (8.8). На рис. 54 дана зависимость от расстояния до очага взрыва плотности, температуры и давления для фиксированного момента времени. На рис. 55 приведена временна́я зависимость этих параметров для данного элемента массы межзвездной среды после прохождения через него фронта ударной волны.

Из этих графиков, в частности, видно, что за фронтом газ сосредоточивается в сравнительно тонкой оболочке толщиной $\sim\frac{1}{10} R_2$, тогда как в центральной области плотность газа незначи-

тельна. Дифференцируя формулу (8.7) по времени, найдем скорость движения фронта волны:

$$v = \frac{dR_2}{dt} = \frac{2}{5}\left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/5} t^{-3/5}. \qquad (8.10)$$

Формула (8.10) описывает торможение ударной волны. Из (8.7) и (8.10) получим простое соотношение:

$$R_2 = \frac{5}{2} v(t)\, t, \qquad (8.11)$$

в то время как из элементарной формулы Оорта (8.3) для сильно затормозившейся оболочки следовало: $R_2 = 4v(t)\,t$. Различие формул (8.11) и (8.3) объясняется тем, что в простой теории Оорта, исходившей только из закона сохранения импульса, игнорировалась адиабатичность ударной волны, что и привело к ошибочному результату.

Полученный таким образом возраст затормозившихся остатков вспышек в 1,6 раза больше, чем вытекающий из простого рассмотрения Оорта. Например, в случае волокнистых туманностей в Лебеде, где наблюдаются $v = 115$ *км/сек*, а $R = 20$ *пс*, $t = 70\,000$ лет, в то время как согласно (8.2) он равен 44 000 лет. Формулы (8.10) и (8.11) дают достаточно подробное описание взрыва в межзвездной среде — вспышки сверхновой.

Отличительной особенностью развитых выше представлений является вывод о том, что расширяющиеся достаточно «старые» остатки вспышек сверхновых — это сравнительно тонкие оболочки, нагретые до весьма высокой температуры, определяемой формулой (8.8). Например, в случае волокнистых туманностей в Лебеде $T \sim 2{,}5\cdot 10^6$ *град* при $n_1 = 1$. Наблюдаемое свечение волокон следует интерпретировать как результат прохождения волны через сравнительно плотные участки межзвездной среды. По этой причине резко увеличивается количество столкновений между электронами и атомами, что ведет к сравнительно быстрому остыванию газа за фронтом ударной волны (см. § 5). Но если развитая выше теория справедлива, то следует ожидать, что во внутренней части системы тонковолокнистых туманностей (так же, как и других остатков вспышек сверхновых) будет весьма разреженный и очень горячий газ. Легко убедиться в том, что оптический эффект от этого газа будет ничтожно мал. Однако в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра можно ожидать измеримого потока излучения от таких объектов. Подробнее об этом речь будет идти ниже.

Наличие очень горячего разреженного газа в области остатков вспышек может объяснить причину ионизации, нагрева и возбуждения в волокнах таких туманностей, как Кассиопея-А и Крабовидная туманность.

Рассмотрим этот вопрос применительно к Кассиопее-А. Согласно развитым выше представлениям вокруг сравнительно плотных диффузных и стационарных конденсаций в этой туманности (см. § 5) должна быть очень горячая разреженная плазма с $T_i \sim \sim 10^9$ *град*, $N_e \sim 0{,}1$ *см*$^{-3}$. Заметим, что T_e для этой среды должны быть значительно ниже, $\sim 10^6$—10^7 *град*, так как за время распространения волны равновесие между T_i и T_e не успевает установиться *). Сравнительно высокая температура плотных конденсаций, поддерживающая наблюдаемую степень ионизации и обеспечивающая возбуждение атомов и ионов, может быть следствием простой теплопроводности. Сделаем грубую оценку эффективности этого механизма. Если средний размер конденсации $\sim 3\cdot 10^{17}$ *см*, то его эффективная поверхность $\sim 10^{35}$ *см*^{2}. Так как таких конденсаций наблюдается ~ 200, то суммарная их поверхность должна быть $\sim 10^{37}$—10^{38} *см*^{2}.

Полный поток энергии от горячей плазмы в конденсации будет равен (S — эффективная поверхность конденсации): $n_p v k T_i S \approx \approx 10^{38}$—$10^{39}$ *эрг/сек*. Если считать, что полное поглощение света, идущего от Кассиопеи-А, $A_v = 8^m$, то светимость конденсаций в различных линиях будет $\sim 10^{38}$ *эрг/сек*.

Так как бо́льшая часть энергии, попадающая в конденсацию при ее бомбардировке частицами окружающей разреженной горячей плазмы, идет на нагрев и в стационарном случае потом излучается, то из приведенной выше оценки следует, что такой механизм может непрерывно поддерживать излучение конденсаций.

Остановимся еще на одном явлении, которое может быть понято на основе представления, что в области остатков вспышек имеется очень горячая разреженная плазма. Само равновесие сравнительно небольших плотных стационарных конденсаций в Кассиопее-А требует объяснения. Предоставленная самой себе, в отсутствие внешних сил такая конденсация неизбежно бы рассеялась, так как ее собственное гравитационное притяжение не в состоянии скомпенсировать градиент газового давления. Следовательно, образование стационарных конденсаций требует наличия внешней силы. Естественно считать, что последней является давление окружающей конденсацию горячей плазмы. Легко убедиться в том, что при температуре стационарных конденсаций $\sim 2\cdot 10^4$ *град* и концентрации частиц $\sim 3\cdot 10^3$ *см*$^{-3}$ (см. § 5) газовое давление конденсаций будет одного порядка с газовым давлением внешней горячей разреженной плазмы. Нужно иметь

*) Впрочем, см. примечание на стр. 147.

в виду, однако, что при образовании таких стационарных конденсаций путем сжатия неоднородностей в окружающей вспыхнувшую сверхновую межзвездной среде наряду с давлением горячего газа большую роль могут играть магнитные силы (см. § 9).

При помощи формул (8.7) и (7.10) мы можем вывести теоретическую «функцию светимости» источников радиоизлучения, являющихся остатками вспышек сверхновых II типа. Под «функцией светимости» будем понимать зависимость числа радиоисточников в Галактике от мощности их синхротронного радиоизлучения, рассчитанной на единичный интервал частот. Для простоты расчета будем полагать все источники подобными и отличающимися только фазой расширения. Тогда при данной частоте вспышек сверхновых II типа количество источников $dN(L_\nu)$, мощность радиоизлучения которых лежит в пределах от L_ν до $L_\nu + dL_\nu$, будет пропорционально отрезку времени dt, в течение которого размеры источника увеличиваются от R до $R + dR$, где R — радиус источника, при котором его светимость равна L_ν.

Согласно (8.7) можно написать:

$$t \simeq R^{5/2}, \quad dt \simeq R^{3/2}\, dR \simeq dN.$$

Далее, из (7.10) следует, что $R \simeq L_\nu^{\frac{1}{\beta}}$, $dR \simeq L^{-(1/\beta+1)}\, dL_\nu$, откуда

$$dN(L_\nu) \simeq L_\nu^{-\left(\frac{5+2\beta}{2\beta}\right)} dL_\nu. \tag{8.12}$$

Полагая, например, $\beta = 3$, будем иметь дифференциальное распределение источников по светимостям:

$$dN(L_\nu) \simeq L_\nu^{-1,83}\, dL_\nu \tag{8.13}$$

и интегральное распределение

$$N(L_\nu > L_\nu^0) \simeq (L_\nu^0)^{-0,83}. \tag{8.14}$$

Из формулы (8.14) следует, например, что число источников, мощность которых по крайней мере в 2000 раз больше мощности L_ν^0, должно быть примерно в 400 раз меньше числа источников, мощность которых больше L_ν^0. Если L_ν соответствует мощности волокнистых туманностей в Лебеде, то 2000 L_ν соответствует мощности Кассиопеи-А. Между тем из статистического анализа, выполненного в § 7, следует, что в нашей Галактике число источников, мощность которых равна или больше мощности волокнистых туманностей в Лебеде, должно быть порядка нескольких сотен, в то время как Кассиопея-А является уникальным объектом. Таким образом, можно сказать, что формула (8.12) удовлетворительно описывает результаты наблюдений.

Когда чувствительность и направленность радиотелескопов существенно увеличатся, можно будет во всех деталях изучать функцию $N(L_\nu)$ для остатков вспышек сверхновых II типа в туманности Андромеды и Магеллановых Облаках. Такое исследование было бы очень полезно для изучения эволюции остатков вспышек сверхновых II типа.

В 1964 г. Хейлес [136] выступил с критикой изложенной выше работы о взаимодействии вспышек сверхновых с межзвездной средой. Он обратил внимание на важность неупругих столкновений электронов с ионами, отличными от протонов. Такие столкновения могут привести к мощному излучению в рентгеновском диапазоне, вследствие чего задача о распространении сильной ударной волны в межзвездной среде может стать неадиабатической. Действительно, мы рассматривали потери на тормозное излучение только в чисто водородной горячей плазме и показали, что они не нарушают адиабатичности. Рассмотрим аргументацию Хейлеса более подробно.

Прежде всего, в [136] рассматривается время, в течение которого может нарушиться условие адиабатичности только по причине тормозного излучения (см. выше). Интегрируя численно (8.6) по объему, получим выражение для мощности тормозного излучения расширяющейся оболочки:

$$L_{ff} = 2{,}8 \cdot 10^{29} \left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^{4/5} t^{3/5}\ \frac{эрг}{сек}. \tag{8.15}$$

Интегрируя по времени, будем иметь

$$\int_0^\tau L_{ff}\, dt = 1{,}75 \cdot 10^{29} \left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^{4/5} \tau^{8/5}\ эрг. \tag{8.16}$$

Приравнивая это выражение E, получим время, по истечению которого адиабатическая теория уже не будет адекватна нашей задаче:

$$\tau = 10^6 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{1/8} n_1^{1/2}\ лет. \tag{8.17}$$

Эта оценка слабо зависит от n_1 и очень слабо — от E_1. Радиус фронта волны через 10^6 лет после взрыва согласно (8.7) будет ~ 80 *пс* — намного больше размеров всех наблюдаемых объектов этого типа. Отсюда можно сделать вывод, что тормозное излучение горячей чисто водородной плазмы не нарушает условия адиабатичности, как это и было показано нами раньше другим методом. Однако реальная межзвездная плазма, кроме водорода и гелия, содержит в виде незначительных примесей и другие элементы. Пока плазма очень горяча, эти элементы (во всяком

случае, наиболее обильные из них) полностью ионизованы. Поэтому они могут внести только небольшой вклад в тормозное излучение плазмы, который не нарушает адиабатичности. Однако по мере распространения фронта волны ситуация может измениться. Прежде всего, когда температура за фронтом упадет до нескольких десятков миллионов градусов (это произойдет через ~5000 лет после взрыва; см. (8.8)), τ_{ei} станет меньше характерного времени адиабатического расширения и плазма станет изотермической (т. е. $T_i = T_e$). Заметим, однако, что из-за пучковой неустойчивости плазма может стать изотермической значительно раньше. Когда температура за фронтом станет $5 \cdot 10^6$ *град*, бо́льшая часть ядер наиболее обильного после водорода и гелия элемента — кислорода — благодаря рекомбинации приобретает электрон. По этой причине мощность излучения резко увеличится из-за возбуждения электронным ударом резонансного уровня иона O VIII. При этом будет излучаться линия с длиной волны 18,9 Å (аналогичная L_α), а также другие «водородные» линии. Рассмотрим этот важный вопрос более подробно.

Согласно (8.8) температура $\sim 5 \cdot 10^6$ *град* будет достигнута спустя $\sim 10^{12}$ *сек* ($\sim 3 \cdot 10^4$ лет) после взрыва. Коэффициент рекомбинации R_{87} для иона O IX можно принять равным $4 \cdot 10^{-13}$ *см*^{3}/*сек* [137], коэффициент ионизации электронным ударом $I_{78} \sim 8 \cdot 10^{-8} N_e/T_e^{1/2} \sim 3 \cdot 10^{-11} N_e$ (если kT больше энергии ионизации). Время установления ионизационного равновесия $\tau_u \sim \frac{1}{I_{78}+R_{87}} \sim 3 \cdot 10^{10}$ *сек*, т. е. достаточно мало (по сравнению с временем расширения). Следовательно, в плазме установится ионизационное равновесие, вполне подобное тому, которое существует в солнечной короне. На основании теории такого равновесия (см. [87]) можно написать $\frac{O_7}{O_8} \equiv x_7 = \frac{R_{87}}{I_{78}}$, где O_7 — концентрация ионов O VIII, а O_8 — ионов O IX.

Так как потенциал ионизации O VIII равен ~800 *эв*, то максимум концентрации кислорода на этой стадии ионизации будет достигнут примерно при той же температуре, что и в активных областях солнечной короны, излучающих желтую линию Ca XV (потенциал ионизации 819 *эв*). При этом должно быть $x_7 \sim 1$. Согласно [85] температура, при которой наиболее часто встречающейся стадией ионизации кальция будет Ca XV, равна $5 \cdot 10^6$ *град*. Примем, что при этой же температуре достигает своего максимума и O VIII (в [136] принималось, что соответствующая температура равна 10^7 *град*). При $x_7 = 1$ можно считать, что в стадии O VIII будет находиться примерно треть всех ионов кислорода (аналогичная ситуация имеет место для ионов железа в короне; см. [87]).

Мощность излучения единицы объема горячей плазмы в резонансной линии O VIII согласно [137] можно записать так:

$$\varepsilon_{\text{O VIII}} = \frac{2{,}7 \cdot 10^{-15}}{T^{1/2}} N_e n_0 \frac{\text{O VIII}}{\sum [O_i]}, \qquad (8.18)$$

где $n_0 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ *см*$^{-3}$, N_e — концентрация кислорода во всех стадиях ионизации, $[\text{O VIII}]/\sum [O_i]$ — доля ионов O VIII.

Интегрируя уравнение (8.18) по объему, будем иметь

$$\varepsilon_{\text{O VIII}} = 1{,}7 \cdot 10^{17} t^{9/5}, \qquad (8.19)$$

где $\frac{n_0}{N_e} \frac{\text{O VIII}}{\sum [O_i]}$ принято постоянным по всему объему и равным 0,1, $E = 2E_0$ и $n_1 = 1$. Интегрируя по времени (при тех же предположениях) и приравнивая полную потерю энергии на излучение в линии O VIII энергии E, получим время нарушения условия адиабатичности:

$$\tau = 1{,}4 \cdot 10^{12} \text{ сек} = 44\,000 \text{ лет}. \qquad (8.20)$$

Соответствующий радиус фронта будет $R_2 = 26$ *пс*.

Таким образом, учет неупругих столкновений электронов с ионами приводит к нарушению условия адиабатичности на самых поздних стадиях развития ударной волны. На это обстоятельство как раз и обратил внимание Хейлес. Мы, однако, также подчеркивали, что на поздней стадии развития ударной волны адиабатичность нарушается (см. выше).

Как будет происходить распространение ударной волны в межзвездной среде дальше? Остывание газа за фронтом будет происходить быстрее. Когда температура упадет до $(3 \div 4) \cdot 10^6$ *град*, кислород будет находиться преимущественно в состоянии O VIII. Ион O VII имеет резонансные линии $\lambda = 21{,}6$ и 21,8 Å. Недавно эти линии (так же как и линия O VIII $\lambda = 18{,}969$ Å) были обнаружены в рентгеновском спектре Солнца [138]. При температуре ниже $3 \cdot 10^6$ *град* плазма будет излучать преимущественно в линии O VII. Линии N VI и C V будут значительно менее интенсивны. Когда температура снизится до $(1 \div 2) \cdot 10^6$ *град*, т. е. будет близка к температуре солнечной короны, излучение в линиях O VII сильно упадет. В то же время наиболее обильные атомы кислорода, углерода и азота будут по-прежнему находиться в состояниях O VII, N VI и C V, так как их более низкие стадии ионизации имеют слишком малые потенциалы. Например, потенциал ионизации O VII равен 739 *эв*, а O VI — всего лишь 138 *эв*. Основные потери на излучение будут теперь связаны с возбуждением различных уровней ионов железа, магния, неона

и пр., а также с тормозным излучением. При температурах за фронтом ударной волны, имеющих место в нашей задаче, можно широко пользоваться результатами исследований излучения солнечной короны на разных волнах.

Излучение любой достаточно разреженной плазмы с постоянной температурой можно представить выражением

$$L = \left\{ \int N_e^2 \, dV \right\} \Psi(T), \tag{8.21}$$

где $\int N_e^2 \, dV$ — «объемная мера эмиссии». Для солнечной короны эта величина определяется из радиоастрономических наблюдений спокойного Солнца в диапазоне 10 *см* [139] и составляет $\sim 3 \cdot 10^{49}$ *см*$^{-3}$. Поток собственного излучения короны на границе земной атмосферы (главным образом, в мягкой рентгеновской и ультрафиолетовой областях) ~ 1 *эрг/см*$^2 \cdot$*сек* [87]. Следовательно, мощность излучения короны, рассчитанная на единицу объемной меры эмиссии, имеет порядок 10^{-22}. Полагая радиус фронта ударной волны $R_2 = 30$ *пс*, $n_1 = 1$ *см*$^{-3}$, найдем, что объемная мера эмиссии за фронтом сферической ударной волны $\sim 5 \cdot 10^{60}$ *см*$^{-3}$. Если температура плазмы за фронтом близка к температуре солнечной короны, то мощность излучения будет $\sim 5 \cdot 10^{38}$ *эрг/сек*, т. е. примерно такой же, как и в линии O VIII на более ранней стадии охлаждения (см. (8.16)). Так как запас тепловой энергии вследствие излучения в линиях O VII и O VIII значительно уменьшился, то охлаждение пойдет более быстрым темпом. При температуре $T_e \sim 10^5$ *град* очень эффективно будет идти охлаждение в линии He II с $\lambda = 304$ Å.

Таким образом, в конечном итоге, спустя десятки тысяч лет после вспышки сверхновой II типа энергия взрыва (определяемая кинетической энергией выброшенных газовых масс) перейдет в энергию излучения, преимущественно в ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра. Впрочем, некоторая часть энергии будет излучена в видимых лучах. Остановимся на этом интересном вопросе более подробно.

На «корональной» стадии охлаждения, когда температура за фронтом $\sim (1 \div 2) \cdot 10^6$ *град*, следует ожидать излучения известных линий спектра короны, например, Fe XIV λ 5303 и Fe X λ 6374. Поток излучения от короны в каждой из этих линий у Земли составляет $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ *эрг/см*^{2} *сек*, следовательно, мощность, рассчитанная на единицу объемной меры эмиссии будет $\sim 4 \cdot 10^{-25}$. Отсюда следует, что мощность излучения области внутри сферического фронта ударной волны $\sim 2 \cdot 10^{36}$ *эрг/сек* в каждой из этих линий. Интенсивность излучения, как легко подсчитать, будет такая же, как у слабых линий в спектре ночного неба.

Хотя наши расчеты весьма грубы, а теория приближенна, так как не учитывает наличия в межзвездной среде магнитных полей и космических лучей (см. следующий параграф), вывод о том, что за фронтом ударной волны в некоторых случаях можно ожидать корональной эмиссии, заслуживает внимания. Было бы интересно попытаться обнаружить эту слабую эмиссию, для чего нужны специальные наблюдения. В первую очередь желательно исследовать такие объекты, как внутренняя часть системы волокнистых туманностей в Лебеде, IC 443, S 147.

Вернемся, однако, к вопросу о гораздо более мощном ультрафиолетовом и, особенно, рентгеновском излучении плазмы за фронтом сферических ударных волн, образованных в межзвездной среде вспышками сверхновых II типа. Каждая звездная система, в которой вспыхивают такие сверхновые, должна быть довольно мощным источником жесткого излучения. Если, например, принять, что в данной спиральной галактике одна вспышка происходит раз в 100 лет и при каждой вспышке в среднем выбрасывается масса газа $\sim 1 M_\odot$ со скоростью $\sim 7 \cdot 10^8$ *см/сек*, то средняя мощность энергии, инжектируемой таким образом в межзвездную среду, $\sim 10^{41}$ *эрг/сек*. Согласно развитым выше представлениям, такая же мощность должна излучаться в форме жестких фотонов. В основном эта энергия будет сосредоточена в линиях O VIII λ 18,97 и O VII λ 20,60 и λ 21,80. Заметим, что это рентгеновское излучение будет проходить через межзвездную среду, почти не поглощаясь. В самом деле, эффективное сечение поглощения указанного излучения атомами водорода будет в 10^5 раз меньше, чем у границы серии, и составит $\sim 7 \cdot 10^{-23}$ *см*^{2}. Следовательно, при $n_1 \approx 1$ оптическая толщина станет близка к единице только после того, как излучение пройдет в среде путь ~ 4 *кпс*. Можно показать, что поглощение другими элементами в межзвездной среде также несущественно. Таким образом, это излучение почти беспрепятственно должно уходить в межгалактическое пространство. Ожидаемый поток этого излучения от туманности Андромеды должен быть $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*, или ~ 3 фотона/*см*$^2 \cdot$*сек*.

Рассмотрим теперь объект, удаленный от нас на расстояние 3 *кпс*. Мощность его излучения в линиях O VIII и O VII согласно (8.16) будет $\sim 3 \cdot 10^{36}$ *эрг/сек*, а поток на границе земной атмосферы $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ *эрг/сек* = 300 фотонов/*см*^{2}*сек*. Этот поток очень велик. Еще большее значение потока мы получим, если допустим, что таким источником являются внутренние области волокнистых туманностей в Лебеде. В этом случае поток был бы равен $1{,}5 \cdot 10^4$ фотонов/*см*^{2}*сек*. Для сравнения укажем, что он всего лишь в три раза меньше потока в солнечной линии O VIII с длиной волны 16 Å. Современная техника ракетной астрономии, основанная на применении счетчиков фотонов, позволяет

уверенно регистрировать потоки от космических источников ~ 1 фотон/*см*^{2}·*сек*. Трудность задачи, однако, состоит в изготовлении входного «окошка», достаточно прозрачного в этом спектральном диапазоне. Такое окошко должно быть очень тонким, с толщиной менее 1 *мк*. Можно, однако, полагать, что эта трудность не является принципиальной. Для всей проблемы сверхновых звезд обнаружение такого излучения было бы очень важно. Более «молодые» объекты с температурой плазмы выше 10^7 *град* должны давать достаточно жесткое тормозное излучение. Излучение единицы объема горячей плазмы за единицу времени в единичном интервале частот в единичном телесном угле равно [87]

$$\varepsilon_\nu = 5{,}4\cdot 10^{-39}\,\frac{e^{-h\nu/kT_e}}{T_e^{1/2}}\,N_e n_p g I, \qquad (8.22)$$

где gI — гаунтовский фактор. Численное интегрирование по оболочке ударной сферической волны дает спектральную плотность мощности излучения в области $h\nu > kT_e$:

$$L_\nu = 1{,}1\cdot 10^{-2}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{2/5} n_1^{8/5} t^{9/5}\,\frac{эрг}{сек\cdot гц}. \qquad (8.23)$$

Рассмотрим спектральную область около $\lambda = 2{,}5$ Å; интервал частот $\Delta\nu$, соответствующий в этой области $\Delta\lambda = 1$ Å, будет $5\cdot 10^{17}$ *гц*. Далее, вообразим себе источник, удаленный на расстояние 3 *кпс* и имеющий возраст ~ 3000 лет (10^{11} *сек*) и $E = E_0$. Тогда согласно (8.8) $T_e \sim 10^8$ *град*, $L_\nu\Delta\nu \sim 3{,}5\cdot 10^{35}$ *эрг/сек*·Å, а поток у границы земной атмосферы будет $\sim 3\cdot 10^{-10}$ *эрг/см*^{2}·*сек*·Å, что на порядок меньше недавно обнаруженного потока рентгеновского излучения в этом спектральном диапазоне от Крабовидной туманности (см. гл. III) и близко к потоку самых слабых галактических источников, которые еще можно обнаружить.

Можно ожидать, что число остатков сверхновых II типа в Галактике, возраст которых лежит в пределах $(1\div 2)\cdot 10^{11}$ *сек*, будет ~ 30, так что ближайшие к нам объекты должны быть на расстоянии 2—3 *кпс*. Не исключено, что в ближайшем будущем в связи с большим прогрессом рентгеновской астрономии будет обнаружено рентгеновское тормозное излучение от остатков вспышек сверхновых II типа*).

Резюмируя, мы можем сказать, что важнейшей проблемой является обнаружение тормозного и линейчатого рентгеновского излучения остатков вспышек таких сверхновых. Это откроет новую страницу в исследованиях подобных объектов, так как

*) Недавно Фридман и его сотрудники обнаружили рентгеновское излучение в диапазоне 1—10 Å от Кассиопеи-А. Мощность этого излучения находится в хорошем согласии с развитой выше теорией. (*Примечание в корректуре.*)

позволит изучить энергетику явления. Поскольку остатки вспышек — объекты достаточно протяженные, то, может быть, удастся получить их рентгеновские изображения, что было бы, конечно, в высшей степени интересно. Следует, однако, иметь в виду весьма приближенный и предварительный характер развитой выше теории, из которой вытекает необходимость жесткого фотонного излучения остатков вспышек сверхновых II типа. Как уже неоднократно подчеркивалось, эта теория является весьма «односторонней» и игнорирует в первом приближении такие важные характеристики межзвездной среды, как наличие в ней магнитного поля и космических лучей. Тем не менее, имеются основания полагать, что основной вывод теории о наличии в области остатков вспышек сверхгорячей разреженной плазмы качественно является правильным.

Наблюдаемые у некоторых «старых» остатков вспышек сверхновых II типа тонковолокнистые туманности возникают согласно этой теории, когда ударная волна проходит через сравнительно плотные облака межзвездного газа. В этом случае плазма за фронтом волны успевает довольно быстро остыть и излучение сосредоточивается преимущественно в видимом диапазоне частот. Соответствующая теория, развитая С. Б. Пикельнером, рассматривалась в § 5. Там же, где фронт проходит через разреженный межзвездный газ с $n_1 \sim 1$, причем среда более или менее однородна, плазма за фронтом остывает медленно. Можно ожидать, что физические условия в ней будут удовлетворительно описываться теорией, развитой в этом параграфе.

Как было показано выше, «старые» остатки сверхновых II типа должны иметь температуру за фронтом $\sim (1—3)\cdot 10^6$ *град* и их жесткое излучение по своему спектральному составу похоже на излучение солнечной короны. Последнее сосредоточено преимущественно в диапазоне 900—50 Å. Поэтому оно будет поглощаться межзвездным газом, и, таким образом, межзвездный газ будет ионизован. Так как мощность ионизующего излучения примерно такая же, как у звезд спектрального класса О, то радиус зоны Стремгрена может достигнуть нескольких десятков парсек. Общий вклад «старых» остатков в межзвездную ионизацию сравнительно невелик, так как их число в Галактике, порядка нескольких сотен, т.е. в десятки раз меньше числа горячих звезд спектрального класса О. Кроме того, бо́льшая часть остатков вспышек сверхновых II типа должна находиться в ассоциациях, где сосредоточены также и звезды ранних спектральных классов. Поэтому доля этих остатков в ионизации окружающего газа будет невелика.

Вследствие огромного энерговыделения вспышки сверхновых должны оказывать большое возмущающее влияние на межзвездную среду. В области диаметром до 50—70 *пс*, окружающей

бывшую сверхновую, физические условия в межзвездной среде в течение сотен тысяч лет резко отличаются от средних. Так как вспышки сверхновых II типа должны происходить чаще всего в ассоциациях — больших комплексах, содержащих молодые массивные звезды, окруженные межзвездным понизованным газом, то следует ожидать характерных морфологических особенностей

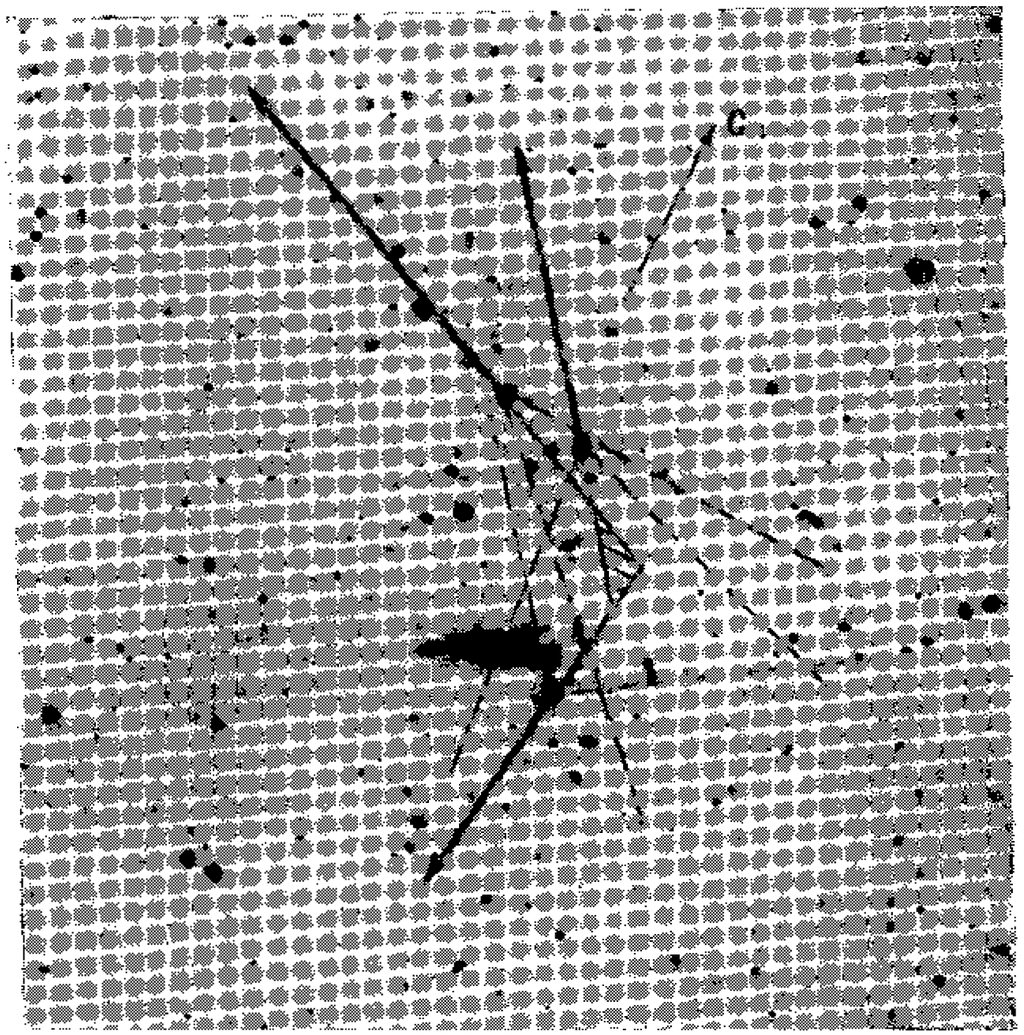


Рис. 56. Схема собственных движений горячих звезд в области вокруг NGC 6618 [141].

у таких комплексов. Еще Эник высказывал гипотезу, что известная петля Барнарда, окружающая туманность Ориона и имеющая диаметр ~ 130 *пс*, обязана своим происхождением вспышкам сверхновых [65]. Согласно Блаау возраст петли Барнарда от 2 до 5 миллионов лет [65]. Известно, далее, что из туманности

Ориона несколько миллионов лет назад вылетели звезды, вероятнее всего, из-за «эффекта пращи». Сама петля Барнарда вряд ли светится вследствие ионизации излучением горячих звезд. Между нею и звездами ранних спектральных классов, находящихся в туманности Ориона, лежит большая толща нейтрального водорода, наблюдаемого на волне 21 *см* [140]. Таким образом, в комплексе Ориона можно наблюдать следы взрывов сверхновых II типа, имевших место несколько миллионов лет назад.

Гершберг показал, что другой хорошо изученный комплекс диффузных туманностей, наиболее известным членом которого является NGC 6618, также носит следы сравнительно недавних вспышек сверхновых [141]. Как и в случае Ориона, из области NGC 6618 вылетают с большими скоростями три звезды ранних спектральных классов. На рис. 56 приведена схема собственных движений горячих звезд в этой части неба. Векторы их скоростей сходятся в заштрихованной треугольной области. В этом месте из-за большого поглощения света яркой туманности не видно. «Кинематический возраст» убегающих звезд (см. § 4) порядка нескольких десятков тысяч лет. Родственность комплексов NGC 6618 и Ориона подчеркивается также наличием вокруг первой туманности светящейся эллиптической оболочки, являющейся полным аналогом петли Барнарда.

Таким образом, вспышки сверхновых могут привести к существенным морфологическим изменениям диффузных туманностей, в частности, к образованию вокруг них периферических структур. На это указывали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [142].

§ 9. Влияние магнитного поля на характеристики остатков вспышек сверхновых II типа

В предыдущем параграфе задача о распространении в межзвездной среде ударной волны рассматривалась так, как будто в этой среде нет ни магнитного поля, ни релятивистских частиц. Между тем, плотность энергии магнитного поля и космических лучей (равная их давлению) в среде достаточно велика. Если $H \sim 5 \cdot 10^{-6}$ *э*, то $w_м = \frac{H^2}{8\pi} \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, в то время как плотность тепловой энергии межзвездного газа $w_т \sim n_1 kT$ в зонах ионизованного водорода — того же порядка (при $n_1 \sim 1$ *см*$^{-3}$), а в зонах HI — в сотню раз меньше.

Какие изменения магнитного поля межзвездной среды следует ожидать при прохождении через нее ударной волны? Так как магнитные силовые линии «приклеены» к проводящему межзвезд-

ному газу, то сжатие газа за фронтом ударной волны неизбежно повлечет за собой сгущение силовых линий, т. е. увеличение напряженности магнитного поля. Поскольку релятивистские частицы движутся по спиральным траекториям вдоль магнитных силовых линий, то такое сжатие вызовет увеличение их концентрации. Если магнитное поле достаточно запутано, повышенная концентрация релятивистских частиц не будет быстро рассасываться. Наконец, локальное усиление поля по причине сохранения адиабатического инварианта обусловит увеличение энергии каждой релятивистской частицы, пропорциональное $\left(\frac{H}{H_0}\right)^{1/2}$, а также увеличение $H_\perp$. Синхротронное излучение единицы объема сильно зависит от $H_\perp$ и концентрации релятивистских частиц, которая при таких условиях будет также зависеть от H. Согласно (6.13) $\varepsilon_\nu \propto \left(\frac{H}{H_0}\right)^{3,7}$, так что даже сравнительно небольшое увеличение H повлечет за собой значительное увеличение мощности синхротронного излучения. Поэтому нельзя исключить возможность того, что значительная часть синхротронного излучения остатка вспышки сверхновой обусловлена сжатием межзвездной среды ударной волны и вызванным им усилением межзвездного поля. Между тем, до сих пор предполагалось, что релятивистские частицы генерируются в процессе взрыва или после него в самой расширяющейся туманности, а магнитное поле связано с выброшенной во время взрыва оболочкой. То, что эта точка зрения является в основном правильной, доказывается наблюдаемым вековым уменьшением потока радиоизлучения от Кассиопеи-А, которое было предсказано теоретически на основе представления об «автономном» происхождении релятивистских частиц и магнитных полей во время вспышки сверхновой (см. § 7). В § 7 на основе этих представлений была получена система расстояний до источников радиоизлучения, связанных с остатками вспышек сверхновых. Между тем, мощность радиоизлучения, обусловленного сжатием межзвездной среды, должна расти со временем, так как объем области, где среда сжата, непрерывно растет по мере расширения. Тем не менее, можно ожидать, что на поздних этапах расширения остатков вспышек сжатие межзвездного магнитного поля может стать существенным источником их синхротронного радиоизлучения.

Теорию этого эффекта развил ван дер Лаан [143]. Он пришел к выводу, что источники радиоизлучения, связанные с остатками вспышек сверхновых, можно разделить на несколько типов, образующих определенную эволюционную последовательность.

Первый тип — это источники, синхротронное радиоизлучение которых обусловлено релятивистскими частицами, образовавшимися в самом источнике (в момент взрыва сверхновой или вскоре после него). Эволюция источников этого типа определяется их расширением и описывается теорией, которая была подробно изложена в § 7. Неизбежное при расширении таких источников сжатие межзвездного газа приводит к добавочному синхротронному излучению. Однако мощность последнего ничтожно мала по сравнению с мощностью синхротронного радиоизлучения «собственных» релятивистских электронов.

В процессе расширения последняя быстро уменьшается (см. § 7), в то время как мощность радиоизлучения «нагребенных» релятивистских электронов медленно растет. Когда обе мощности сравниваются, будет наблюдаться (по классификации ван дер Лаана) источник второго типа. В этом случае можно ожидать довольно сложной пространственной структуры источника: центральное сфероидальное «тело», обусловленное излучением «собственных» релятивистских электронов, окружено оболочкой, в которой излучают «нагребенные» релятивистские электроны. Характеристики обоих областей радиоизлучения (напряженность магнитного поля, спектральный индекс) могут быть при этом весьма различными.

По мере дальнейшего расширения остатков вспышки радиоизлучение «собственных» релятивистских электронов станет чрезвычайно малым по сравнению с радиоизлучением от «нагребенных» межзвездных релятивистских электронов. На этой стадии объемная светимость оболочки будет примерно на порядок больше, чем у межзвездной среды, а спектральный индекс — таким же, как у среды.

Прежде чем обсуждать вопрос о том, в какой степени набросанная выше схема эволюции источников радиоизлучения — остатков вспышек сверхновых — соответствует действительности, рассмотрим ее с математической точки зрения. Такое рассмотрение, выполненное в [143], представляет самостоятельный интерес, так как позволяет уточнить рассматривавшуюся в предыдущем параграфе теорию распространения ударных волн в межзвездной среде, оценивая роль межзвездного магнитного поля и релятивистских частиц.

В [143] рассматривалась сравнительно простая и наглядная одномерная задача. Учет кривизны фронта ударной волны не представляет принципиальных трудностей. «Бесстолкновительную» плазму (см. § 8) с «вмороженным» в нее магнитным полем сжимает «поршень» (в данном случае — сравнительно плотная ионизованная оболочка, выброшенная во время взрыва сверхновой), движущийся с постоянной скоростью v_n в направлении, перпендикулярном к направлению однородного поля межзвездной среды. Так как проводимость «поршня» очень высока, то магнитные

силовые линии межзвездной среды не будут в него проникать. В такой среде обычное уравнение состояния

$$\frac{D}{Dt}(P\rho^{-\gamma}) = \text{const} \tag{9.1}$$

распадается на два уравнения, поскольку магнитное поле делает среду анизотропной. Для направления вдоль поля сохраняется уравнение (9.1). Для направления, перпендикулярного к H, согласно [143] будем иметь

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{P_n}{\rho H}\right) = 0, \tag{9.2}$$

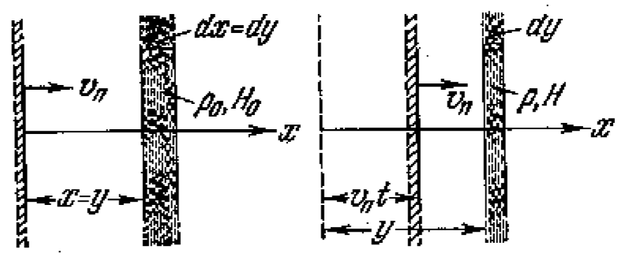


Рис. 57а. Схема, поясняющая распространение ударной волны в среде с магнитным полем $а$ — $t = 0$; $б$ — $t = \tau$ [143].

где P_n — газовое давление в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, ρ — плотность среды. Рассмотрим плоский слой среды, параллельный H, и получим уравнение его движения. Обозначим исходное положение слоя при $t = 0$ через x, а его толщину через Δx. При $t > 0$ координата и толщина этого слоя будут y и Δy, причем $y = y(x, t)$. Обозначим через ρ_0, H_0 и P_0 плотность, магнитное поле и газовое давление в невозмущенной среде (рис. 57а). Тогда из закона сохранения вещества следует, что $\rho_0\, dx = \rho\, dy$. «Приклеенность» магнитных силовых линий также дает условие $H_0\, dx = H\, dy$. Следовательно,

$$\rho = \frac{\rho_0}{\frac{\partial y}{\partial x}}, \qquad H = \frac{H_0}{\frac{\partial y}{\partial x}}, \qquad \frac{H^2}{8\pi} = \frac{\frac{H_0^2}{8\pi}}{\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2}, \tag{9.3}$$

где $H^2/8\pi$ — магнитное давление. Из (9.1) и (9.3) следует, что

$$P = P_0\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 = \frac{P_0}{\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2}. \tag{9.4}$$

Полное давление $\Pi = P + \frac{H^2}{8\pi}$ равно:

$$\Pi = \frac{\Pi_0}{\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2}. \tag{9.5}$$

Запишем уравнение движения слоя:

$$\rho_0\, dx\, \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{\partial \Pi}{\partial x}\, dx. \tag{9.6}$$

Используя (9.5), будем иметь

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \left\{\frac{v_0^2}{\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^3}\right\}\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \tag{9.7}$$

где $v_0^2 = \left(\frac{H_0^2}{4\pi} + 2P_0\right)/\rho_0$ — сумма квадратов альвеновской и звуковой скоростей. Запишем граничное условие:

$$y(0, t) = v_n t, \tag{9.8}$$

означающее, что слой газа, непосредственно соприкасающийся с поршнем, движется вместе с ним. Далее, начальное условие, что среда впереди поршня при $t = 0$ является невозмущенной, имеет вид

$$y(x, 0) = x. \tag{9.9}$$

Кроме того, на достаточно большом расстоянии от поршня среда будет всегда оставаться невозмущенной, т. е. для достаточно больших x и t

$$y = (x, t) = x. \tag{9.10}$$

Из соображений размерности следует искать решение уравнения движения в виде $\frac{y}{t} = F\left(\frac{x}{t}\right)$. Введем безразмерные переменные $\Psi = \frac{y}{v_0 t}$, $\xi = \frac{x}{v_0 t}$. В новых переменных уравнение (9.7) запишется так:

$$\xi^2 \frac{d^2\Psi}{d\xi^2}\left(\frac{d\Psi}{d\xi}\right)^3 = \frac{d^2\Psi}{d\xi^2}. \tag{9.11}$$

Это уравнение удовлетворяется либо если $\frac{d^2\Psi}{d\xi^2} = 0$, либо, если $\xi^2\left(\frac{d\Psi}{d\xi}\right)^3 = 1$. В первом случае будем иметь

$$y = k_1 x + k_2 v_0 t, \tag{9.12}$$

во втором —

$$y = 3(v_0 t)^{2/3} x^{1/3} + k_3 v_0 t. \tag{9.13}$$

Решение (9.13) не удовлетворяет условию (9.9), поэтому его следует отбросить. Решение (9.12) будет удовлетворять граничным и начальным условиям, если в области между поршнем и фронтом волны $k^2 = \frac{v_n}{v_0}$, а за фронтом $k_1 = 1$, $k_2 = 0$; следовательно, возможное решение имеет вид

$$\left.\begin{aligned} y &= \frac{x}{\eta} + v_n t \qquad (0 \leqslant x < R_s), \\ y &= x \qquad\qquad (R_s < x), \end{aligned}\right\} \tag{9.14}$$

где R_s определяет положение фронта. Постоянный параметр $\eta = \frac{\varrho}{\varrho_0}$ определяет сжатие среды за фронтом. При $x \to R_s$ имеем

$$R_s = \frac{\eta v_{\text{п}} t}{\eta - 1} = v_s t, \tag{9.15}$$

где $v_s = \frac{\eta}{\eta - 1} v_{\text{п}}$ — скорость движения фронта относительно невозмущенной среды.

При переходе из области $R_s - \varepsilon$ в область $R_s + \varepsilon$ основные характеристики среды (температура, плотность, давление и напряженность магнитного поля) терпят разрыв непрерывности. Следовательно, R_s действительно определяет положение фронта ударной волны.

«Параметр уплотнения» η можно получить из условий сохранения импульса и энергии. Это — обычные условия Ренкина — Гюгонио классической газовой динамики, обобщенные на случай наличия магнитного поля в среде. Кроме того, следует учесть наличие релятивистских частиц в среде. Учет давления этих частиц несколько изменит уравнение движения среды (9.6), но решение его (9.14) останется неизменным. Обобщенные условия Ренкина — Гюгонио имеют в нашем случае такой вид:

$$\rho v = \rho_0 v_0 \qquad \text{(сохранение массы)}, \tag{9.16}$$

$$\rho v^2 + \Pi = \rho_0 v_0^2 + \Pi_0 \qquad \text{(сохранение импульса)}, \tag{9.17}$$

$$\rho v u^* + \Pi v + \frac{1}{2}\rho v^3 = \rho_0 v_0 u^* + \Pi_0 v_0 + \frac{1}{2}\rho_0 v_0^3 \quad \text{(сохранение энергии)}, \tag{9.18}$$

где u^* — внутренняя энергия газа, рассчитанная на единицу массы. Все скорости отнесены к фронту волны. Обозначим через γ_g и γ_r отношения теплоемкостей «обычного» и релятивистского газов. Тогда будем иметь

$$u^* = \left\{ \frac{P_g}{\gamma_g - 1} + \frac{P_r}{\gamma_r - 1} + P_m \right\} \Big/ \rho, \tag{9.19}$$

где P_g — давление «обычного» газа, P_r — давление релятивистского газа, $P_m = H^2/8\pi$ — магнитное давление.

Так как длина свободного пробега частиц «обычного» газа очень мала по сравнению с толщиной области сжатия d между фронтом волны и поршнем ($d \sim R_s - R_{\text{п}}$), то скорости частиц будут хаотичны даже в непосредственной близости от фронта; поэтому $\gamma_g = 5/3$. Наоборот, для релятивистского газа, каждая из частиц которого имеет две степени свободы (по причине спирального движения вдоль силовых линий), $\gamma_r = 3/2$. Если в невозмущенной области релятивистский газ изотропен и характеризуется плотностью энергии w_r, то $P_{0r} = 1/3\ w_{0r}$. Далее, имеем

$$v_0 = v_s = \frac{\eta v_{\text{п}}}{\eta - 1}, \qquad v = v_s - v_{\text{п}} = \frac{v_{\text{п}}}{1 - \eta}. \tag{9.20}$$

Предположим, что релятивистский газ сжимается изотермически, т. е. $P_r = \eta P_{0r}$. Тогда из (9.17) и (9.18) получим выражения для давления «обычного» газа позади фронта:

$$P_g = \rho_0 v_{\text{п}}^2 \left(\frac{\eta}{\eta - 1} \right) - P_{0r}(\eta - 1) - P_{0m}(\eta^2 - 1) + P_{0g} \tag{9.21}$$

и

$$P_g = \frac{1}{5}\rho_0 v_{\text{п}}^2 \frac{\eta(\eta + 1)}{\eta - 1} - \frac{4}{5}\eta(\eta - 1) P_{0m} + \eta P_{0g}. \tag{9.22}$$

Приравнивая (9.21) и (9.22), получим алгебраическое уравнение третьей степени относительно η:

$$P_{0m}\eta^3 + (\rho_0 v_{\text{п}}^2 + 5\Pi - 2P_{0m})\eta^2 - (4\rho_0 v_{\text{п}}^2 + 10\Pi_0 - P_{0m})\eta + 5\Pi_0 = 0. \tag{9.23}$$

Это уравнение имеет только один корень, представляющий физический интерес, $1 < \eta_1 < 4$. Значение η_1 может быть найдено каким-нибудь численным методом. В случае обычной ударной волны (без магнитного поля и релятивистских частиц) $\rho \approx \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}\rho_0$, откуда следует, что $\eta \approx 4$ — хорошо известный результат, которым мы неоднократно пользовались без доказательства в предыдущих параграфах этой книги. Учет влияния магнитного поля и релятивистских частиц приводит к уменьшению η.

Из уравнения (9.18) следует весьма важный для нас вывод. Так как $\eta \leqslant 4$, то при достаточно большой скорости движения оболочки, выброшенной при взрыве сверхновой, давление газа за фронтом (а следовательно, и его температура) почти не зависит ни от магнитного поля в межзвездной среде, ни от находящихся там релятивистских частиц. Действительно, положим $H = 5 \cdot 10^{-6}$ *э*, $\eta = 4$ и $\rho_0 = 10^{-25}$ *г/см*^{3}. Тогда даже при $v = 100$ *км/сек* (что соответствует уже сильно затормозившимся осткам вспышки сверхновой II типа, например, системы волокнистых туманностей в Лебеде) первый член правой части (9.18) будет примерно в шесть раз больше, чем все остальные. Это означает, что оценка температуры за фронтом, сделанная в предположении, что магнитное поле и релятивистские частицы в межзвездной среде отсутствуют, завышена всего лишь на ~15% *). Для более «молодых» остатков сверхновых II типа

*) Нужно еще учесть, что релятивистские частицы легко могут уйти из области сжатия вдоль магнитных силовых линий. Поэтому, если поле не слишком запутано, их давление будет почти постоянным, а не пропорциональным $\varrho^{3/2}$.

ошибка при использовании формул «немагнитной» газовой динамики будет пренебрежимо малой. Только для очень «старых» объектов, радиусы фронтов которых порядка 30 *пс* и более, влияние магнитного поля межзвездной среды и находящихся в ней релятивистских частиц на температуру за фронтом становится существенным. Однако для таких объектов адиабатическая трактовка задачи уже не корректна (см. § 8). Таким образом, учет магнитного поля межзвездной среды и находящихся в ней релятивистских частиц не вносит сколько-нибудь существенной поправки в теорию, развитую в предыдущем параграфе. В частности, основной вывод этой теории — наличие в области остатков вспышек сверхновых II типа весьма горячей разреженной плазмы, жесткое фотонное излучение которой можно наблюдать методами современной ракетной астрономии,— остается неизменным.

Вернемся теперь к условиям за фронтом ударной волны, распространяющейся в намагниченной межзвездной среде. Что произойдет с релятивистской частицей, которая перейдет через фронт из невозмущенной области? Вообще говоря, следует ожидать, что такая частица увеличит свою энергию. Точно решить эту задачу нельзя, так как структура фронта неизвестна. Однако можно оценить нижнюю границу прироста энергии, если принять во внимание, что газ, к которому «приклеены» силовые линии (и вдоль которых по спиралям движутся релятивистские частицы), сжимается адиабатически. При таком сжатии $du = -P\,dv$, где u и v — удельная энергия и объем. В этом случае будем иметь

$$P_r = (\gamma_r - 1)\, w_{\perp r} = \frac{1}{2} w_{\perp r}, \tag{9.24}$$

где $w_{\perp r}$ — плотность энергии релятивистского газа, связанная с движением частиц в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля. Теперь уравнение $du = -P\,dv$ перепишется в виде $d\left(\frac{\omega_{\perp r}}{n}\right) = \frac{1}{2} w_{\perp r}\left(\frac{1}{n}\right)$, и его интегрирование дает ($n \sim \eta$):

$$P_r = \eta^{3/2} P_{0r}. \tag{9.25}$$

Это уравнение имеет очевидный смысл: при сжатии концентрация релятивистских частиц увеличивается в η раз, а энергия каждой частицы вследствие сохранения адиабатического инварианта — в $\eta^{1/2}$ раз, о чем уже шла речь в начале этого параграфа.

В § 8 было показано, что на некотором (довольно позднем) этапе расширения адиабатическое приближение становится некорректным и необходимо учитывать охлаждение плазмы за фронтом благодаря излучению. Приближенный учет этого охлаждения можно произвести следующим образом. Пусть охлаждение существенно, что будет справедливо для достаточно «старых» объектов.

Вдали от фронта (если двигаться к «поршню») давление «обычного» газа падает и асимптотически стремится к «равновесному» давлению, соответствующему «стандартной» температуре зон H II межзвездной среды ($\sim 10^4$ *град*). Непосредственно перед поршнем среда, характеризующаяся «фактором сжатия» $\bar{\eta}$, имеет полное давление Π, складывающееся из магнитного давления $\bar{\eta}^2 \frac{H_0^2}{8\pi}$, давления релятивистского газа $\bar{\eta}^{3/2} P_{0r}$ и давления «обычного» газа $\bar{\eta} P_{0g}$. Толщина среды с такими характеристиками $\sim v_{\text{п}} t \bar{\eta}$.

Непосредственно за фронтом характеристики среды будут другими. Плотность и давление будут описываться выведенными выше формулами, в которых

$$v_0 = \frac{\bar{\eta} v_{\text{п}}}{\bar{\eta} - 1}; \qquad v = \frac{\bar{\eta} v_{\text{п}}}{\bar{\eta}(\bar{\eta} - 1)}, \tag{9.26}$$

где η по-прежнему означает сжатие позади фронта. Величина $\bar{\eta}$ получается из условия сохранения импульса при переходе из невозмущенной области в «равновесную». Для этого используется уравнение (9.17), в котором v_0 и v определяются уравнениями (9.26), а η заменяется на $\bar{\eta}$, причем $P_g = \bar{\eta} P_{0g}$. Получается алгебраическое уравнение относительно $\bar{\eta}$:

$$P_{0m}\bar{\eta}^3 + P_{0r}\bar{\eta}^{5/2} + (P_{0g} - P_{0m})\,\eta^2 - P_{0r}\eta^{3/2} - (\Pi_0 + P_{0g} + \rho v_{\text{п}}^2)\,\bar{\eta} + \Pi_0 = 0, \tag{9.27}$$

которое решается численно и имеет единственный корень в ожидаемом интервале значений $1 < \bar{\eta}^{1/2} < \infty$. Непосредственно за фронтом сжатие η определяется из уравнений (9.17) и (9.18), причем для v_0 и v используется формула (9.26):

$$P_{0m}\eta^{5/2} - (P_{0r} - P_{0m})\,\eta^2 + (\rho_0 v_s^2 + 6P_{0r} + 5P_{0g} + 4P_{0m})\,\eta^{3/2} + (\rho_0 v_s^2 + 6P_{0r} + 5P_{0g} + 4P_{0m})\,\eta - 4\rho_0 v_s^2 \eta^{1/2} - 4\rho_0 v_s^2 = 0, \tag{9.28}$$

где

$$v_s = v_{\text{п}} \frac{\bar{\eta}}{\bar{\eta} - 1}.$$

Рассмотрим теперь вопрос, как меняется синхротронное излучение межзвездной среды при ее сжатии, обусловленном прохождением ударной волны. В § 5 мы вывели упрощенное выражение для увеличения объемной светимости ε_ν при локальном увеличении напряженности магнитного поля. Займемся сейчас, следуя ван дер Лаану, более строгим решением этой задачи. Допустим, что в невозмущенной межзвездной среде релятивистские частицы распределены изотропно и их дифференциальный

энергетический спектр дается обычным выражением:

$$N(E)\,dE = KE^{-\gamma}\,dE. \tag{9.29}$$

Какие изменения претерпит энергетический спектр при прохождении фронта ударной волны? Допустим, что некоторая релятивистская частица первоначально имела импульс p_0 и двигалась под углом 0 к направлению магнитной силовой линии. Разложим ее импульс на две составляющие — параллельную и перпендикулярную к полю:

$$p_0^2 = p_{0\parallel}^2 + p_{0\perp}^2 = p_0^2\cos^2\theta_0 + p_0^2\sin^2\theta_0. \tag{9.30}$$

Допустим, что импульс, связанный с движением в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, увеличился в $\chi^{1/2}$ раз, в то время как $p_{0\parallel}$ остался без изменения. Тогда

$$p^2 = p_\parallel^2 + p_\perp^2 = p_{0\parallel}^2 + \chi^2 p_{0\perp}^2 = p_0^2\left[1 + (\chi-1)\sin^2\theta_0\right]. \tag{9.31}$$

Так как $p_{0\parallel}^2 = p_\parallel^2$, то

$$\cos^2\theta = \frac{\cos^2\theta_0}{1+(\chi-1)\sin^2\theta_0},$$

откуда

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{tg}\theta = \chi^{1/2}\operatorname{tg}\theta_0, \\ &d\theta_0 = \frac{1+(\chi-1)\sin^2\theta_0}{\chi^{1/2}}\,d\theta = \frac{\chi^{1/2}}{\chi-(\chi-1)\sin^2\theta}\,d\theta. \end{aligned}\right\} \tag{9.32}$$

За фронтом движение релятивистских частиц станет анизотропным. Их дифференциальный энергетический спектр теперь будет иметь вид

$$N(E,\theta)\,dE\,d\theta = K\frac{\sin\theta}{2}\left\{\frac{\chi}{\chi-(\chi-1)\sin^2\theta}\right\}^{\frac{\gamma+2}{2}}\chi^{-1}E^{-\gamma}\,dE\,d\theta. \tag{9.33}$$

Так как объемная светимость

$$\varepsilon_\nu \sim K(H\sin\theta)^{\alpha+1}\nu^{-\alpha} \tag{9.34}$$

(α — спектральный индекс), то, подставив (9.33) в (9.34), будем иметь:

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{0\nu}\left(\frac{K}{K_0}\right)\left(\frac{H}{H_0}\right)^{\alpha+1}\chi^{\frac{2\alpha+1}{2}}\frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\sin^{\alpha+1}\theta\sin\theta\,d\theta}{[\chi-(\chi-1)\sin^2\theta]^{\alpha+\frac{3}{2}}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}}\sin^{\alpha+1}\theta\sin\theta\,d\theta}, \tag{9.35}$$

где $\frac{K}{K_0} = \bar{\eta}$; $\frac{H}{H_0} = \eta$; $\chi = \bar{\eta}$.

Интеграл в числителе правой части находится численным методом для разных α и $\bar{\eta}$. Интеграл в знаменателе равен $\frac{1}{2}\sqrt{\pi}\,\Gamma\left(\frac{\alpha+3}{2}\right)/\Gamma\left(\frac{\alpha+4}{2}\right)$. Если, например, $\alpha = 0{,}5$, $\bar{\eta} = 2$, то $\varepsilon_\nu \approx 9\varepsilon_{0\nu}$.

Если позади фронта релятивистские частицы достаточно эффективно рассеиваются на неоднородностях магнитного поля, размеры которых порядка ларморовского радиуса, то их распределение станет изотропным *). В этом случае вместо (9.33) и (9.35) будем иметь:

$$N(E)\,dE = K\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{\chi}{(\chi-1)^{1/2}}\sin^{-1}\left(\frac{\chi-1}{\chi}\right)^{1/2}\right]^{\gamma-1}E^{-\gamma}\,dE, \tag{9.36}$$

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{0\nu}\left(\frac{K}{K_0}\right)\left(\frac{H}{H_0}\right)^{\alpha+1}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{\chi}{(\chi-1)^{1/2}}\sin^{-1}\left(\frac{\chi-1}{\chi}\right)^{1/2}\right]^{2\alpha}. \tag{9.37}$$

Из формулы (9.37) следует, что «изотропизация» релятивистских частиц за фронтом ударной волны несколько уменьшает отношение $\frac{\varepsilon_\nu}{\varepsilon_{0\nu}}$ при сжатии среды. Впрочем, это уменьшение незначительно (~25% для ожидаемых значений $\bar{\eta}$).

Для того чтобы сравнить ожидаемое радиоизлучение от «нагребенных» релятивистских электронов с радиоизлучением «старых» остатков сверхновых II типа, необходимо перейти от рассматривавшейся выше одномерной модели ударной волны к сферически-симметричной задаче. Неоднородность среды, в которой распространяется сферическая ударная волна, а также неизотропность первоначального взрыва, с неизбежностью приведут к тому, что оболочка распадется на несколько движущихся независимо кусков. Но каждый такой «кусок» оболочки будет выполнять функцию «поршня». Следует еще иметь в виду, что скорость движения «поршня» в среде, даваемая формулой (8.1), будет непрерывно уменьшаться. Тем не менее, движение каждого «куска» оболочки необходимо рассматривать как расширение сферической поверхности. Поэтому его поверхность будет расти пропорционально R^2. Из постоянства магнитного потока следует, что средняя величина напряженности магнитного поля в таком «куске» будет

$$H(\varphi) = \left[\frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\Pi^2}\right]H_0\sin\varphi, \tag{9.38}$$

где φ — угол между радиусом-вектором и направлением невоз-

*) Сама анизотропия создает пучковую неустойчивость, в процессе которой релятивистские частицы будут интенсивно рассеиваться и «изотропизироваться».

мущенного магнитного поля. Объем каждого такого «куска» будет $v = C\,(R_s^3 - R_\text{п}^3)$, где C зависит от угловых координат. Применение условий Ренкина — Гюгонио для таких «кусков» в «изотермическом» случае (когда охлаждение газа за фронтом происходит достаточно быстро или когда там давление поля и релятивистских частиц значительно превосходит газовое давление) позволяет ограничиться только условиями сохранения массы импульса. Очевидно, что «изотермический» случай соответствует очень «старым» остаткам вспышек сверхновых II типа.

Из уравнений (9.16) и (9.17) при $v_0 = v_s$ следует, что средняя плотность газа в оболочке будет

$$\rho = \rho_0 \frac{R_s^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3}. \tag{9.39}$$

Далее, исключая v, имеем

$$\rho_0 v_s^2 + \Pi_0 = \rho_0 v_s^2 \frac{R_s^3 - R_\text{п}^3}{R_s^3} + \Pi, \tag{9.40}$$

где давление впереди фронта

$$\Pi_0 = 2n_0 kT_0 + \frac{H_0^2}{8\pi}\sin^2\varphi + P_{0r}, \tag{9.41}$$

а давление позади фронта

$$\Pi \approx \left(\frac{P_s^2 \sin\varphi}{R_s^2 - R_\text{п}^2}\right)\frac{H_0^2}{8\pi} + \left(\frac{R_s^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3}\right)2n_0 kT_0 + \left(\frac{R_s^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3}\right)\left(\frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2}\right)^{1/2} P_{0r}. \tag{9.42}$$

Первый множитель в последнем члене правой части (9.42) соответствует усилению магнитного поля благодаря увеличению плотности в оболочке. Релятивистский газ сжимается в отношении $\frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2}$, поэтому второй множитель в последнем члене правой части соответствует $\eta^{1/2}$ для плоской задачи.

Напишем теперь уравнение (9.40) в развернутом виде:

$$\rho_0 v_s^2 \left(\frac{R_\text{п}}{R_s}\right)^3 - 2nkT_0 \frac{R_\text{п}^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3} + P_{0r}\left\{1 - \left(\frac{R_s^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3}\right)\left(\frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2}\right)\right\} = = \frac{H_0^2}{8\pi}\sin^2\varphi\left(\frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2} - 1\right). \tag{9.43}$$

Это громоздкое выражение является обобщением уравнения (9.27) для сферически-симметричной задачи. Выражение для объемной светимости ε_ν синхротронного излучения «нагребенных» релятивистских электронов по-прежнему будет даваться формулой (9.37), с той лишь разницей, что теперь

$$\left.\begin{aligned} \frac{K}{K_0} &= \frac{R_s^3}{R_s^3 - R_\text{п}^3}; \qquad \frac{H}{H_0} = \frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2}\sin\varphi; \\ \chi &= \frac{R_s^2}{R_s^2 - R_\text{п}^2}. \end{aligned}\right\} \tag{9.44}$$

Прежде чем перейти к сравнению с наблюдениями, нужно выяснить еще один вопрос: удержит ли сжатая оболочка релятивистские частицы? Вообще говоря, вполне возможно, что релятивистские частицы довольно быстро покинут оболочку. Ведь магнитное поле в последней есть часть межзвездного магнитного поля. Двигаясь вдоль силовых линий, частицы, казалось бы, беспрепятственно выйдут из области сжатия, где поле сравнительно велико, в область, где поле значительно меньше. Между тем обратное движение релятивистских частиц ограничено адиабатическим инвариантом. Таким образом, только очень «запутанное» поле позади фронта сможет длительное время удерживать релятивистские частицы. Обстоятельством, благоприятствующим такому «запутыванию», может быть пучковая неустойчивость газа, состоящего из релятивистских частиц. По этой причине движения релятивистских частиц очень быстро (за время порядка $(\omega_e\omega_i)^{-1/2}$, см. § 8) «изотропизируются» и, деформируя магнитное поле, создадут как бы «запирающий турбулентный слой», или «пробку». Этот эффект, однако, в гораздо более отчетливой форме должен проявиться в том случае, когда релятивистские частицы генерируются во время вспышки, а не являются «нагребенными». Такая «пробка» препятствует свободному выходу релятивистских частиц из области их генерации в межзвездное пространство.

Вернемся, однако, к вопросу о «нагребенных» релятивистских частицах. Может ли, благодаря эффекту «нагребания» межзвездных релятивистских частиц и поля расширяющейся оболочкой сверхновой II типа, образоваться источник синхротронного радиоизлучения наблюдаемой интенсивности? Как уже упоминалось в начале этого параграфа, такие объекты могут быть среди достаточно «старых» остатков сверхновых II типа, у которых мощность синхротронного излучения «собственных» релятивистских электронов благодаря эффекту расширения сильно уменьшилась. В качестве объекта для сравнения теории и наблюдений ван дер Лаан выбирает достаточно хорошо исследованную систему волокнистых туманностей в Лебеде. Формула (9.43) применяется к различным участкам этой системы. Величины $R_\text{п}$, R_s, v_s могут быть получены непосредственно из наблюдений. Следовательно, (9.43) становится соотношением, связывающим плотность

межзвездного газа и напряженность магнитного поля в межзвездной среде, через которую распространяется соответствующий участок сферической ударной волны. Формулы (9.37) и (9.44) позволяют получить поток радиоизлучения от «нагребенных» релятивистских электронов. Для одной из наиболее ярких частей системы волокнистых туманностей в Лебеде — NGC 6960 (см. рис. 22) согласно наблюдениям Минковского $R_п \approx 16$ *пс*, $R_s \approx 19$ *пс*, $v_s \approx 110$ *км/сек*. Из рис. 22 следует, что эти туманности видны из центра расширения под углом $\sim 70°$. На рис. 57б дано соотношение между H_0 и n_0, полученное из (9.43). Принимая довольно произвольно, что протяженность этой части туманностей вдоль луча зрения составляет половину протяженности в направлении картинной плоскости, и зная расстояние до туманностей (770 *пс*), можно оценить объем области с «нагребенными» релятивистскими частицами и полем: $V = 1{,}8 \cdot 10^{52}$ *см*^{3}. Далее, из формулы (9.44) следует, что $\frac{K}{K_0} = 2{,}5$; $\frac{H}{H_0} = 3{,}4$; $\chi = 3{,}5$. При таких значениях параметров из (9.37) вытекает, что объемная светимость $\varepsilon_\nu \sim 30\varepsilon_{0\nu}$. Зная объем источника, расстояние до него и $\varepsilon_{0\nu}$ (последнее можно определить из анализа распределения нетеплового радиоизлучения Галактики), можно вычислить ожидаемое теоретическое значение потока радиоизлучения от «нагребенных» электронов в NGC 6960; оно равно $F_\nu \approx 16 \cdot 10^{-26}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц* на частоте $\nu = 100$ *Мгц*. При этих оценках принято, что $\sin \varphi \approx 1$, другими словами, что направление невозмущенного межзвездного магнитного поля почти параллельно фронту волны, наблюдаемому как NGC 6960.

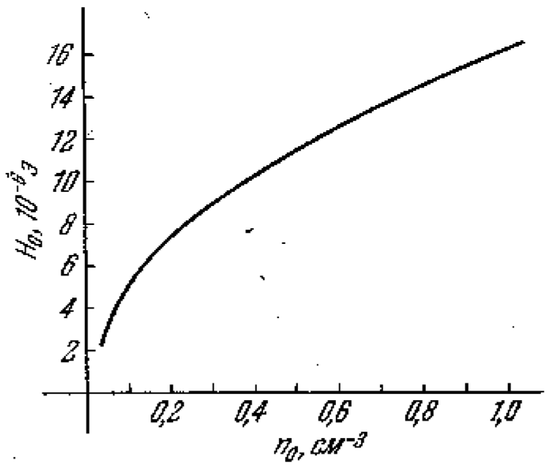


Рис. 57б. Зависимость напряженности магнитного поля от плотности межзвездной среды [143].

Аналогичный расчет в [143] был проделан для NGC 6992-5. Ожидаемый поток от «нагребенных» релятивистских частиц $F_\nu \approx \approx 10 \cdot 10^{-26}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц* на той же частоте. Согласно наблюдениям (см. § 5) в этой области имеются три источника радиоизлучения. Наиболее мощный источник *A* находится в области, где оптическая эмиссия очень слаба. Поток от него $\sim 3000 \cdot 10^{-26}$ *вт/м*^{2}*гц*, что составляет 70—90% потока радиоизлучения от всей системы тонковолокнистых туманностей в Лебеде. Релятивистские электроны, ответственные за синхротронное излучение этого компонента, заведомо не являются «нагребенными», а возникли во время или после взрыва сверхновой. Компонент радиоизлучения *C* (см. § 5) находится около NGC 6992-5, причем он заметно смещен в сторону центра системы волокнистых туманностей. Такое положение источника согласуется с представлением, что синхротронное радиоизлучение генерируется в широкой области за фронтом ударной волны, который очерчен системой туманностей NGC 6992-5. Однако наблюдаемый от компонента *C* на частоте 100 *Мгц* поток радиоизлучения $F_\nu = 50 \cdot 10^{-26}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*, что в пять раз больше теоретически ожидаемого. Обращает на себя внимание, что радиоспектр компонента *C* искривлен и этим резко отличается от спектров компонентов *A* и *B*. Как указывалось в § 5, такое искривление спектра нельзя объяснить наличием теплового компонента в радиоизлучении. Подобный спектр согласно [143] может явиться косвенным аргументом в пользу представления, что излучение компонента *C* обусловлено «нагребенными» релятивистскими электронами. Дело в том, что имеется некоторое указание на то, что спектр синхротронного радиоизлучения галактического диска также искривляется в области низких частот [144]. Если «нагребенное» поле за фронтом ударной волны в 3—5 раз больше невозмущенного, то «перегиб» спектра сместится в сторону более высоких частот, так как энергетический спектр релятивистских частиц либо не меняется, либо меняется мало. Все же расхождение в значении вычисленного и наблюдаемого потоков в пять раз представляется нам слишком большим.

Компонент *B* расположен около NGC 6960. Однако поток от него заметно больше, чем от компонента *C*, и по крайней мере в пять раз превосходит вычисленное выше значение. Кроме того, этот компонент обладает «прямым» спектром, что не согласуется с гипотезой «нагребенных» релятивистских частиц.

Таким образом, даже у такого «старого» объекта, каким являются волокнистые туманности в Лебеде, вклад «нагребенных» релятивистских электронов в наблюдаемое синхротронное излучение вряд ли превосходит несколько процентов. Нельзя исключить возможность того, что не существует наблюдаемых источников радиоизлучения — «старых» остатков вспышек сверхновых II типа, у которых эффект «нагребенных» релятивистских частиц был бы заметен.

Из наблюдений следует, что источники, отождествляемые с остатками вспышек сверхновых II типа, имеют явно выраженную оболочечную структуру (см. § 5). Такая структура могла бы быть объяснена представлением о «нагребенных» релятивистских электронах и магнитных полях. Однако, как было только что

показано, даже у самых «старых» источников этого типа мощность синхротронного радиоизлучения, обусловленного влиянием ударной волны на межзвездные релятивистские электроны и магнитные поля, пренебрежимо мала по сравнению с наблюдаемой мощностью. Между тем даже у самого молодого источника этого типа, Кассиопеи-А, мощность синхротронного излучения которого в тысячи раз больше, чем у «старых» источников, структура излучающей области имеет оболочечный характер. Теория должна объяснить эту важную особенность источников радиоизлучения, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых II типа.

Попытка создания такой теории была предпринята ван дер Лааном в работе [145], являющейся развитием его исследований, которые рассматривались выше.

Для того чтобы объяснить оболочечную структуру источников, необходимо получить хотя бы самые общие представления о происхождении имеющихся в них магнитных полей. Более подробно этот важный вопрос будет рассматриваться в § 19.

Ван дер Лаан исходит из весьма общего представления, что магнитное поле в остатках взрыва сверхновой должно определяться магнитным полем взорвавшейся звезды и «активностью» остатка после взрыва. Отсюда можно сделать вывод, что разные объекты этого типа, находящиеся на разных этапах эволюции, могут иметь существенно различные магнитные поля «внутреннего» происхождения. Но если это так, то, как полагает ван дер Лаан, вполне может оказаться, что у некоторых остатков вспышки сверхновой II типа «собственное» магнитное поле станет слишком слабым для того, чтобы удержать релятивистские частицы, которые перманентно инжектируются во внутреннюю область. Некоторые из этих релятивистских частиц могут быть «нагребены» из межзвездной среды магнитной оболочкой (см. выше), в которой плотность релятивистских частиц будет расти до некоторого предела, определяемого равенством плотностей энергии релятивистских частиц и магнитного поля. Дело в том, что первоначальная плотность энергии магнитного поля в этой оболочке больше плотности энергии «нагребенных» релятивистских частиц межзвездного происхождения. Так, например, в случае волокнистых туманностей в Лебеде согласно проведенному выше расчету $\frac{H}{H_0} = 3{,}4$, следовательно, за фронтом ударной волны плотность магнитной энергии в 12 раз больше, чем в невозмущенной межзвездной среде. Между тем, $\frac{K}{K_0} = 2{,}5$, и во столько же раз, следовательно, увеличивается за фронтом плотность энергии релятивистских

частиц. Поэтому «нагребенная» ударной волной магнитная оболочка может удержать значительно больше релятивистских частиц. Если же, однако, плотность энергии релятивистских частиц станет больше, чем плотность магнитной энергии, то на границе оболочки разовьется неустойчивость и «избыточные» частицы уйдут в межзвездную среду.

Обозначим через R внутренний радиус оболочки, выброшенной при взрыве сверхновой, и через ΔR — ее толщину. Введем относительную толщину оболочки $\frac{\Delta R}{R} = e(\Phi)$, где Φ — угол между радиусом-вектором, проведенным из центра в некоторую точку оболочки, и направлением межзвездного магнитного поля. Тогда уравнение (9.43), описывающее распространение ударной волны, примет вид

$$\rho_0 v_n^2 \approx \frac{4}{3}\left(\frac{1+5e}{4e^2}\right)\frac{H_0^2}{8\pi}\sin^2\Phi, \tag{9.45}$$

где множитель $^4/_3$ введен по предположению о равенстве магнитной энергии и энергии релятивистских частиц в «нагребенной» оболочке, а второе слагаемое правой части (9.43) считается малым. Далее, имеем условие равенства плотностей энергии релятивистских частиц и магнитного поля:

$$kK\int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-\gamma+1}\,dE \approx \frac{H^2}{8\pi}, \tag{9.46}$$

где k — отношение плотностей энергий релятивистских ядер (преимущественно протонов) и релятивистских электронов в «нагребенной» оболочке. Уравнение (9.38), выражающее постоянство магнитного потока, в новых обозначениях перепишется следующим образом:

$$H \approx \frac{(1+e)^2}{e\,(2+e)}\,H_0 \sin\varphi. \tag{9.47}$$

Объем оболочки можно представить выражением:

$$V = 4\pi\int_0^{\frac{\pi}{2}} R\sin\varphi\cdot e(\varphi)\,R^2\,d\varphi \approx C_1 R^3, \tag{9.48}$$

где

$$C_1 = \frac{\pi^2\bar{e}}{(1+5\bar{e})^{1/2}} + \frac{20\pi\bar{e}^2}{3\,(1+5\bar{e})}, \qquad \bar{e} = e\left(\frac{\pi}{2}\right).$$

Закон сохранения импульса для расширяющейся оболочки примет вид

$$P = M_0 v_{\text{п}}(0) \approx C_2 R^3 \rho_0 v_{\text{п}}(t), \tag{9.49}$$

где

$$C_2 = \frac{4\pi}{3} + C_1.$$

Если $\bar{e} \ll \frac{1}{4}$ (случай, представляющий практический интерес), то уравнения (9.46) и (9.47) можно упростить:

$$H^2 = \frac{1+4\bar{e}}{4\bar{e}^2} H_0^2, \tag{9.50}$$

$$kKQ = \frac{H_0^3}{8\pi} \left\{ \frac{1+4\bar{e}}{4\bar{e}^2} \right\}, \tag{9.51}$$

где

$$Q = \frac{E_{\max}^{2-\gamma} - E_{\min}^{2-\gamma}}{2-\gamma} \qquad (\gamma \neq 2), \tag{9.52}$$

$$Q = \ln \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \qquad (\gamma = 2). \tag{9.53}$$

Уравнение (9.45) при этом примет вид

$$v_{\text{п}}^2 \approx \frac{1+5\bar{e}}{6\bar{e}} v_0^2, \tag{9.54}$$

где $v_0^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}$.

Уравнения (9.49) — (9.54) совместно с основной формулой синхротронной теории (6.7) дают возможность написать следующее выражение для спектральной плотности потока:

$$F_\nu = \frac{C_1 \beta^2}{4} \left(\frac{2P\bar{e}}{C_2}\right) \left(\frac{1+4\bar{e}}{4\bar{e}^2}\right)^{\frac{\alpha+3}{2}} \cdot \frac{1{,}3 \cdot 10^{-22} U(\gamma)}{(1+\bar{e}) \cdot 8\pi k Q} \times$$

$$\times \left(\frac{8{,}4 \cdot 10^{18}}{\nu}\right)^{\alpha} \frac{H_0^{2{,}66\,|\,\alpha}}{\{0{,}133 \cdot 10^{-24} (1+5\bar{e})\, n_0\}^{1/6}}, \tag{9.55}$$

где β — угловой диаметр оболочки. Это громоздкое выражение позволяет вычислить ожидаемый поток от источников по их наблюдаемым характеристикам в предположении, что гипотеза ван дер Лаана правильна (т. е. что магнитное поле оболочки есть «нагребенное» поле межзвездной среды, а плотность магнитной энергии в ней равна плотности энергии релятивистских частиц). Ван дер Лаан рассматривает обратную задачу: считая, что его

модель правильна, он приравнивает выражение (9.55) наблюдаемым потокам и получает характеристики некоторых источников. В качестве последних он рассматривает достаточно хорошо известные объекты 3C 392 и IC 443. Полагая $k = 60$, $P = 10^{43}$ *г·см/сек*, $n_0 = 1$ *см*$^{-3}$ для обоих источников, скорости расширения оболочек соответственно $\sim$200 и 120 *км/сек*, удовлетворительное согласие вычисленного потока с наблюдаемым он получает при $\frac{1}{10} < \bar{e} < \frac{1}{6}$ (для IC 443) и $\bar{e} \sim \frac{1}{10}$ (для 3C 392). В последнем случае $\bar{e}$ не противоречит результатам наблюдений, между тем как в случае IC 443 само существование оболочки весьма проблематично (см. рис. 48).

По поводу гипотезы ван дер Лаана, объясняющей наблюдаемую оболочечную структуру источников, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых II типа; можно высказать несколько критических замечаний. Прежде всего соотношение (9.43) и его модификация (9.45) относятся к изотермическому случаю, который предполагает, что вследствие достаточно интенсивного излучения газ за фронтом охлаждается за время, существенно меньшее возраста оболочки. Но мы показали в § 8, что для не слишком «старых» объектов (к числу которых принадлежат IC 443 и заведомой более «молодой» источник 3C 392) это не так. Для таких объектов характерно адиабатическое распространение ударной волны. При этом плотность за фронтом увеличивается в четыре раза и в такое же число раз возрастает H_0. Кроме того, ширина фронта будет очень малой. Несоответствие теории ван дер Лаана наблюдениям особенно ясно видно на примере Кассиопеи-А. Для нее (см. § 6) $\bar{e} \sim \frac{1}{4}$ (т. е. эта оболочка слишком толста), $H > 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*, между тем как $4H_0 \sim 5 \cdot 10^{-5}$ *э*.

Наконец, гипотеза ван дер Лаана находится в явном противоречии с наблюдаемым вековым уменьшением потока радиоизлучения от Кассиопеи-А (см. § 6). В самом деле, если оболочка Кассиопеи-А имеет природу, предполагаемую ван дер Лааном, то легко убедиться в том, что поток радиоизлучения от нее должен расти со временем приблизительно по закону $F_\nu \sim t^3$, ибо за фронтом H всегда будет равно $4H_0$, а объем оболочки растет $\sim R^3$. При этом в рамках схемы ван дер Лаана плотность магнитной энергии в оболочке всегда должна быть равна плотности энергии релятивистских частиц. Явное несоответствие схемы ван дер Лаана наблюдаемым характеристикам Кассиопеи-А заставляет считать, что и для других объектов этого типа она «не работает». В пользу этого вывода, в частности, говорит еще тот важный факт, что все источники синхротронного радиоизлучения,

отождествляемые с остатками вспышек сверхновых II типа, образуют единую эволюционную схему. Этого не было бы, если начиная с некоторого этапа расширения поток радиоизлучения не уменьшался бы, а увеличивался. По-видимому, оболочечная, точнее, «периферическая» структура таких источников является типичной. По нашему мнению, такая структура образуется в силу некоторых причин из «внутреннего» («собственного») магнитного поля источника и не связана (по крайней мере непосредственно, как полагает ван дер Лаан) с «нагребенным» ударной волной межзвездным магнитным полем. Взаимодействие «внутреннего», расширяющегося вместе с оболочкой, магнитного поля с межзвездной средой может проявляться в «обжимании» последней. Вероятнее всего, стационарные конденсации, наблюдаемые в Кассиопее-А, образовались именно таким путем.

ГЛАВА III

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ

§ 10. Общие сведения о Крабовидной туманности

В предыдущей главе довольно подробно рассматривались физические условия в остатках вспышек сверхновых II типа. Мы сейчас будем обсуждать природу остатков вспышек сверхновых I типа. Очевидно, речь может идти только о галактических объектах, так как такие остатки имеют сравнительно короткое время жизни, что естественно объясняется относительно малой массой выброшенной оболочки. В нашей звездной системе известны в настоящее время три остатка вспышек сверхновых I типа: Крабовидная туманность (M 1, NGC 1952) и два объекта, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. Следует заметить, что все три остатка сильно отличаются один от другого. Заведомо нельзя представить их как различные стадии эволюции близких по своей природе объектов. Наоборот, как было показано в предыдущей главе, остатки вспышек сверхновых II типа представляют собой довольно однородную группу объектов, различные члены которой находятся на разных стадиях эволюции.

Лучше всего в настоящее время исследована Крабовидная туманность. Это объясняется, во-первых, ее сравнительной близостью и, во-вторых, рядом в высшей степени характерных особенностей (прежде всего, мощным синхротронным излучением в огромном диапазоне частот; см. § 12), которыми остатки вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. не обладают. Ограниченность статистического материала не позволяет сделать вывод, что Крабовидная туманность является пекулярным, нетипичным представителем этой группы объектов. С таким же правом мы можем сегодня считать остатки вспышек сверхновых Тихо и Кеплера пекулярными объектами. В этой главе будут рассматриваться преимущественно проблемы, связанные с Крабовидной туманностью, и вопрос о том, можно ли обобщать результаты анализа физических условий в Крабовидной туманности на все остатки вспышек сверхновых I типа, пока остается открытым.

В истории астрофизики последних десятилетий Крабовидная туманность сыграла выдающуюся роль. Вряд ли будет преувеличением сказать, что ни один другой космический объект так не стимулировал развитие идей и методов современной астрофизики, как эта удивительная туманность. Это замечание в равной степени относится как к теоретическим, так и наблюдательным исследованиям. Напомним, что Крабовидная туманность была первым источником космического радиоизлучения, отождествленным с галактическим объектом (1949 г.). Она — первый отождествленный источник рентгеновского излучения (не считая тривиального случая Солнца) (1963 г.). В Крабовидной туманности впервые было обнаружено оптическое излучение совершенно нового для астрофизики — синхротронного типа (1953 г.). Предсказанная теорией сильная поляризация этого излучения получила блистательное подтверждение при наблюдениях (1954 г.). Сейчас изучение синхротронного оптического излучения пекулярных метагалактических объектов стало едва ли не самой увлекательной и перспективной частью астрофизики (квазизвездные источники, квазизвездные галактики, отдельные радиогалактики). До этого открытия единственным типом излучения, известным в астрофизике, было «тривиальное» тепловое излучение, и практически вся информация о Вселенной была получена из анализа этого излучения. Открытие нетеплового, синхротронного излучения (а также родственного ему излучения, возникающего при обратном эффекте Комптона) широко раздвинуло область явлений, доступных исследованиям методами наблюдательной астрофизики, и вызвало революцию в астрономии. Наконец, на примере Крабовидной туманности была впервые понята выдающаяся роль релятивистских частиц в динамике и эволюции космических объектов. Сейчас уже ясно, что в масштабах галактик и Метагалактики космические лучи играют не менее важную роль, чем «классические» компоненты материи — звезды, межзвездные и межгалактические газ и пыль. Развитием этих фундаментальных представлений мы в значительной степени обязаны исследованиям Крабовидной туманности. Можно было бы привести еще ряд примеров, показывающих исключительно плодотворное влияние результатов исследований этой туманности на разные области астрономии, часто совершенно не связанные с проблемой вспышек сверхновых.

История отождествления Крабовидной туманности со сверхновой 1054 г. была достаточно подробно изложена в § 3. Перейдем к систематическому изложению основных результатов оптических наблюдений этого замечательного объекта.

Крабовидная туманность, по-видимому, была открыта английским физиком и любителем астрономии Джоном Бевисом на его

домашней обсерватории в 1731 г. Никаких деталей этого открытия история не сохранила. Независимо эта туманность была открыта знаменитым «ловцом комет» Шарлем Мессье в 1758 г. [146]. В тот год он тщательно наблюдал комету Галлея, чье появление на небе после 75-летнего отсутствия было предсказано теоретически. В те времена это астрономическое событие представляло первостепенный интерес. Проводя эти наблюдения, Мессье нашел слабый туманный объект, находящийся в сравнительной близости от предвычисленного места кометы Галлея. Этот объект французский астроном первоначально ошибочно принял за комету. Приводим запись из его журнала наблюдений: «Комету 1758 г., которая должна быть между рогами Тельца, я нашел 28 августа ниже южного рога и на близком расстоянии от звезды «дзета» этого созвездия. Она наблюдается как белесоватое вытянутое пятно света, по форме напоминающее свечу, не содержащее внутри себя звезд». Позже, в 1771 г., Мессье опубликовал свой первый список туманностей — непонятных объектов, вносящих путаницу при наблюдениях комет, но, в отличие от последних, неподвижных по отношению к звездам [147]. Под номером 1 в этом каталоге помещена Крабовидная туманность со следующим примечанием: «Наблюдалась доктором Бевисом около 1731 г. Она опубликована в английском атласе неба». Мессье, по-видимому, узнал об открытии Бевиса через Лаланда. Последний во время своего визита в Англию в 1763 г. познакомился с Бевисом, который показал ему оттиск составленного им звездного атласа «Уранография Британика». В этом атласе содержались координаты не только большого количества звезд, полученные Бевисом на основании собственных наблюдений, но и 16 известных в то время туманных объектов. Любопытна судьба этого атласа. Он никогда не был отпечатан, так как владелец типографии обанкротился, к счастью, успев передать Бевису пробные оттиски. Эти оттиски были впоследствии частично использованы при составлении редкого английского издания «Атлас неба», вышедшего в свет в 1786 г. Оттиски этого атласа, по-видимому, были у Мессье задолго до выхода «Атласа».

На рис. 58 приведена часть карты Мессье, показывающая путь кометы Галлея 1758 г. (прямая, маркированная цифрами от 19 до 23). Ниже траектории кометы находится вновь открытая туманность. Удивительно, что рисунок Мессье дает довольно правильное представление о форме и структуре Крабовидной туманности. На рис. 59 приведена первая страница знаменитого каталога туманностей Шарля Мессье, где под первым номером занесена эта туманность.

В следующее столетие Крабовидная туманность была объектом многих визуальных наблюдений, которые, впрочем, не

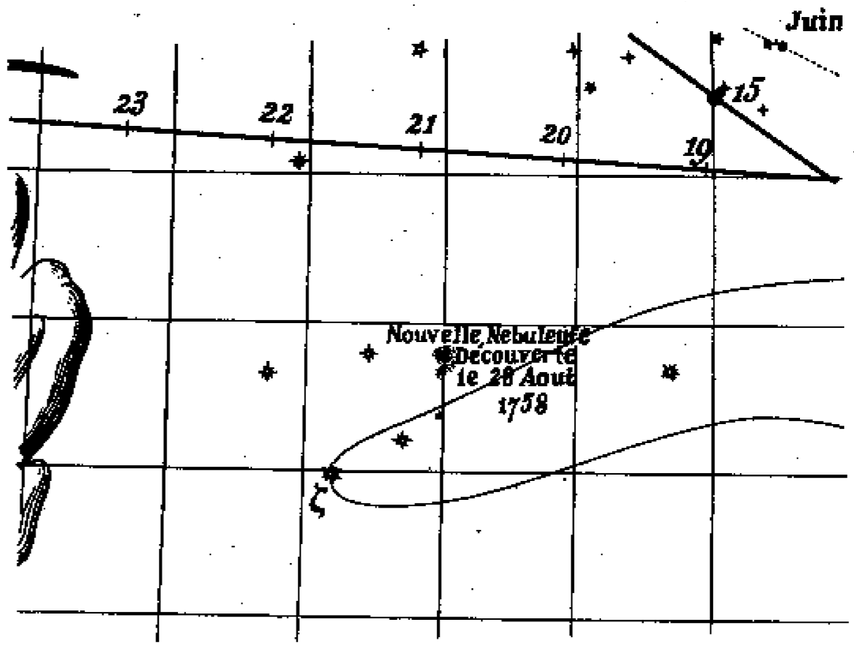


Рис. 58. Карта Мессье [146].

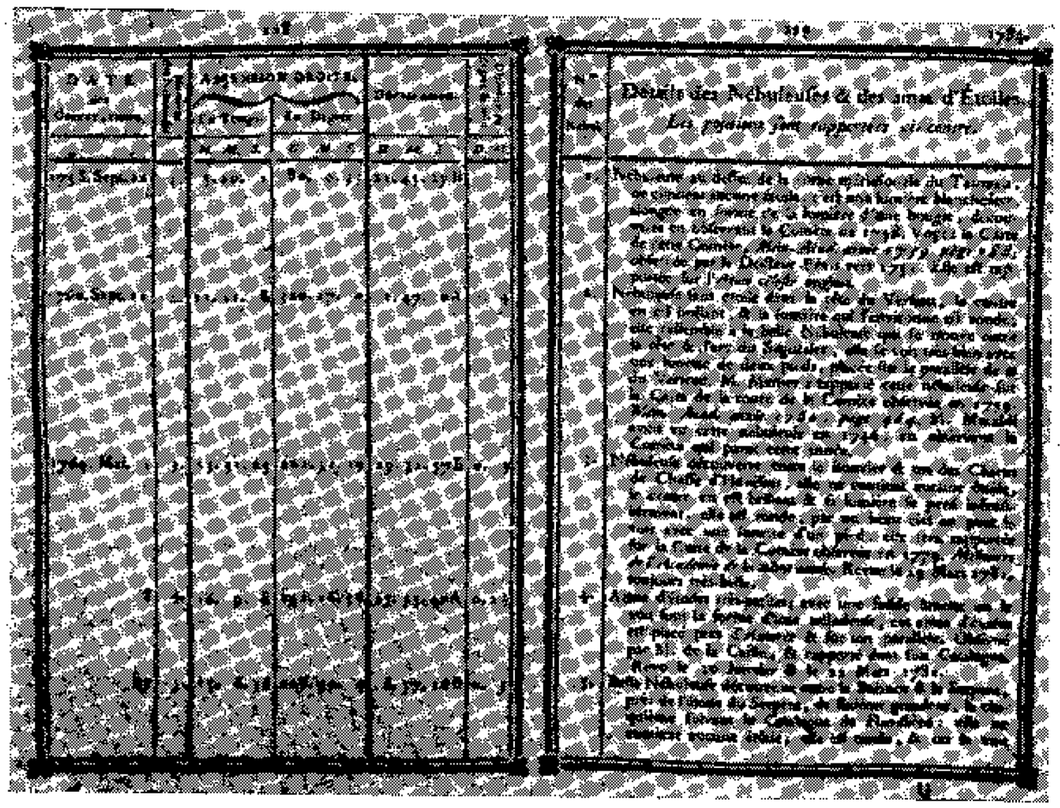


Рис. 59. Первая страница каталога туманностей Мессье [147].

обогатили сколько-нибудь заметным образом имеющуюся информацию. Некоторые выдающиеся астрономы того времени, в том числе Гершель, полагали, что эта туманность может быть разрешена на звезды [148]. Знаменитый астроном-наблюдатель первой половины XIX в. лорд Росс на самом большом из своих инструментов обратил внимание на волокнистую структуру туманности, но почему-то считал ее звездным скоплением на грани разрешения на отдельные звезды [149]. Лассель не разделял эту точку

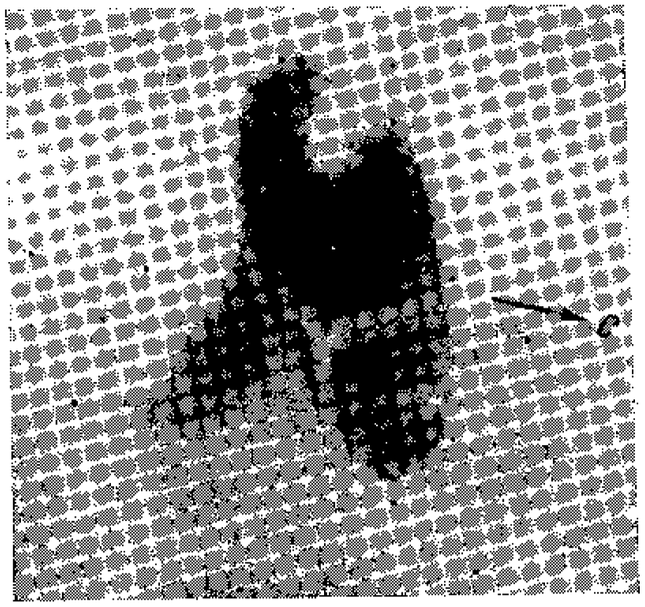


Рис. 60. Зарисовка Крабовидной туманности Россом [149].

зрения. Он обратил внимание на то, что в пределах Крабовидной туманности плотность слабых звезд практически такая же, как в любой соседней части Млечного Пути. Само название объекта «Крабовидная туманность» возникло в середине XIX в. В 1844 г. лорд Росс опубликовал рисунок туманности, на котором она очень похожа на краба. В 1848 г. он уже называет эту туманность «Крабом». Название это привилось и уже свыше 100 лет является общепринятым. На рис. 60 приведена зарисовка Крабовидной туманности, сделанная лордом Россом. Интересно сравнить этот рисунок с современными фотографиями (рис. 61). Следует иметь в виду, что при зарисовках воспроизводились детали очень малой яркости наряду с очень яркими деталями. Тем не менее, согласие между старым рисунком и фотографией совсем неплохое. При таком сравнении полезно фиксировать внимание на опор-

ных звездах, которые имеются в этой области. Наиболее характерные детали туманности (например, «залив» в восточной ее части) одинаково хорошо видны и на рисунке, и на фотографии.

Первая фотография Крабовидной туманности была получена в 1892 г. Робертсом на 20-дюймовом рефлекторе. В дальнейшем туманность неоднократно фотографировалась такими астрономами, как Килер, Кертис и Риччи, и эти снимки оказались весьма полезными при исследовании ее природы. По своему виду она является совершенно уникальным объектом. На рис. 61 приведена одна из лучших существующих фотографий Крабовидной туманности, полученная Бааде в обычной спектральной области ($\lambda = 3600—5000$ Å). Интегральная фотографическая величина всей туманности, полученная Бааде, равна $9^m,0$.

Спектры Крабовидной туманности были впервые получены Слайфером в 1913—1915 гг. [150]. Интересно описание спектра туманности, данное этим выдающимся астрофизиком-наблюдателем: «Главные небулярные эмиссионные линии представляются расщепленными на два компонента, что заставляет предположить наличие эффекта Штарка, обусловленного электрическим полем». Сейчас такая интерпретация может вызвать улыбку, но не следует забывать, что это писалось на заре астрофизики. Тем не менее, важнейший факт раздвоения эмиссионных линий в спектре Крабовидной туманности был обнаружен именно Слайфером. В 1919 г. Сэнфорд [151] получил спектрограмму этой туманности с экспозицией 48 часов (!) (не забудем, что тогда светосильных камер еще не было). Согласно Сэнфорду спектр Крабовидной туманности непрерывный, с налагающимися эмиссионными линиями. Им были измерены длины волн некоторых из этих линий, и шесть из них были правильно отождествлены.

Систематические спектральные наблюдения Крабовидной туманности были выполнены Мэйяллом в тридцатых годах. На этих важных наблюдениях мы остановимся ниже.

В общих чертах спектр Крабовидной туманности напоминает спектры планетарных туманностей. В нем доминируют небулярные эмиссионные линии [O II], [O III], [N II], [S II], а также линии бальмеровской серии водорода. Есть, однако, одна важная особенность, резко отличающая спектр Крабовидной туманности от спектров планетарных туманностей. В ней исключительно интенсивен непрерывный спектр. На это обстоятельство обратил внимание еще Хэббл [152]. По оценке Баадо непрерывный спектр дает по крайней мере 80% всего излучения. Другие авторы дают еще большее значение. Например, Барбье нашел, что только несколько процентов излучения Крабовидной туманности сосредоточено в эмиссионных линиях [153]. Между тем

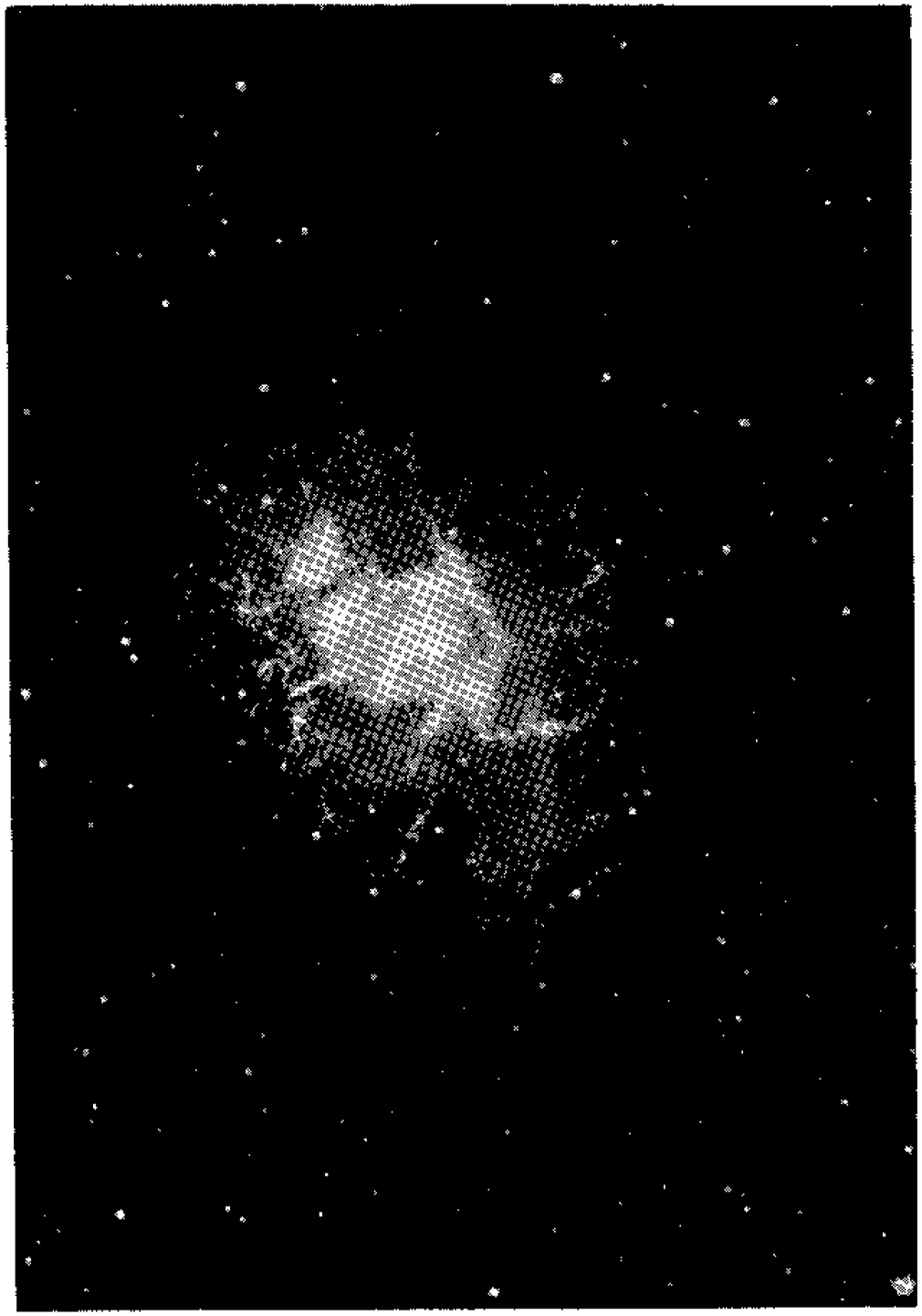


Рис. 61. Фотография Крабовидной туманности Бааде [162].

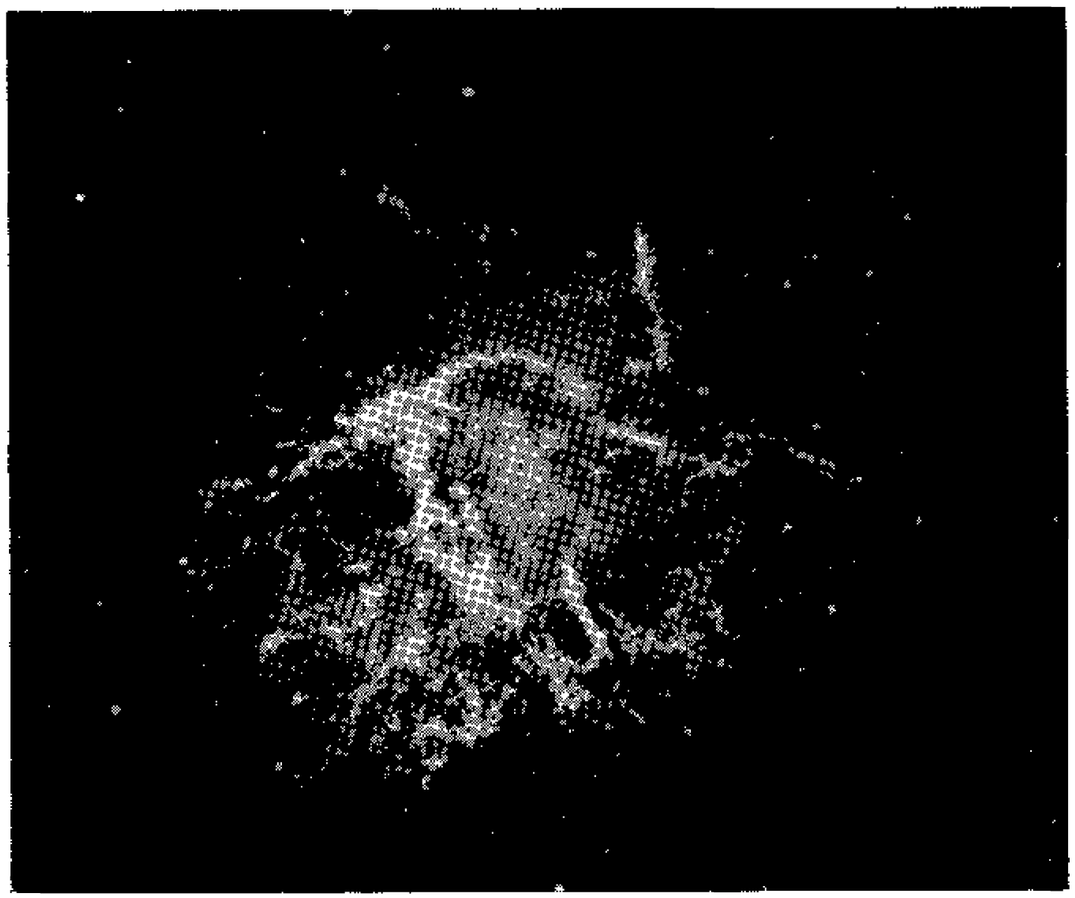


Рис. 62. Фотография Крабовидной туманности через фильтр λ 6300—6700 [162].

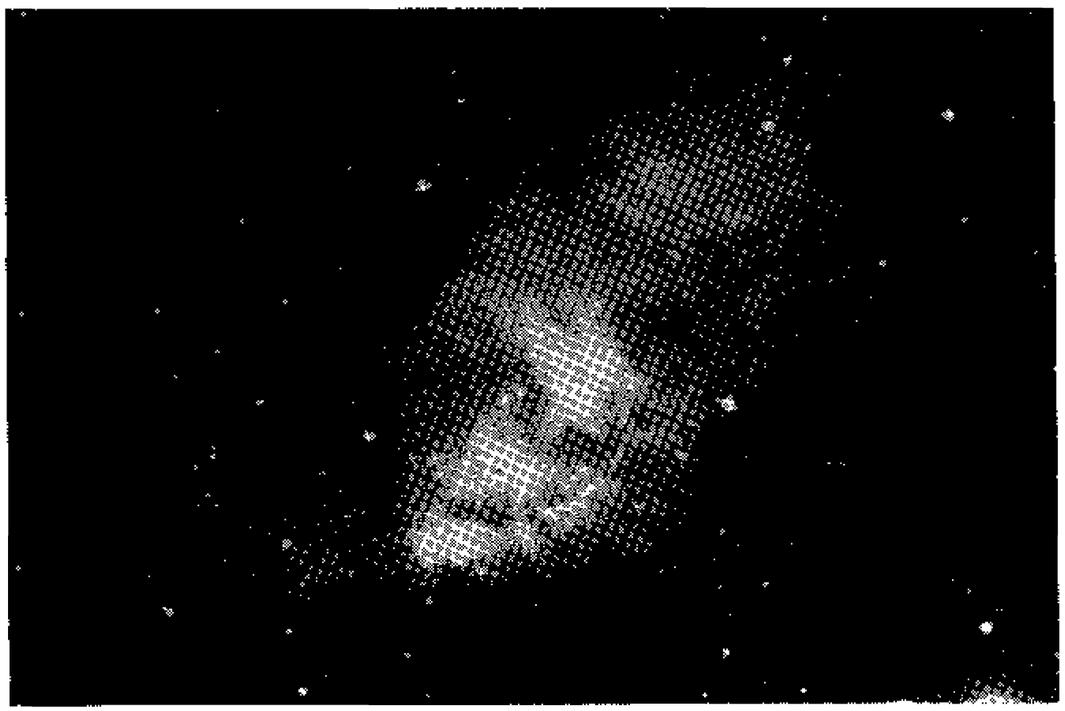


Рис. 63. Фотография Крабовидной туманности через фильтр λ 7200—8400 [162].

непрерывный спектр в планетарных туманностях очень слабый. Во всяком случае, свыше 90% излучения планетарных туманностей сосредоточено в эмиссионных линиях. Еще 15 лет назад было установлено, что непрерывный спектр планетарных туманностей обусловлен водородной двухфотонной эмиссией [154, 155], а суммарная интенсивность этого спектра лишь немногим превосходит интенсивность линии H_β. Как выяснилось впоследствии, непрерывный спектр Крабовидной туманности обусловлен совершенно необычными причинами, не имеющими ничего общего с происхождением непрерывного спектра планетарных туманностей (а также всех известных ранее космических объектов).

Исключительно интересные результаты были получены Бааде, который с конца тридцатых годов занимался систематическим фотографированием Крабовидной туманности через различные стеклянные светофильтры с широкой полосой пропускания (от 400 до 1500 Å). Фотографии с фильтрами, перекрывающими спектральную область от 3300 до 6500 Å, ничего необычного не показали. Хотя и наблюдались небольшие различия в деталях, эти снимки мало отличались от обычной фотографии, приведенной на рис. 61. Однако фотография с фильтром, пропускающим линию H_α и «окаймляющие» ее две линии [N II] λ 6548 и λ 6584, показала удивительное разнообразие деталей. Применение сравнительно узкополосного фильтра с пропусканием от 6300 до 6700 Å позволило обнаружить ажурную систему волокон. Эта фотография приведена на рис. 62.

Пользуясь этой фотографией как гидом, Минковский получил ряд спектров Крабовидной туманности в области 5000—3600 Å при разных положениях щели. При этом было обнаружено, что когда щель пересекает «красное» волокно, эмиссионные линии буквально «вспыхивают», в то время как вне волокон наблюдается только непрерывный спектр.

Эти наблюдения показывают, что эмиссионные линии излучаются в системе тонких волокон, охватывающих со всех сторон в виде оболочки центр туманности, между тем как непрерывный спектр излучается всем объемом туманности. Фотометрическая структура области, излучающей непрерывный спектр, лучше всего может быть исследована на фотографии, полученной со светофильтром, в полосе пропускания которого отсутствуют сколько-нибудь яркие линии. Подходящей спектральной областью является полоса от 7200 до 8400 Å. Фотография Крабовидной туманности, снятая через такой светофильтр, приведена на рис. 63. Бросается в глаза разительное отличие снимков, приведенных на рис. 62 и 63. Область излучения непрерывного спектра, имеющая довольно богатую фотометрическую структуру, получила,

на наш взгляд, не вполне удачное название «аморфной массы». Аморфной эта область может быть названа только по контрасту с ажурной системой волокон, в которых излучаются эмиссионные линии. Мы еще раз подчеркиваем, что «аморфная масса» имеет богатую и довольно тонкую «струйчатую» структуру, которая частично скрадывается эффектом проекции, так как излучающие непрерывный спектр структурные элементы распределены во всем объеме туманности. Между тем волокна, излучающие линейчатый спектр, находятся на периферии туманности, образуя тонкую оболочку, поэтому эффект проекции для них не играет большой роли.

Таким образом, наблюдения Бааде показали, что Крабовидная туманность как бы состоит из двух совершенно различных частей: ажурной сетки тонких газовых волокон, расположенных в виде оболочки на периферии туманностей, и занимающей весь объем туманности «аморфной массы», природа которой долгое время была загадочной.

Из рис. 62 видно, что система волокон в Крабовидной туманности имеет весьма правильные эллиптические очертания. Только упомянутая выше структурная деталь — «залив» в юго-восточной части туманности — немного нарушает правильность ее эллиптической формы. По самым внешним слабым волокнам Бааде получил значения полуосей этого эллипса: $a = 178''$, $b = 120''$ с ошибкой $\pm 5''$. Положение центра эллипса очень близко к двум слабым звездочкам $15^m,9$, находящимся в центральной части Крабовидной туманности и удаленным друг от друга на расстояние $4'',9$.

Если за начало координат принять северную из этих звездочек, то координаты центра эллипса согласно Бааде будут $\Delta\alpha = 4'',7$, $\Delta\delta = 0'',0$. Вероятную ошибку этого определения Бааде считает $\pm 3''$. Если перенести начало координат в соседнюю южную звездочку (для чего имеются серьезные основания; см. §§ 12, 13), то координаты центра эллипса будут $\Delta\alpha = +6'',9$, $\Delta\delta = +4'',4$. Отношение полуосей видимого эллипса Крабовидной туманности $\frac{b}{a} = 0{,}67$. Принимая, что пространственная форма Крабовидной туманности — эллипсоид вращения, можно сделать вывод, что из-за эффекта проекции истинное отношение полуосей этого эллипсоида должно быть меньше. С целью найти истинное отношение осей Бааде использовал спектрографические наблюдения Мэйялла, который при ориентации щели вдоль малой оси получил характерный наклон эмиссионной линии λ 3727 [156]. Линия, излученная северо-западной частью туманности, имеет красное смещение. Отсюда можно сделать вывод, что главная плоскость эллипсоида вращения образует с картинной плоскостью угол

$\sim 20-30°$. Поэтому исправленное на эффект проекции значение $\frac{b}{a}$ должно быть близко к 0,60.

Хотя «аморфная масса» и не имеет таких правильных очертаний, как система волокон, она заметно более вытянута, чем последняя. Вдоль большой оси туманности следы «аморфной массы» можно проследить до границы системы волокон, в то время как в перпендикулярном направлении она значительно не доходит до периферии. Любопытно в этой связи отметить, что наиболее интенсивные волокна расположены преимущественно в направлении малой оси. Создается впечатление, что структурные детали «аморфной массы» и газовых волокон как бы «избегают» друг друга. Это особенно хорошо заметно в области «залива». В этом месте резкая вогнутая наружу дуга является внешней границей «аморфной массы», между тем как в перпендикулярном направлении наблюдается очень яркое волокно. Грубая оценка отношения полуосей для «аморфной массы» дает значение $\frac{b}{a} = 0{,}54$, а с учетом эффекта проекции $\frac{b}{a} = 0{,}50$, т. е. заметно меньше, чем для системы волокон.

По калиброванной фотографии Крабовидной туманности, полученной Бааде при помощи фильтра, пропускающего спектральную область 5200—6400 Å, в которой практически отсутствуют эмиссионные линии газовых волокон, Волтье получил распределение интенсивности «аморфной массы» [157]. На рис. 64 приведены соответствующие изофоты. Эти изофоты Волтье перевел в абсолютные единицы и получил интегральную визуальную величину Крабовидной туманности, оказавшуюся равной $8^m,64$, в хорошем согласии с другими определениями. Например, согласно [158] фотографическая звездная величина Крабовидной туманности $9^m,14$, а цвет соответствует звезде спектрального класса G2. Коль скоро это так, то показатель цвета должен быть $0^m,64$, откуда следует, что визуальная величина Крабовидной туманности $8^m,50$. Следует подчеркнуть, что спектр «аморфной массы» может быть представлен планковской кривой только в довольно ограниченном интервале длин волн. В широком диапазоне частот этот спектр принципиально отличается от планковского при какой бы то ни было температуре (см. § 12).

Сравнивая фотографии Крабовидной туманности, полученные с интервалом 8 лет, Лампланд в 1921 г. нашел, что отдельные детали туманности заметно переместились [49]. Кроме того, он обнаружил удивительные изменения в фотометрической структуре туманности, не сводимые к простому движению отдельных волокон. В течение более чем 30 лет эти «метаморфозы» не могли найти объяснения. Только установление природы оптического

излучения Крабовидной туманности с непрерывным спектром открыло путь к пониманию этого удивительного явления, о чем речь будет идти в § 12.

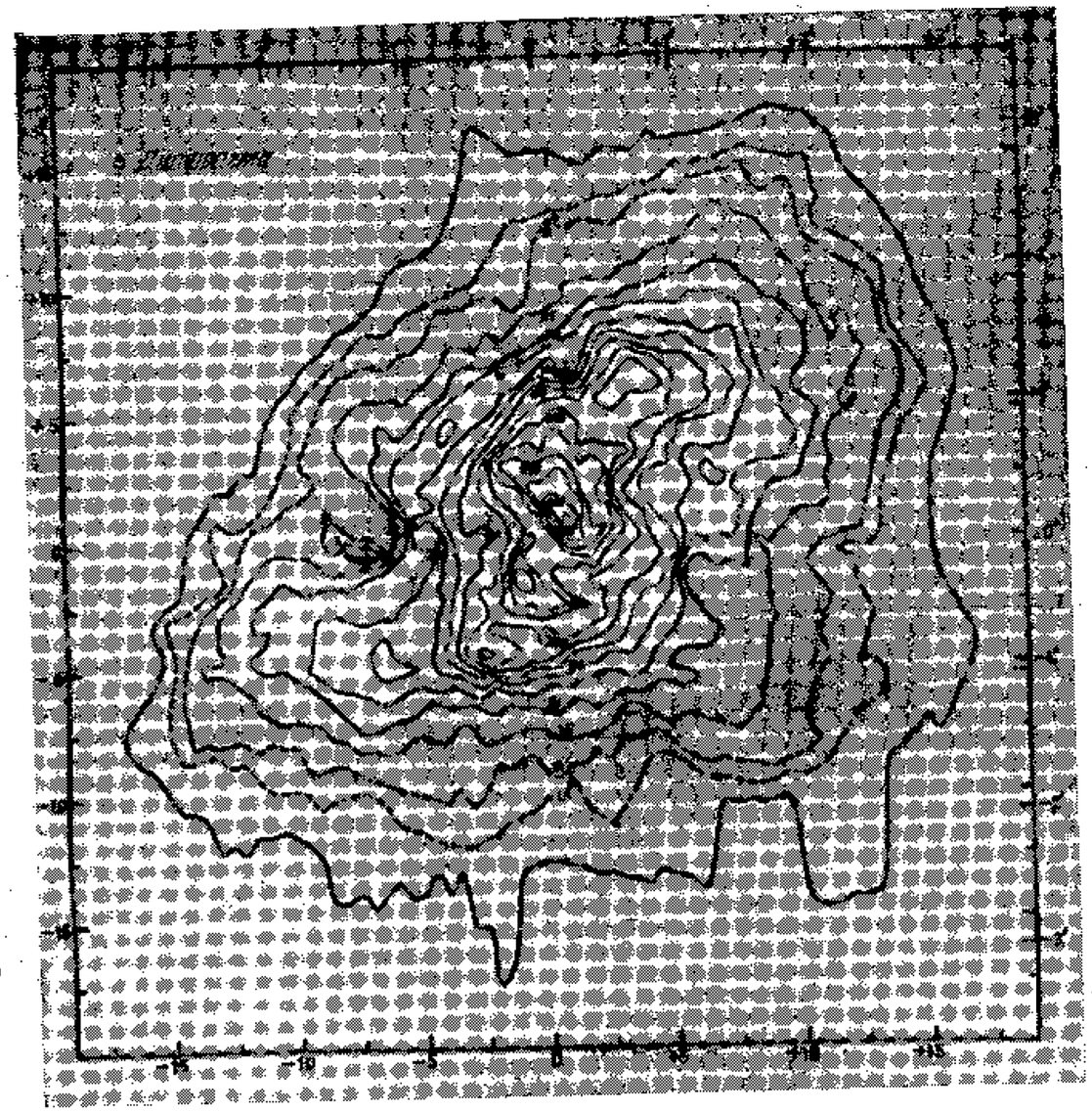


Рис. 64. Распределение интенсивности аморфной массы Крабовидной туманности [157].

Собственные движения отдельных деталей Крабовидной туманности в том же 1921 г. исследовал Дункан [50, 159], который независимо подтвердил обнаруженный Лампландом факт расширения Крабовидной туманности. В 1939 г., используя разность эпох в 29 лет, Дункан значительно уточнил характеристики рас-

ширения туманности [160]. Годом позже весьма обстоятельное исследование, посвященное этому вопросу, было опубликовано пулковскими астрономами А. Н. Дейчем и В. В. Лавдовским [161]. Согласно этим измерениям среднее собственное движение,

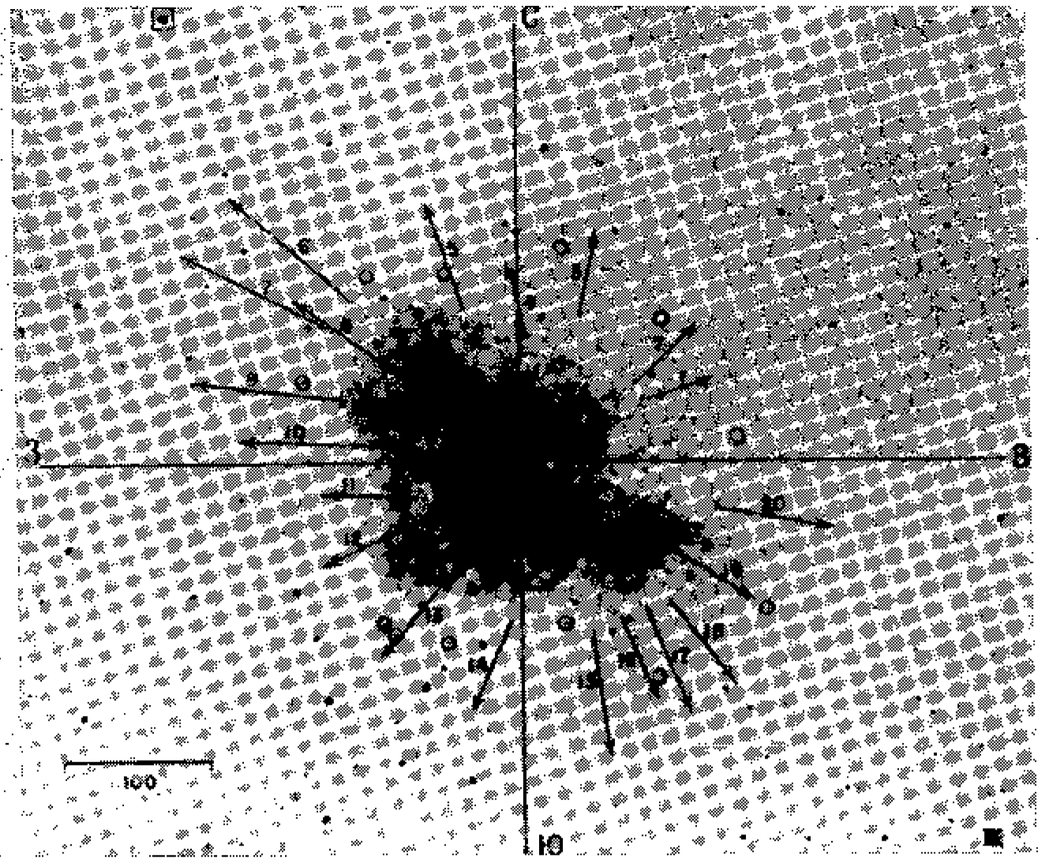


Рис. 65. Собственные движения волокон Крабовидной туманности [160].

полученное для большого количества конденсаций волокон, составляет 0″,21 и направлено наружу вдоль радиуса, проведенного от центра туманности. На рис. 65 векторами обозначены исследованные Дунканом собственные движения различных конденсаций волокон Крабовидной туманности. Этот рисунок дает весьма наглядную картину расширения системы волокон Крабовидной туманности от некоторого общего центра.

Бааде из результатов Дункана отобрал те, которые относились к конденсациям, расположенным вблизи концов большой оси Крабовидной туманности [162]. Очевидно, эти данные представляют наибольший интерес. После внесения всех необходимых редукций он получил величину собственного движения для этих

конденсаций в направлении большой оси туманностей, равную $0'',235 \pm 0'',008$/год. Так как современное работе Бааде значение большой полуоси $a = 178'' \pm 5''$, то из найденного собственного движения в направлении большой оси можно получить возраст туманности (в предположении, что расширение происходит с постоянной скоростью). Этот возраст оказывается 758 лет. С другой стороны, при равномерном расширении от момента вспышки в 1054 г. до наблюдений Бааде в 1938 г. собственное движение вдоль большой оси должно было быть $0'',201 \pm 0'',006$/год, т. е. на $0'',034 \pm 0'',010$/год меньше, чем это получается из наблюдений. Так как мы не можем сомневаться в том, что туманность возникла в 1054 г., то отсюда следует, что система волокон движется ускоренно. В первом приближении можно считать, что ускорение постоянно. Тогда зависимость радиуса туманности от времени будет $R = a_1 t + b_1 t^2$, где t — время, прошедшее после взрыва сверхновой. При $t = 1938 - 1054 = 884$ года, $R = 178'' \pm 5''$, $\frac{dR}{dt} = 0,235 \pm 0'',008$/год находим $a_1 = +0'',168 \pm 0,015$, $b_1 = 0'',000038 \pm 0''000014$. Для перевода этих угловых единиц в линейные Бааде использует результаты измерений лучевых скоростей в Крабовидной туманности, выполненных Мэйяллом (см. ниже). Таким образом, получаются скорость расширения туманности

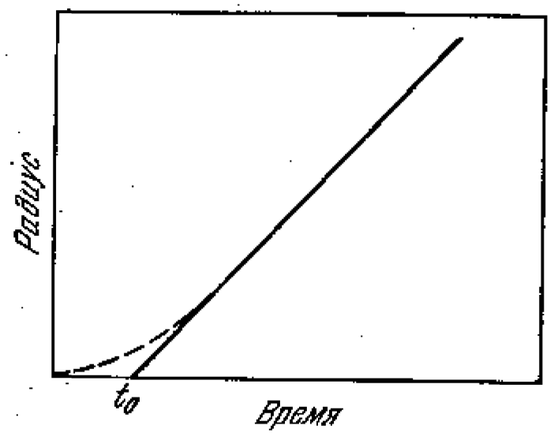


Рис. 66. Схематическая зависимость радиуса Крабовидной туманности от времени [162].

$$v_R = 789 + 0,361t \ км/сек$$

и ускорение

$$A = 0,0011 \ см/сек^2.$$

Этот важнейший результат о вековом ускорении системы волокон в Крабовидной туманности совершенно не может быть объяснен на основе представлений классической астрофизики. Сам Бааде очень наивно пытался объяснить полученное им ускорение Крабовидной туманности гипотезой о световом давлении, причем считал источником излучения одну из двух звездочек, находящихся в центральной части туманности. Эта гипотеза, как и все старые гипотезы о природе этой туманности, оказалась совершенно

несостоятельной. Только развитие новых представлений о природе «непрерывного» оптического излучения этой туманности позволило С. Б. Пикельнеру в 1955 г. непринужденно объяснить вековое ускорение Крабовидной туманности и дать независимую оценку ее массы (см. § 11). На рис. 66 схематически приведена зависимость радиуса Крабовидной туманности от времени, поясняющая результаты Бааде.

Обратимся к детальному обсуждению результатов спектроскопических исследований Крабовидной туманности. Непрерывный спектр «аморфной массы» этой туманности будет рассмотрен

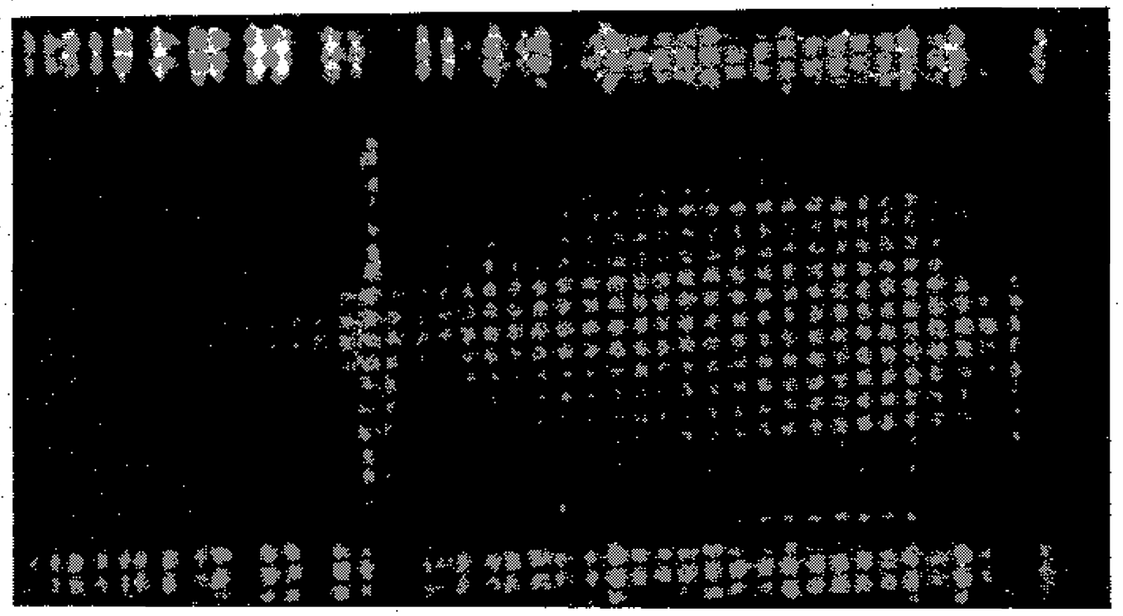


Рис. 67. Спектр Крабовидной туманности [156].

в § 12. Здесь же мы сосредоточим внимание на спектре ее тонковолокнистой оболочки. Как уже упоминалось, Слайфер и Сэнфорд обнаружили эффект раздвоения ее эмиссионных линий. Очевидным объяснением этого эффекта служит расширение всей системы волокон с достаточно большой скоростью. Детальное исследование лучевых скоростей Крабовидной туманности было выполнено Мэйяллом в 1936 г. [156]. Длина щели спектрографа соответствовала $6',2$, что превышает размеры большой оси туманности. На рис. 67 приведен спектр Крабовидной туманности при ориентации щели вдоль большой оси туманности. Хорошо видно, что эмиссионные линии в центре туманности раздвоены, в то время как на краях обе компоненты каждой линии сближаются, что придает им своеобразную форму. Кроме того, линии имеют

клочковатый, как бы «разорванный» вид, что объясняется тонковолокнистой структурой излучающих газовых масс. Самая яркая линия — это известный небулярный дублет [O II] λ 3727. В спектре на рис. 67 эта линия существенно интенсивнее всех других эмиссионных линий. Такая же ситуация наблюдается в спектре волокнистых туманностей в созвездии Лебедя (см. § 5). Кроме линии λ 3727, в фотографической части спектра наблюдаются линии [Ne III] λ 3869 и λ 3968, H_δ, H_γ, [O III] 4363, [He II] λ 4686, H_β, а также небулярные линии [O III] λ 4959 и λ 5007. На рис. 68 в большом масштабе приведена область спектра около λ 3727 для двух указанных выше ориентаций щели спектрографа. Мэйолл обращает также внимание на отсутствие систематического различия в интенсивности «фиолетового» и «красного» компонентов каждой линии. Это означает, что сколько-нибудь заметного поглощения света внутри туманности нет. Сам по себе этот вывод достаточно тривиален, поскольку заметное поглощение света могло бы наблюдаться только в том случае, если плотность космической пыли в туманности была бы в сотни раз больше ее среднего значения для межзвездной среды.

Сделаем естественное предположение, что измеренная максимальная (по модулю) лучевая скорость в центральной части туманности равна линейной скорости ее расширения в направлении, перпендикулярном к лучу зрения. Последняя пропорциональна произведению скорости расширения, выраженной в угловых единицах, на расстояние до туманности. Если принять среднее угловое расширение 0″,201/год (см. выше), а модуль лучевой скорости $|v_R| = 1116$ *км/сек*, то расстояние до Крабовидной туманности получается равным 1180 *пс* [162]. Заметим, однако, что это значение получено при упрощающих предположениях (например, не учитывалась эллипсоидальная форма волокнистой оболочки). В действительности расстояние до туманности может быть значительно бо́льшим, например, 1700 *пс* (см. § 13).

Рис. 69 дает положения щели спектрографа для 18 спектрограмм, полученных Мэйоллом [56]. Приведенные на этом рисунке лучевые скорости выражены в единицах 100 *км/сек*. На фотографии Крабовидной туманности, изображенной на рис. 70, соответствующими значениями обозначены направления и величины лучевых скоростей вдоль различных волокон [56]. Из этой схемы видно, что система волокон имеет структурные детали весьма крупных масштабов. Отдельные наиболее мощные волокна можно проследить на очень больших расстояниях. Такие волокна в виде огромных «шлангов» охватывают центральную часть туманности.

Вальравен на основании измерений лучевых скоростей, выполненных Мэйоллом в 1954—55 гг. на том же спектрографе, что

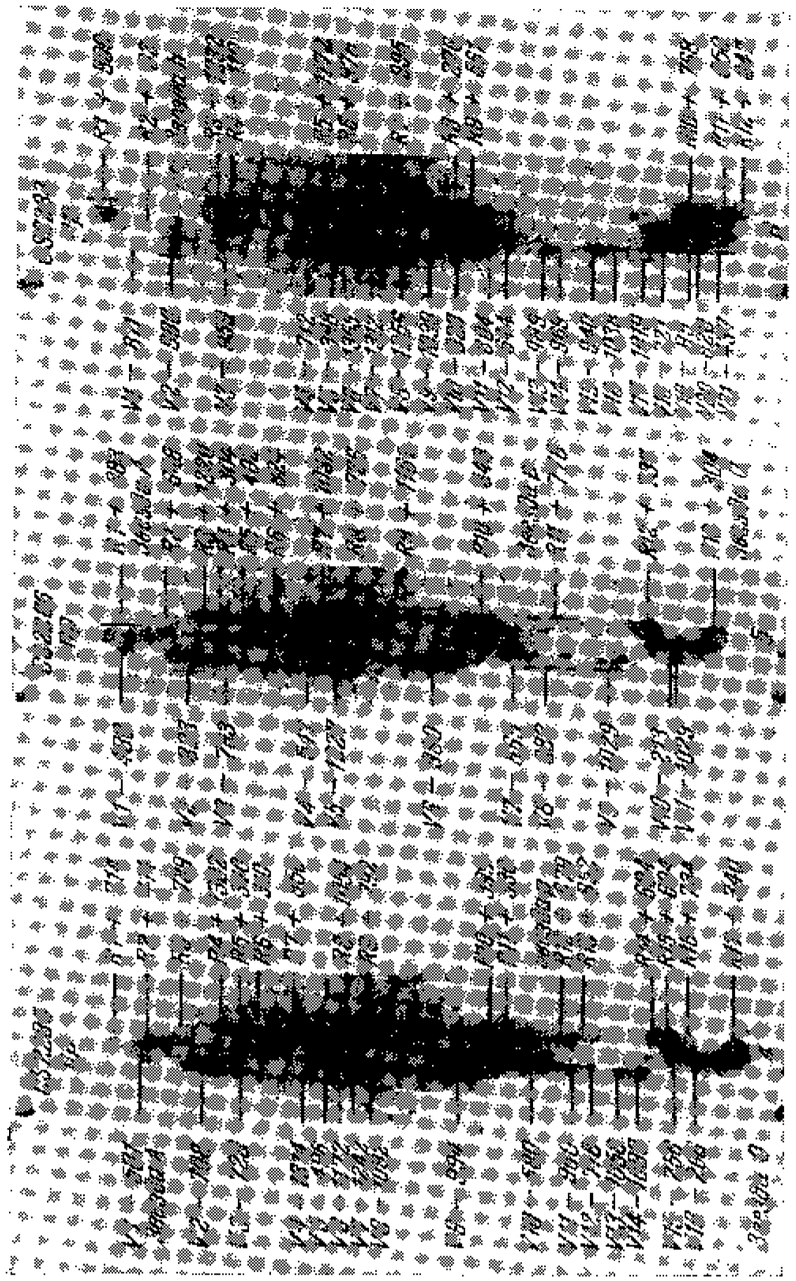


Рис. 68. Часть спектра Крабовидной туманности около линии λ 3727 [156].

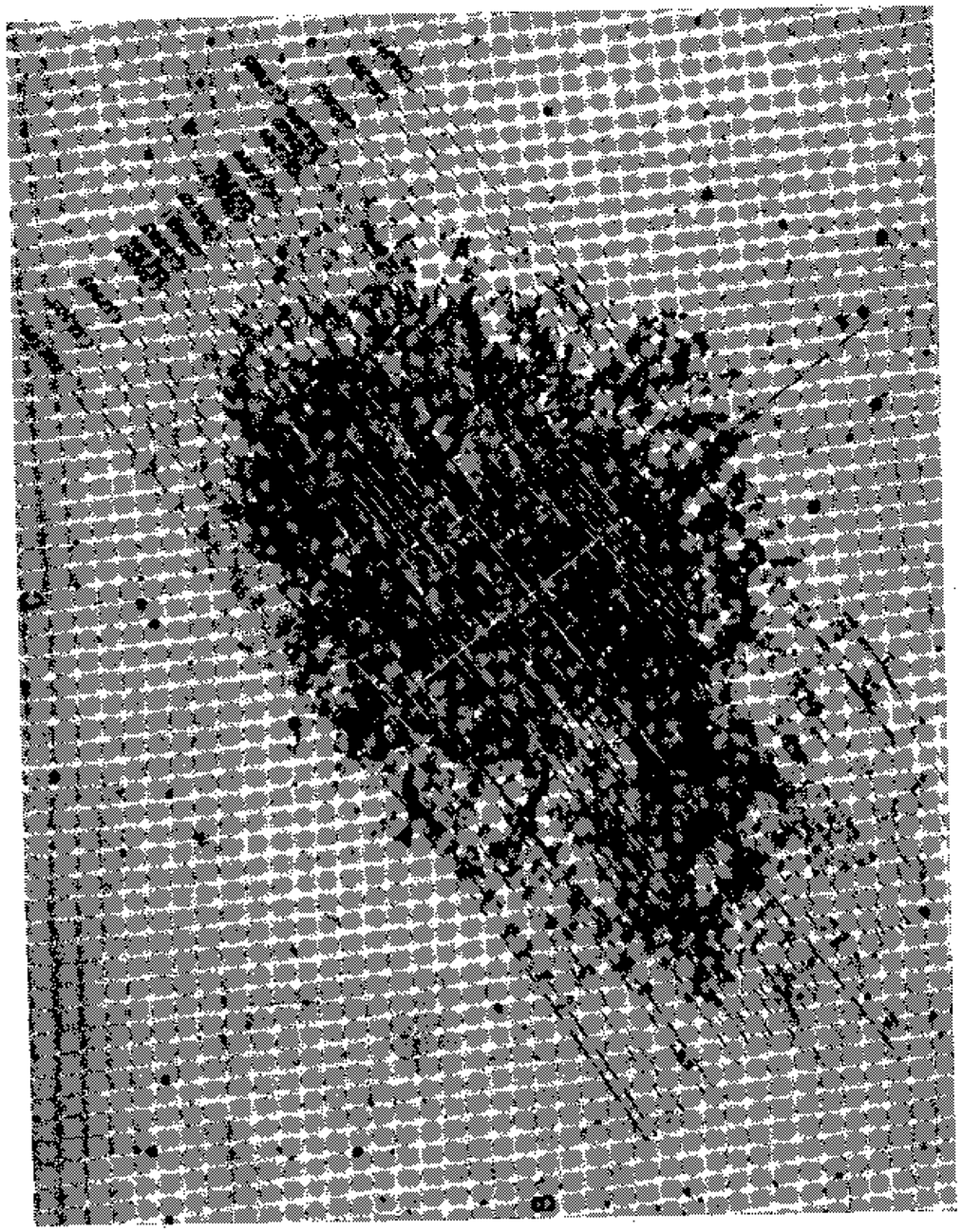


Рис. 69. Положения щели спектрографа по отношению к волокнам Крабовидной туманности [56].

и в 1936 г., построил грубую модель пространственной структуры системы волокон Крабовидной туманности. На рис. 71 приведена грубая пространственная модель системы волокон [56]. Различная штриховка волокон указывает на величину и направление их лучевых скоростей. Подобные интересные исследования очень

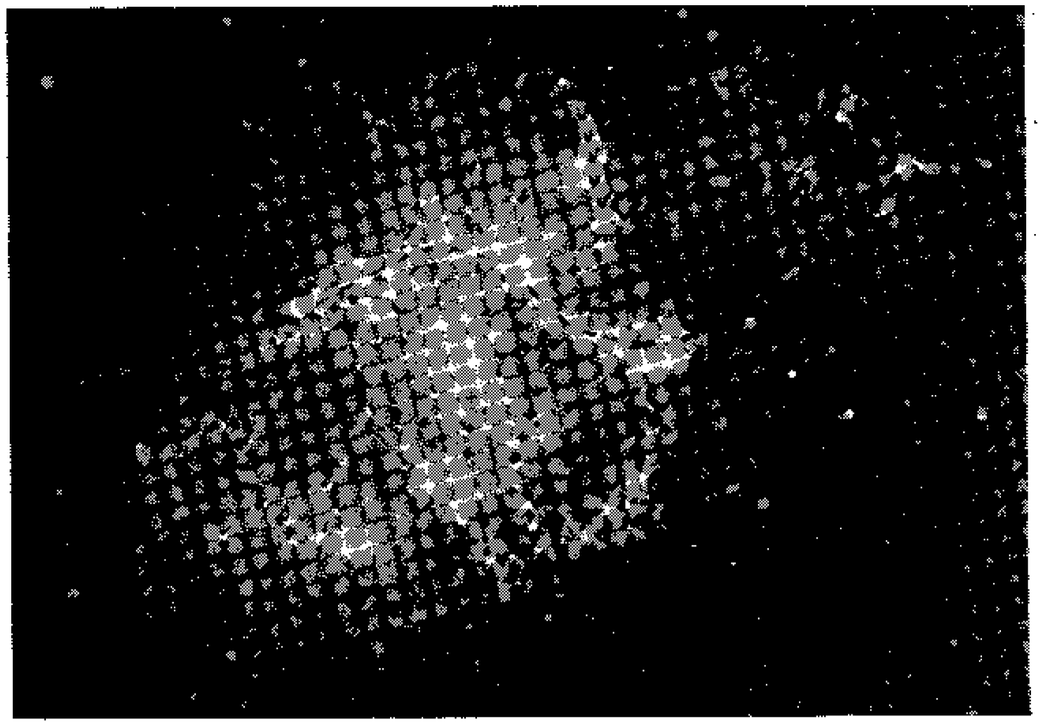


Рис. 70. Схематическое распределение лучевых скоростей вдоль волокон Крабовидной туманности [56].

важно было бы продолжить, так как они существенно помогают уяснить картину физических процессов, происходящих при вспышках сверхновых.

Кроме определения лучевых скоростей, спектр волокон Крабовидной туманности (как и любого другого небулярного объекта) позволяет изучить физические условия, в которых находится газ в этой туманности. Кроме цитированных выше авторов, спектры волокон были получены и исследованы также Минковским [163]. Наряду с линиями, указанными Мэйяллом, им были обнаружены довольно слабые линии [He I] λ 3689 и λ 4472, а также ряд линий в неисследованной ранее желтой и красной частях спектра: [He I] λ 5875, [O I] λ 6300, [N II] λ 6548, H_α, [N II] λ 6584 и дублет [S II] λλ 6711—6728. К сожалению, прямых оценок относительных интенсивностей линий Минковский

не делает, так как этому мешает сильный непрерывный спектр туманности. Обращает на себя внимание наличие в спектре туманности довольно яркой запрещенной линии [O I] λ 6300. Самыми интенсивными в красной части спектра являются запрещенные линии ионизованной серы. Следует заметить, что в спектрах

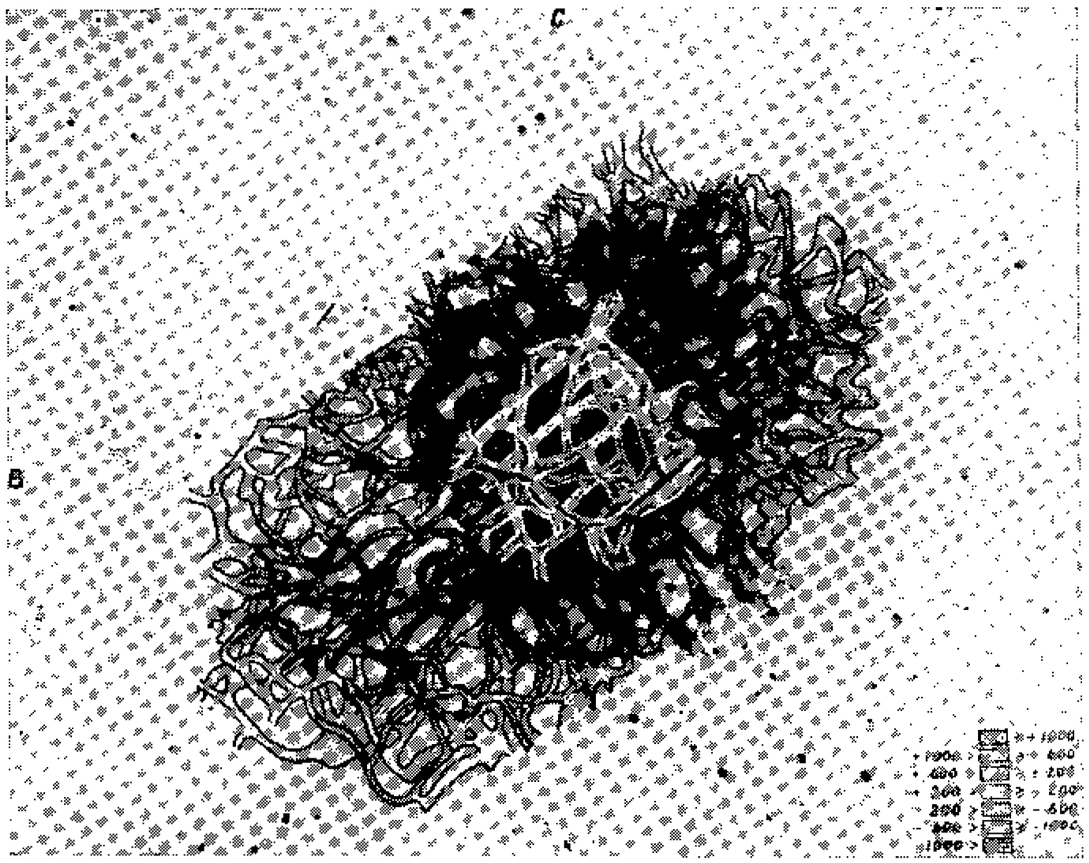


Рис. 71. Грубая пространственная модель системы волокон Крабовидной туманности [56].

планетарных туманностей эти линии всегда слабее, чем линии [N II], что может указывать на некоторые аномалии в химическом составе волокон Крабовидной туманности.

Первая попытка количественного анализа спектров волокон Крабовидной туманности принадлежит Волтье [164]. Исходным наблюдательным материалом ему послужили спектры Крабовидной туманности, полученные Мэйяллом в 1954—1955 гг. Эти спектрограммы были калиброваны и стандартизованы. Обычными методами фотографической фотометрии были исследованы спектры

около 50 конденсаций и узлов. В табл. 14 мы приводим интенсивности линий некоторых волокон.

В первом столбце таблицы даны обозначения конденсации (см. также рис. 70). Во втором и третьем столбцах даны прямоугольные координаты каждой конденсации в дуговых минутах. За начало координат выбрана юго-западная звездочка в центральной части туманности. В четвертом столбце приведены лучевые скорости различных конденсаций, измеренные Мэйяллом; в пятом столбце — радиусы-векторы конденсаций. Значения R вычислялись по известным v_R и собственным движениям конденсаций. В последующих столбцах приведены абсолютные интенсивности различных спектральных линий, полученные путем привязки к интенсивности непрерывного спектра Крабовидной туманности. Абсолютные фотоэлектрические измерения последнего были выполнены Вальравеном (см. § 12). За единицу интенсивности в таблице принята величина $1{,}20 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см²·сек*.

Следует, однако, подчеркнуть, что интенсивности, полученные Волтье, весьма ненадежны. Дело в том, что спектрографирование Крабовидной туманности производилось с довольно широкой щелью (~10″), а волокна очень узки. Поэтому замывание вследствие достаточно широкого инструментального профиля может быть значительным. Оно, очевидно, зависит от ориентации волокна по отношению к щели спектрографа. В частности, этот эффект может искажать измеренное отношение очень ярких и очень слабых линий (из-за нелинейности характеристической кривой). Поэтому приведенные в табл. 14 интенсивности должны быть исправлены. В отдельных случаях коррекция может быть довольно значительной. Волтье полагает, что для большинства волокон приведенные в табл. 14 интенсивности должны быть увеличены в пять раз, хотя эта поправка, конечно, весьма неуверенна.

Не свободна от возражений и процедура получения относительных интенсивностей путем привязки к интенсивности непрерывного спектра Крабовидной туманности. Эта процедура требует задания закона распределения непрерывного излучения «аморфной массы» по спектру, который был определен в [164] довольно грубо (см. § 12). Наконец, следовало бы оценить влияние межзвездного поглощения. Впрочем, ошибка, вносимая пренебрежением поглощением, невелика по сравнению с другими ошибками (прежде всего, неучетом ширины щели спектрографа).

Тем не менее, табл. 14 дает пока единственную информацию об интенсивности линий излучения в волокнах Крабовидной туманности, правда, в довольно узкой спектральной области. У 5000 Å чувствительность использовавшихся Мэйяллом пластинок резко падает, поэтому совершенно отсутствует важная

ТАБЛИЦА 14

Обозначение	x	y	v_R, км/сек	R, пс	[O II] 3727	[Ne III] 3869	He I 3889	[Ne III] 3968	[S II] 4075	H_δ 4101	H_γ 4340	[O III] 4363	He I 4471	He II 4686	H_β 4861	[O III] 5000
																[велика]
																[8900]
v6a	+0,65	−0,24	−870	0,73	4200	776	437	343	118 :	195 :	260	68	237	738	645	518
v6b	+0,43	−0,40	−870	0,72	3130	936		276	102	102	268	24	—	455	—	—
r11	+2,54	+1,14	+10	0,86	320	—	—	—	—	—	—	—	—	—	72	300
r3	−1,26	−1,35	+250	0,63	1440	286		82	68	—	14	60	—	—	72	1580
v2	−2,01	−0,79	−540	0,76	1070	142	39	—	—	91	230	64	—	—	91	1520
r9	+0,65	+1,67	+170	0,55	1830	344		107	102	61	216	31	81	171	363	2790
v10	+0,05	+1,23	−240	0,40	1900	355	109	73	247	—	218		—	—	481	2780
v5	−1,52	+0,44	−730	0,71	2280	590		117	25	39	—		38	245	260	4240
r11	+0,99	+0,56	+1780	1,45	810	—	—	—	—	—	120	120	—	—	—	1050
r5	+1,14	−0,35	+830	0,77	2550	495	123	114	48	38	133	38	57	164	331	4850
v4	+0,43	−1,40	−80	0,47	1550	357		91	35	37	45	45	—	181	180	3460
v6	−1,45	+0,61	−1090	0,96	730	106	70	—	—	—	78	78	18	—	62	1320
v4+r2	−2,33	+0,03	+111		820	100	18	—	27	7			—	—	70	960
			−526													

информация об интенсивности линий в красной части спектра. Такая информация была получена Волтье косвенным методом из анализа фотографии Крабовидной туманности, специально снятой для этой цели Бааде, с помощью стеклянного фильтра, центрированного на линии [S II] λ 6711—28. Кривая пропускания этого фильтра приведена на рис. 72. На ней отмечены положения основных эмиссионных линий Крабовидной туманности в этой части спектра — [N II], H_α и [S II]. Оценка абсолютной интенсивности линий [S II] получалась путем привязки к непрерывному спектру, причем для последнего использовался закон распределения $I_\nu \sim \nu^{-1,15}$ (тот же самый, что и при получении приведенных в табл. 14 абсолютных интенсивностей в фотографической области спектра). Довольно сложным и не вполне надежным косвенным методом, на котором мы здесь не будем останавливаться, Волтье оценил отношение интенсивностей H_α, [N II] и [S II] как 1 : 4 : 1 (в среднем по шести конденсациям). Абсолютная величина интенсивности [S II], измеренная в тех же единицах, что и для линий, приведенных в табл. 14, в среднем по шести конденсациям, равна 1185. Следует подчеркнуть, что, несмотря на большую неуверенность этих оценок, основанных в значительной степени на чисто теоретических рассуждениях, они содержат довольно полезную информацию.

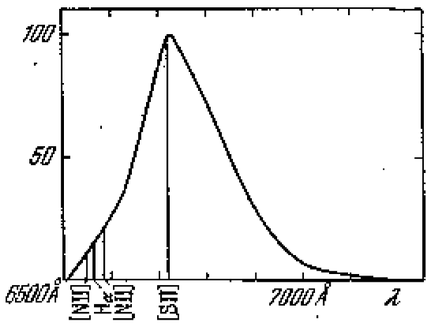


Рис. 72. Кривая пропускания красного фильтра [164].

Уже простой обзор табл. 14 позволяет прийти к выводу, что наиболее интенсивными линиями во всех конденсациях являются линии [O II] λ 3727 и [O III] λ 4959—5007, причем последние являются самыми интенсивными в фотографической части спектра. Косвенные данные, о которых речь шла выше, позволяют сделать вывод, что линии [N II] имеют приблизительно такую же интенсивность, как линии [O III]. В ряде случаев линии оказываются блендированными, что отражено в табл. 14.

Хотя спектры различных конденсаций обнаруживают несомненные различия в деталях, можно построить «синтетический» средний спектр, который приведен в табл. 15.

В этой таблице даны относительные интенсивности линий наиболее ярких волокон Крабовидной туманности; за 100 принята интенсивность линии λ 3727. Еще раз отметим, что эта таблица не отражает существенных различий между спектрами волокон. То, что такие различия должны быть, следует хотя бы из того простого факта, что в спектре Крабовидной туманности

ТАБЛИЦА 15

	[O II]	[Ne III]	[S II]	He I	He II	[O III]	H_α	[N II]	[S II]
λ	3727	3869	4068 4076	4471	4861	4959 5007	6563	6548 6584	6711 6728
I_λ	100	15,5	4,8	1,9	(7,5)	151	35	137	35

наблюдается довольно интенсивная линия нейтрального кислорода λ 6300. Очень трудно представить, что в одной и той же конденсации излучаются как линии [O III], так и линии [O I]. Мы вернемся к этому вопросу в § 13, когда будет обсуждаться механизм возбуждения в волокнах.

Очень важная для анализа физических условий в волокнах линия ионизованного гелия λ 4686 часто оказывается блендированной. Измеренная длина волны «соседней» линии (в тех случаях, когда бленда разрешается) составляет около 4660 Å. Скорее всего это линия [Fe III] λ 4658. В большинстве конденсаций интенсивность линии [Fe III] в несколько раз меньше, чем [He II]. По причине резкого падения чувствительности пластинок в красной области спектра линии «небулия» [O III] не разрешаются на компоненты N_1 и N_2. Волтье, на наш взгляд излишне оптимистически, полагает, что ошибка в определении приведенных в табл. 14 интенсивностей не слишком слабых линий $\sim$25%. Скорее всего она в 2—3 раза больше.

ТАБЛИЦА 16

	H_β	H_γ	H_δ	b_4
$H_\beta \geqslant 300$	100	47,4	21,5	
$300 > H_\beta \geqslant 125$	100	49,5	13,8	
$124 > H_\beta$	100	45,1	26,8	
Среднее наблюдаемое	100	47,3	20,6	
$T_e = 10\,000°$ B 250	100	51	31	0,17
$T_e = 10\,000°$ ст. 576	100	29,1	13,6	1,22
$T_e = 20\,000°$ B 259	100	50	30	0,40
$T_e = 20\,000°$ ст. 479	100	34,7	16,9	2,32

Среднее измеренное значение бальмеровского декремента, определенного для тех конденсаций, в которых одновременно наблюдаются либо H_β и H_γ, либо H_γ и H_δ, приведено в табл. 16. В этой таблице приведены также некоторые теоретические значения декремента для рекомбинационного и «столкновительного» механизмов возбуждения при разных предположениях о величине электронной температуры T_e. В первом столбце верхней части таблицы даны значения интенсивности H_β для исследованных волокон, а в первом столбце нижней части — теоретический бальмеровский декремент. В пятом столбце нижней части таблицы приведены значения параметра b_4 отклонения от больцмановского распределения населенностей четвертого уровня атома водорода (исходного для излучения линии H_β). Символ «B» в первом столбце нижней части таблицы означает, что рекомбинационный декремент вычислялся в предположении, что оптическая толщина в линиях серии Лаймана очень велика (см. [165]), символ «ст.» указывает на механизм возбуждения электронным ударом. Недостаточная точность измерений относительных интенсивностей бальмеровских линий не позволяет, однако, сделать окончательный вывод о механизме возбуждения водородной эмиссии в волокнах Крабовидной туманности. Все же более вероятным представляется рекомбинационный механизм, хотя некоторую роль могут играть и электронные удары.

Важным вопросом является электронная температура волокон. Ее можно попытаться найти классическим методом, широко применяемым в физике газовых туманностей, по отношению интенсивностей линий [O III]. Согласно Ситону это отношение для не слишком высокой электронной плотности равно [167]:

$$\frac{I_{\lambda\,4959} + I_{\lambda\,5007}}{I_{\lambda\,4363}} \approx 8{,}74 \exp\left[3{,}30\left(\frac{10\,000}{T_e}\right)\right]. \qquad (10.1)$$

Определенная таким образом T_e для конденсаций, в которых λ 4363 не блендируется с H_γ, близка к 17 000°. Следует, однако, заметить, что линия [O III] λ 4363, возможно, блендируется с линией [Fe II] λ 4359, так что электронная температура волокон может быть ниже. Было бы весьма желательно получить спектр волокон Крабовидной туманности с большей дисперсией.

Из приведенных в табл. 14 абсолютных интенсивностей можно определить по хорошо известным из физики газовых туманностей формулам концентрации ионов, ответственных за излучение соответствующих линий. Для этого необходимо знать излучение единицы объема исследуемого волокна в квантах соответствующей линии, а также электронную концентрацию N_e. Первую величину можно получить из данных табл. 14, сделав естественное предположение, что толщина волокна в направлении луча зрения

равна его диаметру d. Если считать волокна цилиндрическими образованиями с радиусами $\frac{d}{2}$, то поверхностная яркость I_λ будет связана с искомой объемной светимостью соотношением

$$\frac{\pi d^2 \varepsilon_\lambda}{4\pi d} = I_\lambda, \tag{10.2}$$

откуда $\varepsilon_\lambda = \frac{4 I_\lambda}{d}$. Электронную концентрацию можно в принципе получить из интенсивности линии H_β. Для этого, однако, надо знать механизм возбуждения водорода, а в этом вопросе полной ясности пока еще нет.

Самым надежным способом определения N_e является разработанный Ситоном метод, основывающийся на анализе отношения интенсивностей запрещенных линий [O II] (λ 3727 и λ 3729) [167]. Согласно [167] отношение интенсивностей линий λ 3727 и λ 3729 зависит от N_e следующим образом:

$$r = \frac{I_{\lambda\,3727}}{I_{\lambda\,3729}} = 1{,}5 \left[\frac{1 + 0{,}33\varepsilon + 2{,}30x\,(1 + 0{,}75\varepsilon + 0{,}14\varepsilon^2)}{1 + 0{,}40\varepsilon + 9{,}9x\,(1 + 0{,}84\varepsilon + 0{,}17\varepsilon^2)} \right], \tag{10.3}$$

где

$$\varepsilon = \exp(-1{,}96t), \quad x = 10^{-4} N_e t^{-\frac{1}{2}}, \quad t = 10^{-4} T_e.$$

В 1957 г. Остерброк получил три спектрограммы волокон Крабовидной туманности [167] со светосильной камерой с дисперсией 68 Å/*мм* при λ 3727 на 100- и 200-дюймовых телескопах. На рис. 73 приведена фотография Крабовидной туманности, на которой черточками отмечены исследовавшиеся Остерброком конденсации. Табл. 17 содержит измеренные им для разных

ТАБЛИЦА 17

	$\frac{\lambda 3727}{\lambda 3729}$	N_e, $см^{-3}$		$\frac{\lambda 3727}{\lambda 3729}$	N_e, $см^{-3}$
A	0,96	820	E	0,67	2400
B	0,58	3700	F	1,07	550
C	0,97	790	G	0,95	850
D	1,03	630			

конденсаций отношения интенсивностей λ 3727 и λ 3729, а также значения N_e, полученные по формуле (10.3).

Результаты измерений относятся к тем частям ярких конденсаций, для которых дисперсия скоростей внутренних движений мала, что позволяет наблюдать раздельно обе линии [O II].

Эти наблюдения, в частности, показали, что ширина линий в волокнах достаточно значительна: для λ 3727 она ~ 1 Å, что соответствует разбросу скоростей около 100 *км/сек*. Точность измеренных им отношений интенсивностей Остерброк оценивает в $\pm 6\%$.

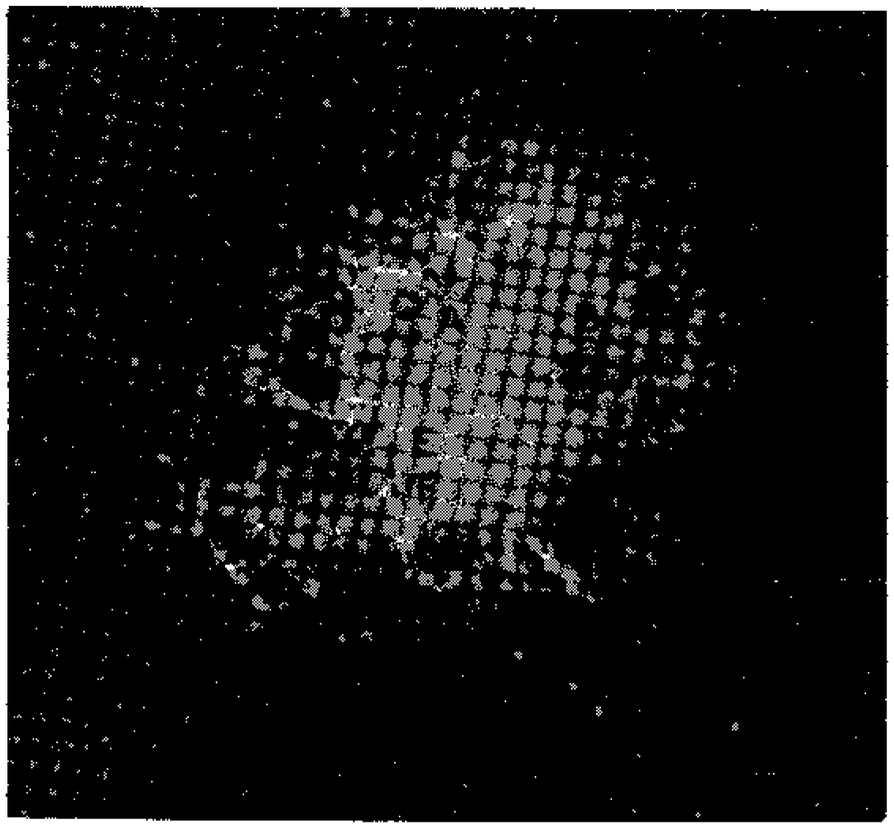


Рис. 73. Фотография Крабовидной туманности. Черточками отмечены исследовавшиеся Остерброком конденсации [168].

Следовательно, N_e определяется с точностью $\pm 25\%$, т. е. довольно хорошо. Среднее значение N_e для ярких конденсаций в волокнах имеет порядок 10^3 $см^{-3}$.

Выражение для объемной светимости в квантах какой-либо запрещенной линии, у которой основная конфигурация содержит три энергетических уровня, дается формулой

$$\varepsilon_{21} = \frac{\frac{8{,}54 \cdot 10^{-4} \Omega_{12}}{\omega_1} h\nu_{21} e^{-h\nu_{21}/kT_e} N_e N_i}{1 + \frac{8{,}54 \cdot 10^{-4} \Omega_{12}}{\omega_2 A_{21}} N_e + \frac{8{,}54 \cdot 10^{-4} \Omega_{23}}{\omega_2} \frac{A_{31} e^{-h\nu_{32}/kT_e}}{A_{21} + A_{32} + A_{31}} N_e}. \tag{10.4}$$

Аналогичное выражение имеется и для [O II]; в этом случае основная конфигурация содержит два уровня. В формуле (10.4) Ω_{ik} означают параметры столкновений (см. [165]), $\omega_i = 2J+1$ — статистический вес i-го уровня, характеризуемого квантовым числом J, A_{ik} — эйнштейновские коэффициенты, N_i — концентрация соответствующих ионов (или нейтральных атомов, как в случае [O I] в основном состоянии), ν_{ik} — частоты соответствующих переходов.

Беря за основу полученный из наблюдений «средний» спектр, приведенный в табл. 14, Волтье вычислил по формуле (10.4) «средний» химический состав волокон. Найденные им относительные концентрации различных ионов довольно сильно зависят от принятой электронной температуры и слабо — от электронной концентрации. Вычисления велись для трех значений T_e — 17 000, 10 000 и 8000°. Для гелия вычисления велись в предположении рекомбинационного механизма излучения, для чего использовались соответствующие формулы, известные из физики газовых туманностей (см., например, [165]). При температуре 17 000° учитывались при расчете концентрации протонов как рекомбинации, так и возбуждения электронным ударом. Результаты расчета приведены в табл. 18.

ТАБЛИЦА 18

Ион / T_e, 10^3 град	H II	He I	He II	N II	O II	O III	Ne III	S II
17	10 000	4820	1370	0,77	0,71	1,36	0,52	0,19
10	10 000	3600	940	1,80	3,35	4,14	2,29	1,04
8	10 000	3400	770	2,40	9,10	8,90	6,80	2,90

Чтобы получить относительные обилия различных элементов с учетом всех стадий ионизаций, необходимо сделать несколько упрощающих предположений, ибо далеко не все стадии ионизации какого-нибудь элемента дают линии в доступной для наблюдения части спектра. Предположение, что практически весь водород в волокнах ионизован, кажется довольно естественным. Все же не следует забывать, что в спектре волокон наблюдается линия [O I] λ 6300. Так как потенциалы ионизации водорода и кислорода практически равны, то в областях свечения нейтрального кислорода должно быть большое количество атомов водорода. Вполне возможно, что в тех конденсациях, где светится нейтральный кислород, водород в основном нейтрален. Было бы чрезвычайно важно в этой связи исследовать распределение свечения нейтрального кислорода в волокнах Крабовидной туманности. Вообще, проблема линий нейтрального кислорода — одна из важнейших при исследовании физических условий в волокнах Крабовидной туманности.

Кроме того, предполагается, что отношения концентраций

$$\frac{\text{N II}}{\Sigma \text{N}} = \frac{\text{S II}}{\Sigma \text{S}} = \frac{\text{O II}}{\Sigma \text{O}} \quad \text{и} \quad \frac{\text{Ne III}}{\Sigma \text{Ne}} = \frac{\text{O III}}{\Sigma \text{O}}$$

(где ΣO, например, означает концентрацию атомов кислорода во всех стадиях ионизации). Наконец, считается, что концентрация O I + O IV равна половине концентрации O II + O III. Все эти предположения довольно произвольны. Только детальное изучение спектров отдельных волокон со всеми их особенностями позволит окончательно выяснить важнейший вопрос о химическом составе волокон Крабовидной туманности. Пока же, за неимением лучшего, мы должны довольствоваться результатами Волтье. Практика астрофизических исследований, однако, показала, что часто такие довольно грубые оценки оказываются правильными и подтверждаются последующими более точными измерениями. В табл. 19 приведены относительные обилия различных элементов в волокнах Крабовидной туманности с учетом всех стадий ионизации.

ТАБЛИЦА 19

Элемент / T_e, 10^3 град	H	He	N	O	Ne	S
17	320 000	20 000	109	100	39	27
10	89 000	40 000	54	100	55	31
8	37 000	15 000	26	100	76	32
Планетарные туманности	170 000	32 000	40	100	15	9

В последней строке табл. 19 приведены относительные обилия наиболее распространенных элементов в планетарных туманностях [165]. Видно, что особенных аномалий химического состава в волокнах Крабовидной туманности не наблюдается, если не

принимать слишком низкую T_e. При $T_e = 8000°$ можно было бы говорить о значительной недостаче водорода (по сравнению с планетарными туманностями) и об избытке неона и серы. Все же создается впечатление, что обилие гелия слишком велико по отношению к водороду.

Таким образом, мы не можем утверждать с полной определенностью, что химический состав волокон Крабовидной туманности не похож на химический состав окружающей эту туманность межзвездной среды, хотя такое различие (главным образом аномально высокое содержание гелия) представляется довольно вероятным. Этот вопрос самым тесным образом связан с проблемой происхождения волокон, которую мы можем здесь сформулировать в виде дилеммы: являются ли волокна сжатым ударной волной межзвездным газом или же это — оболочка, выброшенная во время взрыва и поэтому имеющая скорее всего аномальный химический состав. Эта дилемма еще ждет своего разрешения методами наблюдательной астрофизики.

В заключение остановимся на вопросе о полной массе газовых волокон Крабовидной туманности. Эту задачу решил «прямым» методом Остерброк [168]. По фотографиям, показывающим волокнистую структуру туманности, он оценил суммарную длину всех ярких волокон, оказавшуюся равной 730″. После поправки на эффект проекции (в предположении, что волокна ориентированы в пространстве хаотически) он получил суммарную длину волокон 5,3 *пс*. Средняя видимая толщина волокон равна 1″,4, что соответствует линейному диаметру $2{,}5 \cdot 10^{16}$ *см*. Считая волокна цилиндрами, можно найти их полный объем, оказавшийся равным $7{,}8 \cdot 10^{51}$ *см*^{3}. При $\overline{N}_e = 10^3$ *см*^{3}, в предположении, что в волокнах на один тяжелый положительный ион приходится 1,5 свободных электрона, средняя плотность $\overline{\rho} = 5 \cdot 10^{-21}$ *г/см*^{3}, откуда полная масса ярких волокон будет равна $4 \cdot 10^{31}$ *г*, или 0,02 $M_\odot$.

Оценка вклада слабых волокон делалась следующим образом. Из анализа самых лучших фотографий Крабовидной туманности, полученных Бааде, была найдена полная длина всех слабых волокон $4{,}2 \cdot 10^4$ секунд дуги (с точностью 50%). У большинства таких слабых волокон угловая толщина менее 1″, а истинные линейные диаметры неизвестны. Если принять, что истинная угловая толщина слабых волокон в среднем равна 0″,5, то их полный объем будет в шесть раз больше, чем объем ярких волокон. Правдоподобно допустить, что $\overline{N}_e$ в этих слабых конденсациях, интенсивность которых почти в 100 раз меньше, чем ярких, будет в шесть раз меньше, т. е. что в них $\overline{N}_e \sim 150$ *см*$^{-3}$. Отсюда следует, что полная масса всей системы волокон находится в пределах 0,05—0,1 $M_\odot$. Эта оценка, основывающаяся исключительно на результатах наблюдений, находится в хорошем согласии с теоретической оценкой, полученной из анализа ускорения всей системы волокон (см. § 12).

§ 11. Радиоизлучение Крабовидной туманности и его интерпретация

В 1948 г. при обзоре южного неба с помощью «морского» интерферометра Болтон обнаружил четыре новых источника радиоизлучения [169]. Наиболее яркий из них, находившийся в созвездии Тельца, получил по установившейся тогда номенклатуре название «Телец-А». В следующем году применение более совершенной интерференционной техники позволило Болтону и Стенли уточнить координаты источников до $\pm 30^s$ по α и $\pm 7'$ по δ [170]. В пределах указанных ошибок координаты Тельца-А совпали с Крабовидной туманностью. Интересно отметить, что в той же работе два других источника, Дева-А и Центавр-А, были отождествлены с довольно близкими к ним пекулярными галактиками NGC 4486 и NGC 5128. Таким образом, уже первое отождествление дискретных источников космического радиоизлучения с оптическими объектами позволило выявить два основных типа таких объектов: радиогалактики и остатки вспышек сверхновых.

Первые же наблюдения на разных частотах метрового диапазона, выполненные в 1950 г. Стенли и Сли, позволили установить существенное различие радиоспектра Тельца-А от спектров других известных тогда источников [171]. В то время как у последних спектральная плотность потока убывает с ростом частоты по закону $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 1$, спектр Тельца-А оказался, в пределах ошибок наблюдения, плоским [171]. В дальнейшем, правда, выяснилось, что и для этого источника спектральная плотность потока убывает с частотой, но только сравнительно медленно.

Нет нужды подробно останавливаться на всех измерениях потока радиоизлучения от Крабовидной туманности, проводившихся на разных частотах с 1949 г. по настоящее время. В табл. 20 приводятся основные результаты измерений потока от этого источника в единицах *вт/м*$^2 \cdot$*гц*, выполненные на разных частотах различными авторами.

На рис. 74 изображена зависимость $\lg F_\nu$ от $\lg \nu$, построенная по данным табл. 20. Из графика следует, что в области частот $2 \cdot 10^7 < \nu < 2 \cdot 10^{10}$ *гц* спектральная плотность потока хорошо представляется обычным выражением $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = 0{,}28 \pm \pm 0{,}05$. Существенной особенностью радиоспектра Крабовидной

В 1954 г. угловые размеры Тельца-А на волне 1,4 *м* исследовал Болдуин, который работал на двух интерферометрах со взаимно перпендикулярными базами переменной длины [203]. В отличие от Миллса, он не обнаружил отклонений распределения яркости от круговой симметрии. Следует, однако, заметить, что точность его наблюдений была несколько ниже, чем у Миллса. Длина базиса была значительно меньше ($\leqslant 300\,\lambda$), и, кроме того, наблюдениям мешал сравнительно близкий источник, отождествляемый с туманностью IC 443. Угловые размеры Тельца-А (по половине яркости) получились $\sim 5'$.

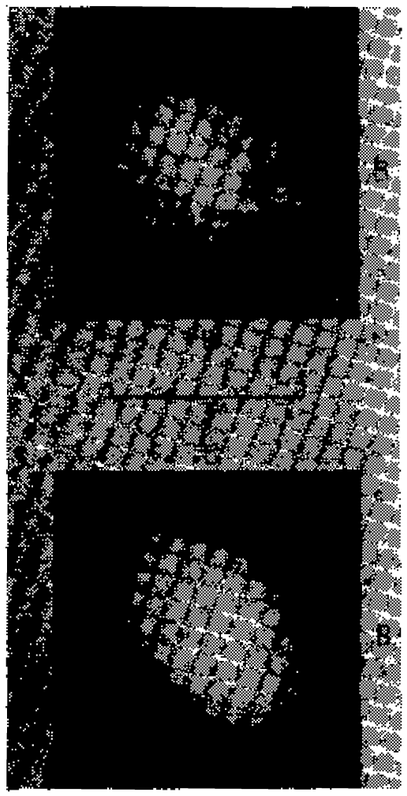


Рис. 75. *а* — фотография Крабовидной туманности [202]; *б* — грубое радиоизображение Тельца-А.

Весьма полезным методом измерения угловых размеров и распределения радиояркости Крабовидной туманности является наблюдение изменения ее потока во время покрытия Луной. Крабовидная туманность является самым ярким из космических источников радиоизлучения (не считая Солнца), которые покрываются Луной. Первые наблюдения такого покрытия были выполнены в 1956 г. советскими, английскими и французскими радиоастрономами. В. В. Виткевич и В. А. Удальцов наблюдали покрытие на волне 3,5 *м* [204]. Согласно этим наблюдениям угловые размеры источника Тельца-А значительно превосходят угловые размеры Крабовидной туманности. Источник имеет вид эллипса с осями $9',5 \times 7'$ (по половине яркости), причем ориентация этого эллипса совпадает с ориентацией туманности. Наблюдения других исследователей не подтвердили вывода о больших угловых размерах источника Тельца-А. По-видимому, в упомянутые наблюдения советских астрономов вкралась какая-то ошибка.

В том же году кембриджские радиоастрономы Костайн и Элсмор наблюдали покрытие с помощью интерферометров на волнах 3,7 и 7,9 *м* [205]. Эти наблюдения показали, что угловые размеры Тельца-А на более короткой волне не превосходят оптические размеры туманности, тогда как на волне $\lambda = 7{,}9$ *м* они

значительно больше. На рис. 76 приведено распределение яркости Крабовидной туманности на волне 3,6 *м* (сплошная кривая) и на волне 7,9 *м* (пунктирные кривые, соответствующие двум возможным интерпретациям результатов наблюдений). Наверху в том же масштабе изображен рисунок Крабовидной туманности. Другим интересным выводом, полученным из этих наблюдений,

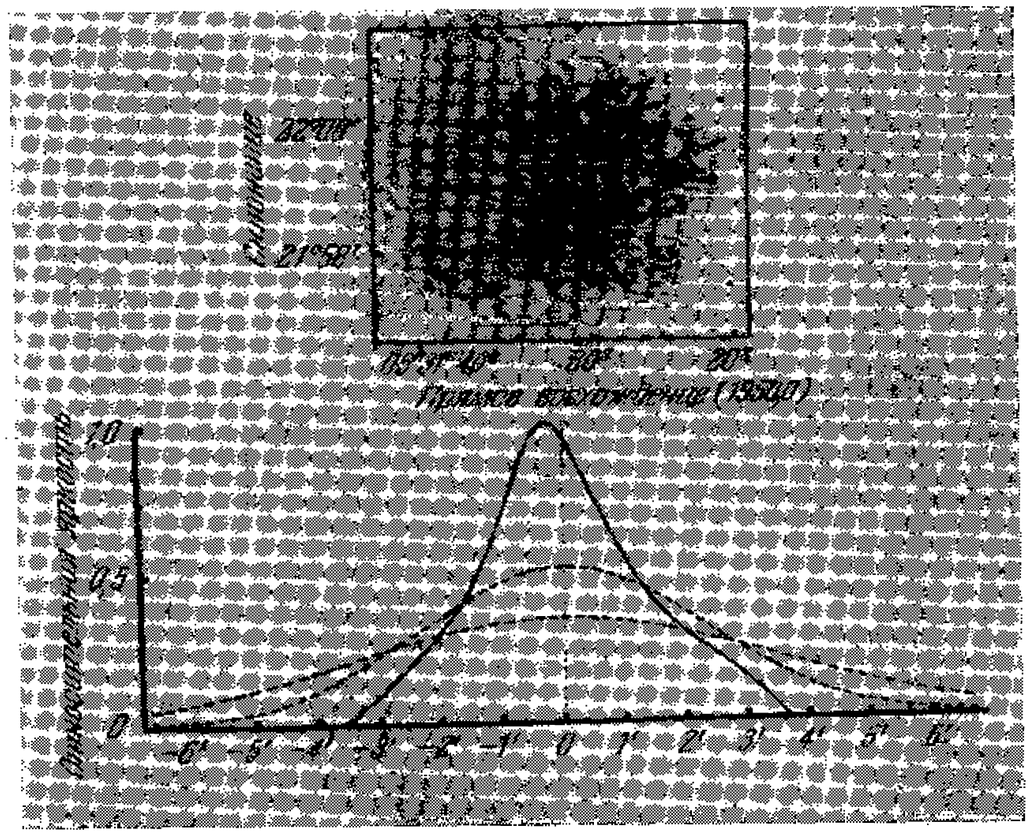


Рис. 76. Распределение яркости Крабовидной туманности на волнах 3,6 и 7,9 *м*. Наверху — рисунок Крабовидной туманности [25].

является отсутствие заметных деталей в распределении интенсивности на волне 3,7 *м*. Если бы там были «пятна» размерами $0',5 \times 0',5$ и с яркостью, вдвое большей, чем в центре, они могли бы быть замечены. Следует, однако, помнить, что такие наблюдения сопряжены с большими трудностями, особенно на более длинных волнах. Поэтому, как нам представляется, измерения на волне 7,9 *м* недостаточно точны. Ниже мы вернемся к обсуждению аналогичных наблюдений на той же частоте, которые были выполнены сравнительно недавно.

Согласно наблюдениям покрытия Крабовидной туманности Луной, выполненных в том же году Туоминеном и Каррасом [206] на волне 3,7 *м*, ее угловые размеры по половине яркости 3′,6, хотя границы радиоизлучающей области можно проследить до 16′. Впрочем, точность этих наблюдений, особенно на периферии туманности, была невелика. Буато и его сотрудники наблюдали тогда же покрытие на волне 1,4 *м* с довольно высокой точностью. Согласно этим наблюдениям 96% потока исходит из области, где находится оптическая туманность. Центр тяжести радиоизлучающей области смещен на 25″ от геометрического центра Крабовидной туманности, определяемого как середина прямой, соединяющей две центральные звездочки. Заметим, что несколько большее смещение центра тяжести в том же направлении наблюдал еще Болдуин, а также Костайн и др. (см. рис. 76). Около центра тяжести радиоизлучающей области находится самая яркая часть «аморфной массы» Крабовидной туманности (см. рис. 63). Французские исследователи впервые получили указание на наличие крупномасштабной структуры Крабовидной туманности в радиолучах. Вдоль большой оси туманности они выявили существование трех довольно ярких локальных образований.

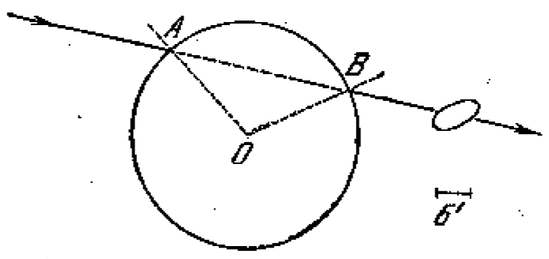


Рис. 77. Траектория Луны относительно Крабовидной туманности [207].

Исключительно интересные результаты дали наблюдения серий покрытий Крабовидной туманности Луной, имевших место в 1964 г. Во время покрытия 16 апреля кембриджские радиоастрономы проводили наблюдения на частотах 408, 178, 81,5 и 26,5 *Мгц* [207]. На рис. 77 схематически представлена траектория Луны по отношению к Крабовидной туманности во время этого покрытия. Наблюдения проводились с помощью интерферометров различных типов и размеров. На рис. 78 представлены «кривые покрытия» [209]. Анализ этих кривых позволил получить одномерное распределение яркости, которое проектировалось на два направления *OX* и *OY* (рис. 79). Каждая точка в таком одномерном распределении пропорциональна потоку радиоизлучения от слегка искривленной полоски шириной 11″, пересекающей туманность либо в направлении *OX*, либо в направлении *OY*. Одномерное распределение в направлении *OX* получается из анализа «кривой покрытия» между первым и вторым контактами («иммерсия»), а в направлении *OY* — между третьим и четвертым контактами («эммерсия»). На рис. 80 приведены

также одномерные распределения вдоль указанных выше направлений на разных частотах. Из этих кривых видно, что в направлении *OX* («иммерсия») одномерные распределения яркостей на

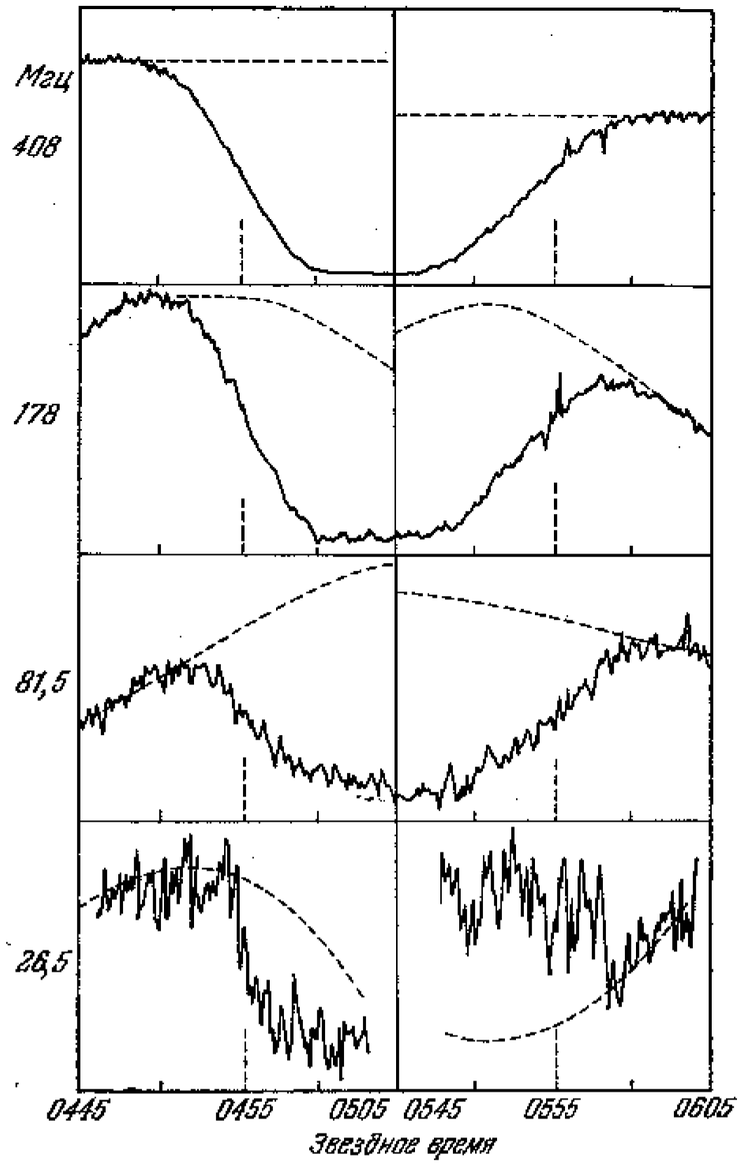


Рис. 78. Кривая покрытия Крабовидной туманности Луной на разных частотах [209].

частотах 408 и 178 *Мгц* вполне подобны, однако на частоте 81,5 *Мгц* это распределение показывает бо́льшую концентрацию к центру туманности. Распределение на частоте 26,5 *Мгц* явно указывает на наличие источника сравнительно малых угловых размеров, радиоизлучение от которого накладывается на излу-

чение от более протяженного источника. Особенно хорошо это видно из одномерного распределения в направлении OY («иммерсия»). В то время как на трех более высоких частотах наблюдается заметно «уплощенное» распределение, на частоте 26,5 *Мгц* распределение имеет резко выраженный «пик», смещенный на юго-восток от центра туманности и указывающий на наличие там источника достаточно малых угловых размеров. Комбинируя два одномерных распределения, полученных при «иммерсии» и «эммерсии», можно сделать вывод, что этот источник находится на расстоянии 1′,2 к юго-востоку от центра туманности. На рис. 79 положение источника отмечено крестиком вблизи пересечения полосок b и f. Присутствие этого источника можно заметить и на распределениях для более высоких частот, полученных при «эммерсии». Отчетливо видно, что центр тяжести распределения смещается все более к востоку по мере уменьшения частоты. Это смещение происходит в направлении, где находится источник малых угловых размеров, наблюдаемый на частоте 26,5 *Мгц*.

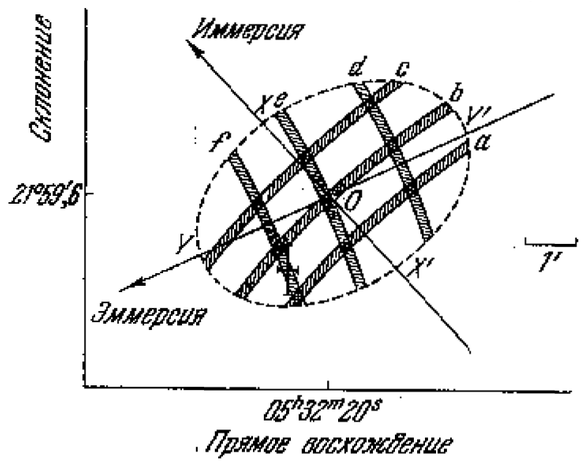


Рис. 79. Одномерное распределение яркости Крабовидной туманности [207].

Пожалуй, наиболее важным результатом описанных выше наблюдений кембриджских радиоастрономов является открытие в Крабовидной туманности довольно мощного источника радиоизлучения, угловые размеры которого меньше 20″, т. е. по крайней мере в 10 раз меньше угловых размеров Крабовидной туманности. На частоте 26,5 *Мгц* этот источник дает 30—50% всего радиоизлучения Крабовидной туманности. Отсюда следует, что его яркостная температура на этой частоте $\sim 10^9$ *град*, т. е. исключительно велика.

На существование источника малых угловых размеров в Крабовидной туманности указывают также независимые интерференционные наблюдения Хьюиша и Окойе, проводившиеся на частоте 38 *Мгц* [208]. На рис. 81 приведена зависимость наблюдавшейся глубины модуляции от длины базы. Видно, что при длине базы от 1000 λ до 1500 λ модуляция сигнала не исчезает. Это указывает на наличие в Крабовидной туманности источника радиоизлучения, угловые размеры которого настолько малы, что они не разрешаются интерферометром. Из этих наблюдений можно

сделать вывод, что источник Телец-А состоит из двух компонентов. Первый, сравнительно протяженный, имеет направление

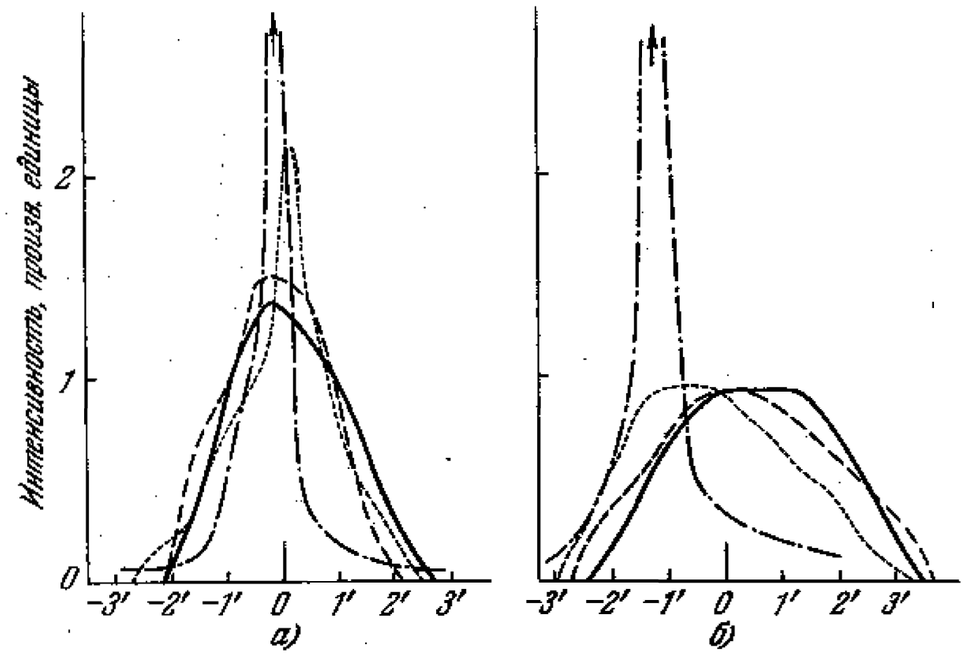


Рис. 80. Одномерные распределения яркости Крабовидной туманности на разных частотах [207]; *а*) «иммерсия»; *б*) «эммерсия»; ——— 408 *Мгц*; — — — 178 *Мгц*; - - - - 81,5 *Мгц*; -·- ·- 26,5 *Мгц*.

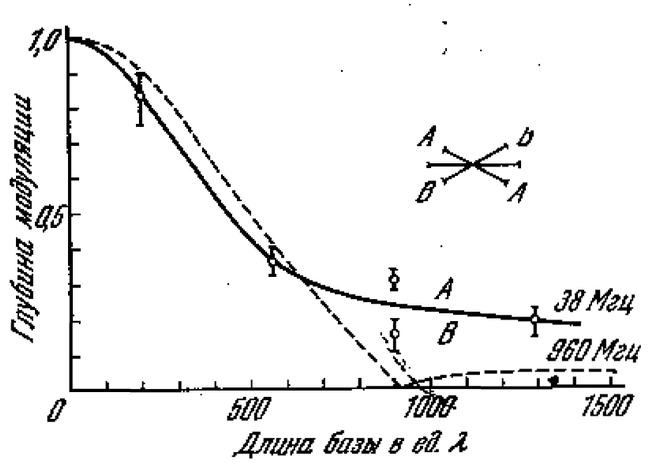


Рис. 81. Результаты наблюдения Крабовидной туманности на частоте 38 *Мгц* с помощью интерферометра с переменной базой [208].

восток-запад и угловые размеры по половине яркости 3′,7 ± ± 0′,5, второй $\sim 30'' \pm 15''$. Отношение потоков от двух источников 4 : 1. На рис. 81 приведена также пунктирная кривая,

дающая в том же масштабе результаты интерференционных наблюдений Мальтби и Моффета, которые проводились в Калифорнии на более высокой частоте 960 *Мгц* [184]. Из этих наблюдений следует, что при длине базы интерферометра 900 λ глубина модуляции падает до нуля. Поэтому в Крабовидной туманности нет на этой частоте источников малых угловых размеров. Интерферометрические наблюдения, выполненные в Кембридже на частоте 408 *Мгц* при базе до 1450 λ, позволяют, однако, сделать вывод о наличии в Крабовидной туманности источника очень малых угловых размеров, дающего около 2% от всего потока на этой частоте.

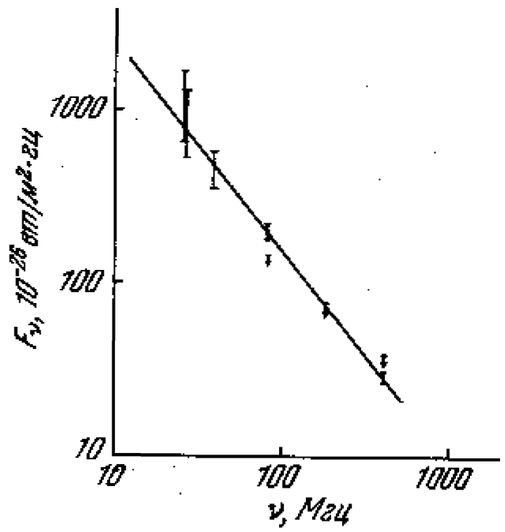


Рис. 82. Спектр источника малых угловых размеров, находящегося в Крабовидной туманности [207].

Комбинируя все описанные выше наблюдения, мы можем построить спектр локального источника малых угловых размеров, находящегося в Крабовидной туманности (рис. 82). Вплоть до частоты 408 *Мгц* спектр этого источника очень круто падает с ростом частоты. Спектральный индекс в этой области $\alpha = 1{,}2$.

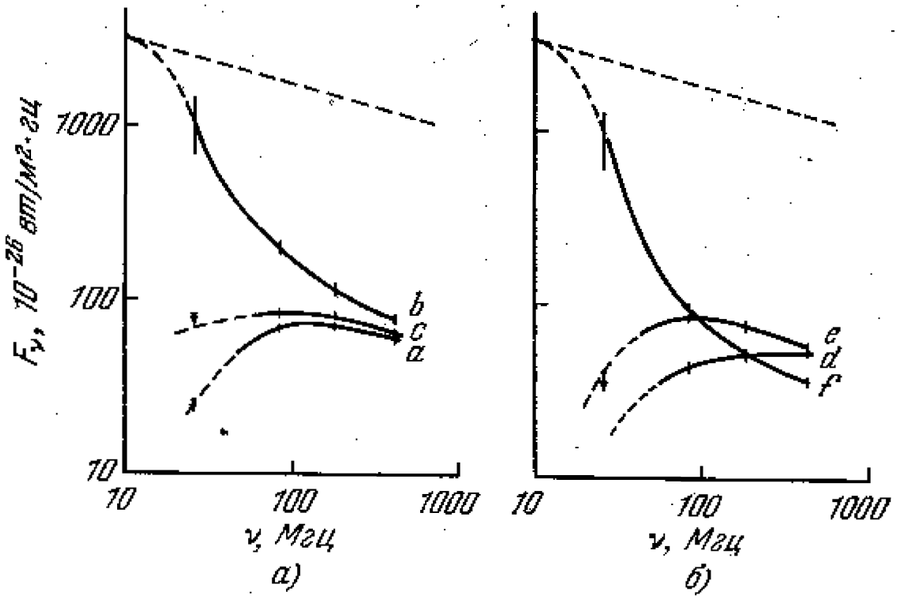


Рис. 83. Спектры различных частей Крабовидной туманности
а) «иммерсия»; *б*) «эммерсия» [207].

На рис. 83 приведены спектры радиоизлучения Крабовидной туманности для шести ее полосок (см. рис. 79), полученные при

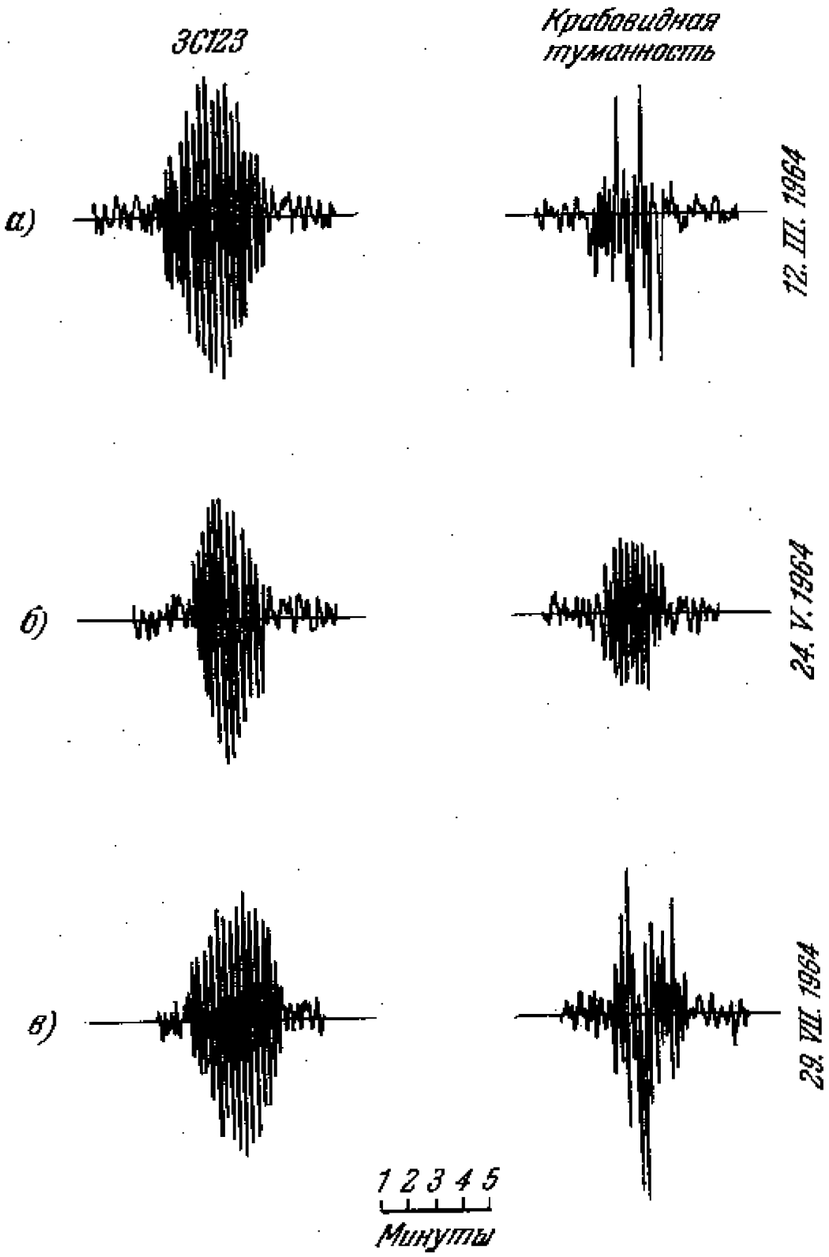


Рис. 84. «Сцинтилляции» потока радиоизлучения от Крабовидной туманности и от 3С 123 на частоте 38 *Мгц* [209].

«иммерсии» и «эммерсии». Пунктирная линия в верхней части рисунков дает интегральный спектр Крабовидной туманности, который обсуждался выше ($\alpha = 0{,}28$). Спектры полосок довольно

сходны, за исключением полосок b и f, на пересечении которых находится обсуждавшийся выше источник малых угловых размеров, имеющий спектр, резко отличающийся от интегрального. Весьма примечательной особенностью этих спектров является «завал» потока для частот ниже 50 *Мгц*.

Новую важную информацию о природе источника малых угловых размеров, находящегося в Крабовидной туманности и имеющего крутой спектр, дали систематические интерференционные наблюдения на частоте 38 *Мгц*, проводившиеся в Кембридже в 1963—1964 гг. [209]. Во время этих наблюдений были обнаружены быстрые колебания («сцинтилляции») потока радиоизлучения от Крабовидной туманности. Так как база интерферометра была 10 *км*, то регистрироваться могли только источники достаточно малых угловых размеров. Чтобы исключить возможное влияние аппаратурных факторов, для сравнения параллельно проводились наблюдения сравнительно близкого источника 3С 123, угловые размеры которого малы. На рис. 84 приведены записи потоков радиоизлучения от Крабовидной туманности и 3С 123. Из этих записей видно, что последний источник, в отличие от Крабовидной туманности, «сцинтилляций» потока не обнаруживает.

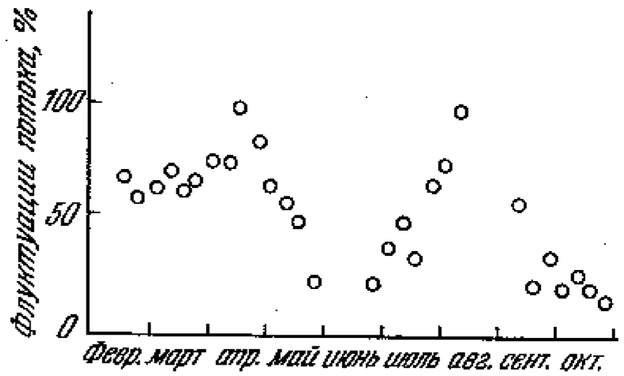


Рис. 85. Зависимость амплитуды «сцинтилляций» потока радиоизлучения Крабовидной туманности на частоте 38 *Мгц* от сезона [209].

Характерный период флуктуаций потока около 2 *сек*. Их амплитуда имеет годичную периодичность (рис. 85). На рис. 85 приведены вариации интенсивности флуктуаций для разных месяцев, причем каждая точка является результатом осреднения за неделю. Самые сильные флуктуации потока наблюдаются в апреле и августе. Они совершенно исчезают между концом мая и началом июля. Хорошо известно, что 15 июня солнечная корона проектируется на Крабовидную туманность. Совершенно очевидно, что отсутствие флуктуаций потока в это время должно быть связано с покрытием туманности солнечной короной.

Известно также, что причиной флуктуаций является рассеяние радиоизлучения на движущихся неоднородностях электронной концентрации на пути распространения излучения. Можно показать, что эти неоднородности не имеют ионосферного происхождения. «Сцинтилляции» обусловлены неоднородностями межпланетной плазмы. Они будут наблюдаться, если угловые размеры источника радиоизлучения меньше $\frac{v\tau}{r}$, где $v \sim 3 \cdot 10^6$ *см/сек* — скорость движения неоднородностей электронной концентрации, $\tau = 2$ *сек* — характерное время сцинтилляции и $r \sim 10^{13}$ *см* — эффективное расстояние до неоднородностей межпланетной среды. Отсюда следует совершенно поразительный вывод: угловые размеры источника низкочастотного радиоизлучения, находящегося в Крабовидной туманности, во всяком случае не превышают 0″,1! Следовательно, его линейные размеры не больше 10^{-3} *пс*. Так как согласно [208] на частоте 38 *Мгц* поток от малого источника составляет ~20% полного потока (см. выше), то яркостная температура этого источника исключительно велика — более 10^{14} *град*. Ниже мы вернемся к обсуждению пока еще далеко не ясной природы этой удивительной детали Крабовидной туманности.

Рассмотрим теперь основные результаты исследований распределения интенсивности радиоизлучения Крабовидной туманности на более высоких частотах. На волне 8 *мм* первые наблюдения распределения яркости проводились А. Д. Кузьминым и А. Е. Саломоновичем на 22-метровом прецизионном зеркале Физического института Академии наук [199]. Диаграмма направленности антенны была 2′, что позволило сделать грубую оценку угловых размеров туманности. В предположении, что распределение яркости является гауссовым, советские исследователи нашли угловые размеры Тельца-А (по половине яркости) на этой частоте 4′,5 ± 1′, причем центр тяжести источника смещен по отношению к оптическому центру почти на 1′ к западу.

Баррет, работавший на волне 1,8 *см* с радиотелескопом, диаграмма направленности которого была 3′, получил при тех же предположениях, которые делали авторы описанных выше работ, угловые размеры Крабовидной туманности по двум координатам α и δ 4′,1 × 3′,4 с ошибкой в 0′,5 [196].

Важные исследования распределения яркости на волнах 3,2, 6,5, 8,7 и 9,4 *см* были выполнены пулковскими радиоастрономами, которые для этой работы воспользовались своей известной антенной с «ложевой» диаграммой направленности [210—219]. Ширина диаграммы по прямому восхождению была 1′, 2′ и 2′,9 на волнах 3,2, 6,5 и 8,5 *см* соответственно, т. е. достаточно мала. Основным результатом этих наблюдений является вывод, что границы источника радиоизлучения не выходят за пределы оптической туманности и являются довольно резкими. По уровню

интенсивности ~5% центральной, угловые размеры Тельца-А равны 5′,5, причем источник лежит внутри системы волокон. На волнах 3,2 *см* и 8,7 *см* распределение яркости довольно близко к гауссову, причем на востоке интенсивность убывает с расстоянием до центра туманности более круто. Угловые размеры источника (по половине яркости) на волнах 3,2, 6,5, 8,7 *см* близки к 3′,5, с вероятной ошибкой 0′,2. Как и другие наблюдатели, пулковские радиоастрономы нашли смещение центра тяжести радиоизлучающей области приблизительно на 30″ к западу.

На волне 9,1 *см* наблюдения проводились калифорнийскими радиоастрономами, использовавшими радиотелескоп с «ножевой» диаграммой, ширина которой 2′,3 [213]. Эти наблюдения позволили сделать вывод, что Крабовидная туманность на указанной выше волне имеет форму эллипса с размерами осей 4′,3 × 2′,7, причем позиционный угол большой оси около 150°, что довольно близко к направлению, найденному в свое время Миллсом на метровых волнах. По α и δ угловые размеры равны 3′,25 и 3′,9 соответственно. Повторные измерения с более узкой диаграммой направленности шириной в 1′ позволили получить распределение яркости источника по прямому восхождению. Бросается в глаза асимметрия этого распределения. Угловые размеры источника по половине яркости близки к 3′,2.

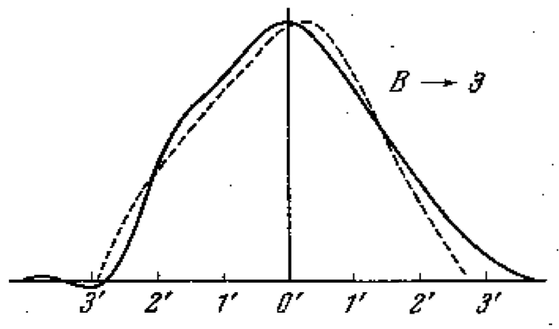


Рис. 86. Распределение яркости Крабовидной туманности на волне 75 *см* (пунктир) и 21 *см* (сплошная линия) [96].

Довольно много исследований распределения яркости Тельца-А было выполнено в диапазоне 21 *см*. Так, Лекё изучал распределение яркости в Крабовидной туманности с помощью интерферометра с переменными базой и азимутом [96]. Он подтвердил, что и на этой волне туманность имеет вид эллипса с размерами осей 3′,9 × 2′,7 (по половине яркости), причем позиционный угол большой оси примерно такой же, как и у оптической системы волокон. Радиоизлучение локализовано в области с угловыми размерами 6′ ± 0′,5, т. е. совпадает с областью оптического излучения. На рис. 86 изображено распределение интенсивности радиоизлучения Крабовидной туманности на волне 21 *см*, полученное Лекё. Из рисунка следует, что распределение яркости Крабовидной туманности на этой волне более пологое, чем в оптических лучах. Видно также, что западная часть туманности в радиолучах более ярка.

На той же частоте аналогичное исследование провели Лаврум и др. [214], которые также работали с интерферометром (ширина «ножевой» диаграммы 1′,5). Результаты этой работы приведены на рис. 87 совместно с распределением яркости в видимых лучах. Хорошо виден сдвиг центра тяжести радиоизлучающей области на запад по отношению к оптической области примерно на 50″. Угловые размеры источника по уровню половины центральной яркости 3′,6 ± 0′,05, причем восточная граница источника очерчена более резко.

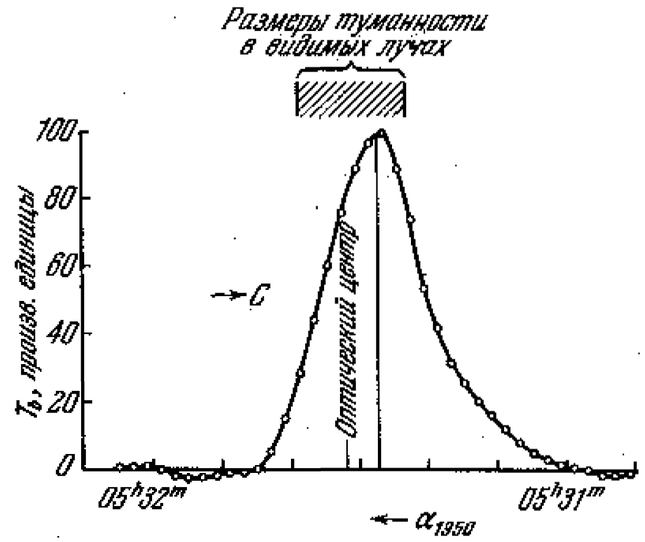


Рис. 87. Распределение яркости Крабовидной туманности на волне 21 *см*, полученное с «ножевой» диаграммой радиотелескопа [214].

Распределение интенсивности в Крабовидной туманности также исследовалось на интерферометре с переменной базой Калифорнийского технологического института, работающем на волне 31,3 *см* [184]. В направлении восток — запад распределение яркости оказалось близко к гауссову; источник имеет угловые размеры (по половине яркости) 3′,7 ± 0′,4.

Примерно на той же волне (33 *см*) Буашо исследовал распределение яркости Крабовидной туманности во время ее покрытия Луной в 1956 г. (см. [183]). Он также обнаружил смещение центра тяжести радиоизлучающей области по отношению к оптической на 50″ ± 15″ в северо-западном направлении.

В том же году Зигер и Вестерхаут наблюдали покрытие Крабовидной туманности Луной на волне 75 *см* [179]. Во время этих наблюдений было установлено, что границы источника радиоизлучения почти совпадают с границами оптической туман-

ности и лежат внутри их (см. пунктир на рис. 86). В то же время распределение яркости в радиоизлучении является более плоским, чем в оптических лучах. Следовательно, отношение интенсивностей радио- и оптического излучений растет к периферии туманности.

Резюмируем основные результаты радиоастрономических наблюдений.

1. Область, в которой локализовано радиоизлучение, почти совпадает с оптической границей туманности и лежит внутри оболочки, образуемой системой газовых волокон.

2. Туманность в картинной плоскости может быть представлена в виде эллипса с осями 3′,5 и 2′,5 (по половине яркости), причем позиционные углы большой оси радио- и оптического эллипса очень близки друг к другу (см. § 10).

3. Распределение радиояркости более «плоское», чем оптической яркости.

4. Центр тяжести радиоизлучающей области на сантиметровом и дециметровом диапазонах сдвинут по отношению к геометрическому центру туманности (точке, находящейся посередине прямой, соединяющей две центральные звездочки) приблизительно на 50″. Заметим, что в этом месте находится самая яркая часть «аморфной массы» туманности (см. рис. 63).

5. На метровых волнах обнаружен источник весьма малых угловых размеров (возможно, менее 0″,1) с очень крутым спектром. Из-за наличия этого источника центр тяжести туманности на метровых волнах систематически смещается на юго-восток.

6. Нет оснований полагать, что угловые размеры Крабовидной туманности на метровом диапазоне сколько-нибудь заметно отличаются от угловых размеров на дециметровом и сантиметровом диапазонах.

Перейдем теперь к вопросу о природе радиоизлучения Крабовидной туманности. В 1953 г. автор этой книги предложил и обосновал синхротронную теорию радиоизлучения этой туманности, сразу же получившую всеобщее признание [215]. Мы сейчас выполним соответствующие расчеты, основывающиеся на более новых наблюдательных данных. Будем пользоваться для этой цели основной формулой (6.7). Так как спектральный индекс радиоизлучения Крабовидной туманности близок к 0,3, то показатель степени в дифференциальном энергетическом спектре релятивистских электронов $\gamma \approx 1{,}6$. Следовательно, безразмерный параметр $U(\gamma) = 0{,}16$. Примем, что эффективные угловые размеры источника радиоизлучения, находящегося в Крабовидной туманности, $\varphi = 3'{,}5$. Из рис. 74 видно, что спектральная плотность потока на частоте 10^9 *гц* $F_\nu = 10^{-23}$ *вт/м²·гц* $= 10^{-20}$ *эрг/см²·сек·гц*. Далее, примем расстояние до туманности $r = 1130$ *пс*. Тогда протяженность туманности вдоль луча зрения

будет ~ 1 *пс* или $3 \cdot 10^{18}$ *см*. Телесный угол, под которым видна Крабовидная туманность, $\Omega = 6 \cdot 10^{-7}$ *стер*, откуда наблюдаемая средняя интенсивность $\bar{I}_\nu = \frac{F_\nu}{\Omega} = 1{,}5 \cdot 10^{-14}$ *эрг/см²·сек·стер*. Положим, далее, $H_\perp = 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*. Это значение напряженности магнитного поля будет обосновано в следующем параграфе. Подставив все эти величины в (6.7), найдем, что параметр энергетического спектра релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение туманности,

$$K = 9{,}6 \cdot 10^{-9}. \tag{11.1}$$

Плотность энергии этих электронов определится выражением

$$w_p = \int_{E_1}^{E_2} KE^{-(\gamma-1)}\, dE = 2{,}5K\{E_2^{0,4} - E_1^{0,4}\}, \tag{11.2}$$

где E_2 и E_1 — максимальное и минимальное значения энергии релятивистских электронов, имеющих спектр с $\gamma = 1{,}6$. Из рис. 74 следует, что спектр вида $F_\nu \sim \nu^{-0,3}$ тянется вплоть до $\nu \sim 3 \cdot 10^{10}$ *гц*. При $H_\perp = 7 \cdot 10^{-4}$ *э* этому значению ν соответствует E_2, определяемое формулой $\nu_2 \sim \frac{eH_\perp}{2\pi mc}\left(\frac{E_2}{mc^2}\right)^2$, откуда $E_2 = 1{,}5 \cdot 10^9$ *эв* $= 2{,}4 \cdot 10^{-3}$ *эрг*, $E_2^{0,4} \sim 0{,}1$. Значение E_1 для нашего расчета не существенно.

Таким образом, мы получим, что $w_{р.э.} \approx 2{,}4 \cdot 10^{-9}$ *эрг/см³*. Заметим, что средняя плотность магнитной энергии $w_м$ при указанном выше $H_\perp$ будет равна $\sim 3{,}3 \cdot 10^{-8}$ *эрг/см³*, т. е. почти в 14 раз больше, чем $w_р$. Этот важный вопрос будет обсуждаться в § 13 после рассмотрения синхротронного излучения Крабовидной туманности во всем диапазоне частот.

Коль скоро радиоизлучение Крабовидной туманности имеет синхротронную природу, то можно было ожидать, что оно линейно поляризовано. Первые попытки обнаружить поляризацию этого источника на дециметровом диапазоне не привели к положительному результату. Вестерхаут [216], пытавшийся обнаружить линейную поляризацию на волне 22 *см*, не получил измеримого эффекта. Следует, однако, иметь в виду, что в источнике могут действовать механизмы, приводящие к деполяризации радиоизлучения. Таким механизмом в первую очередь является фарадеевское вращение плоскости поляризации (см. § 6, формулу (6.14)). Так как этот эффект сильнее всего проявляется на сравнительно низких частотах, им можно было объяснить отрицательные результаты описанных выше первых попыток обнаружить поляризацию радиоизлучения Крабовидной туманности. К тому времени (1956 г.) была уже обнаружена поляри-

зация интегрального оптического излучения Крабовидной туманности, имеющего, как будет показано в следующем параграфе, синхротронную природу. Частоты оптического излучения достаточно велики, поэтому деполяризация по причине фарадеевского вращения для них совершенно несущественна. Можно было надеяться, что на высоких частотах радиодиапазона деполяризации уже не будет и степень поляризации потока радиоизлучения от Крабовидной туманности будет близка к той, которая измерена в оптическом диапазоне частот [44].

Действительно, уже первые поляризационные наблюдения на сравнительно высоких частотах привели к обнаружению линейной поляризации потока радиоизлучения от этого источника, подтвердив тем самым синхротронную природу этого излучения. В 1957 г. Майер, Мак-Кулаф и Слонейкер на прецизионном 16-метровом радиотелескопе Морской лаборатории в Вашингтоне обнаружили линейную поляризацию радиоизлучения Крабовидной туманности на волне 3,15 *см* [217]. Степень поляризации оказалась довольно высокой, около 7%. Позиционный угол электрического вектора близок к 149°, что на 11° отличается от аналогичного позиционного угла для оптической поляризации (см. § 12).

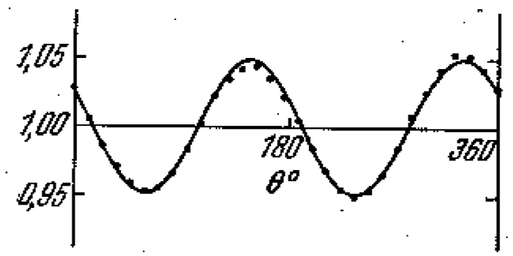


Рис. 88. Поток радиоизлучения от Крабовидной туманности в зависимости от позиционного угла электрического вектора антенны [219].

Вскоре после описанных выше наблюдений, в 1959 г., А. Д. Кузьмин и В. А. Удальцов, используя 30-метровое неподвижное зеркало Физического института Академии наук, находящееся в Крыму, обнаружили линейную поляризацию радиоизлучения Крабовидной туманности на волне 10 *см* [218]. Степень поляризации этого излучения оказалась равной 3,5%, а позиционный угол электрического вектора 142° ± 9°.

После этого было выполнено довольно значительное количество поляризационных наблюдений радиоизлучения Крабовидной туманности. Укажем на наблюдения Холлингсра, Майера и Менелла (Морская лаборатория, Вашингтон), исследовавших в 1963 г. линейную поляризацию Крабовидной туманности на волнах 5,31 и 5,56 *см* [219]. На этих волнах степени поляризации и позиционные углы равны соответственно 5,4% ± 0,3%; 140° ± ± 2° и 5,1% ± 0,3%; 141° ± 2°. Рис. 88 наглядно показывает наличие линейной поляризации в радиоизлучении Крабовидной туманности на волне 5,56 *см*. По оси ординат отложен измеренный поток радиоизлучения в произвольных единицах, а по оси

абсцисс — позиционный угол электрического вектора антенны, на которой велись эти наблюдения. Точки представляют результаты наблюдений, усредненные за 33 полных поворота антенны.

Большое значение для рассматриваемого вопроса имеют наблюдения поляризации радиоизлучения Крабовидной туманности на сравнительно длинной волне 21 *см*, выполненные Моррисом и Радхакришнаном в 1963 г. [220]. Как указывалось выше, первые наблюдения Вестерхаута в этом диапазоне не дали положительного результата, откуда можно было сделать вывод, что степень поляризации должна быть незначительной. Более точные наблюдения 1963 г. позволили установить, что степень поляризации Крабовидной туманности на частоте 1390 *Мгц* равна 1,5% ± 0,2%, а позиционный угол электрического вектора 92° ± 4°.

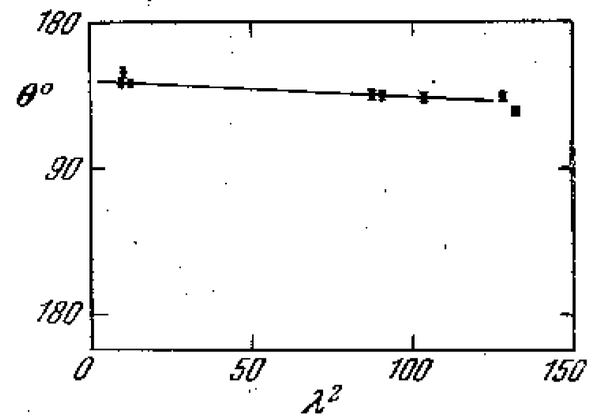


Рис. 89. Зависимость позиционного угла электрического вектора от квадрата длины волны [220].

Сильное различие позиционного угла электрического вектора на разных частотах объясняется фарадеевским вращением в межзвездной среде, через которую распространяются радиоволны. Это наглядно проиллюстрирует рис. 89, где приведена зависимость позиционного угла от квадрата длины волны, построенная по опубликованным результатам наблюдений на разных частотах. Видно, что точки, соответствующие различным наблюдениям, хорошо ложатся на прямую. Наклон ее позволяет определить «меру вращения» межзвездной среды, находящейся между Крабовидной туманностью и Солнцем, экстраполированную на очень высокую частоту (где фарадеевское вращение уже не существенно). Значение позиционного угла получается при этом равным 148° ± 1°. Заметим, что, в отличие от описанного выше «дифференциального» фарадеевского вращения, обусловленного намагниченной плазмой, находящейся внутри источника радиоизлучения, фарадеевское вращение в межзвездной среде не приводит к деполяризации *).

Следовало ожидать, что степень поляризации радиоизлучения, исходящего от различных областей Крабовидной туманности,

*) Это справедливо, когда полоса пропускания приемника не очень широка. В противном случае «дифференциальное» вращение до различных частот в пределах полосы пропускания может привести к деполяризации.

должна быть различной. Впервые распределение поляризованного радиоизлучения по источнику исследовали пулковские астрономы Н. С. Соболева, В. А. Прозоров и Ю. Н. Парийский [221]. Наблюдения проводились на пулковской антенне, с «ножевой» диаграммой направленности $1' \times 6',5$ и $2',9 \times 18'$ на волнах 3,2 и 8,7 *см* соответственно. Эти наблюдения показали, что область со значительной линейной поляризацией существенно меньше размеров источника: угловые размеры ее (по половине яркости) составляют $2',2 \pm 0',2$. Максимальный процент поляризации на волне 3,2 *см* оказался 11,5%. Так как наружные области туманности практически не дают поляризованного излучения, а наблюдения проводились с «ножевой» диаграммой, то степень поляризации в центральной области размером $2',2$ должна быть в полтора раза больше и достигать 17%. Если бы разрешающая способность радиотелескопа была выше, то отдельные детали в центральной части показывали бы еще более высокую степень поляризации, совершенно так же, как это наблюдается в оптическом диапазоне частот (см. § 12). Согласно пулковским наблюдениям центр тяжести поляризованного радиоизлучения смещен на 30″ к востоку по отношению к центру тяжести неполяризованного радиоизлучения. Интегральный процент поляризации на волне 3,20 *см* равен 7,6%, что достаточно близко к результату американских наблюдений на «соседней» волне 3,15 *см* (см. выше).

Полное подтверждение описанных выше результатов пулковских радиоастрономов содержится в работе Морриса и др., исследовавших распределение интенсивности Крабовидной туманности в поляризованном излучении на волне 10,6 *см* [222]. Угловые размеры области поляризованного излучения на этой волне (по половине яркости) оказались $1',9$ — почти в два раза меньше, чем для неполяризованного излучения.

Переходя к теоретической интерпретации результатов поляризационных наблюдений Крабовидной туманности, следует обратить внимание на серьезные трудности, которые при этом возникают. Хотя сам факт линейной поляризации радиоизлучения с очевидностью доказывает его синхротронную природу, далеко не ясно, как объяснить наблюдаемую зависимость степени поляризации от длины волны.

Из наблюдений следует, что деполяризация радиоизлучения при увеличении длины волны происходит не на пути его распространения в межзвездной среде, а в самом источнике. Естественное предположение, что причиной деполяризации является «дифференциальное» фарадеевское вращение в самой туманности, встречается с большими трудностями. Так как степень поляризации потока радиоизлучения на волне ~ 5 *см* заведомо меньше, чем на волне 3,2 *см* (см. выше), то для объяснения деполяризации фарадеевским вращением нужно допустить, что угол этого вращения $\Psi \sim 1$ для $\lambda \sim 5$ *см*. Это требует $N_e \sim 1-2$ *см*$^{-3}$, что само по себе не противоречит наблюдениям. Трудно, однако, понять при этом, почему степень поляризации сравнительно медленно падает с длиной волны. Ведь для $\lambda = 21$ *см* $\Psi \sim \lambda^2 \sim 20$ и ожидаемая степень поляризации, казалось бы, должна быть значительно меньше наблюдаемых 1,5%. Однако самым серьезным возражением против объяснения наблюдаемой деполяризации «дифференциальным» фарадеевским вращением является отсутствие зависимости позиционного угла электрического вектора Ф от длины волны. Наблюдаемая зависимость Ф от λ целиком объясняется вращением плоскости поляризации радиоизлучения Крабовидной туманности в магнитно-активной межзвездной среде (см. рис. 89). Освобожденный от межзвездного фарадеевского вращения позиционный угол электрического вектора радиоизлучения Крабовидной туманности Φ_0 оказывается во всем диапазоне от 3 до 21 *см* одинаковым ($148° \pm 2°$), что всего лишь на $\sim 10°$ отличается от позиционного угла этого вектора для оптического поляризованного синхротронного излучения (см. § 12). Можно сказать, что, если бы «дифференциальное» фарадеевское вращение у туманности было велико, правильная зависимость Ф от λ вообще не наблюдалась бы, так как угол Φ_0 был бы быстро осциллирующей функцией λ.

Недавно В. И. Слыш [254] высказал весьма радикальную гипотезу, по-новому объясняющую наблюдаемое уменьшение степени поляризации радиоизлучения Крабовидной туманности с увеличением длины волны. Эта гипотеза будет изложена в конце § 13, после общего рассмотрения всего синхротронного излучения Крабовидной туманности.

Перейдем теперь к очень трудной и еще не решенной задаче интерпретации источника низкочастотного радиоизлучения очень малых угловых размеров, существование которого следует из наблюдений во время покрытия Крабовидной туманности Луной, а также из «сцинтилляций» потока на частоте 38 *Мгц* (см. выше). Прежде всего, трудно понять, почему этот источник, линейные размеры которого столь малы ($<10^{15}$ *см*), находится не в центре туманности, где можно ожидать особенности, связанной с наличием там пекулярного объекта — бывшей сверхновой. Наблюдаемое положение малого источника в области очень яркого волокна Крабовидной туманности также непонятно. Например, нельзя считать, что источник низкочастотного радиоизлучения находится внутри волокна, где $N_e \sim 10^3$ *см*$^{-3}$, $T_e \sim 17\,000°$ (см. § 10), так как для частоты 26 *Мгц* оптическая толщина такого волокна $\tau_\nu \sim 10$.

Так как на частоте 38 *Мгц* яркостная температура $T_b > 10^{14}$ *град*, синхротронный механизм не может быть причиной этого излучения. Действительно, из термодинамических соображений следует, что яркостная температура не может быть больше «температуры» газа, состоящего из излучающих релятивистских электронов. Отсюда видно, что, если бы это излучение было синхротронным, средняя энергия релятивистских электронов была бы выше 10^{10} *эв*. Но для того чтобы релятивистские электроны столь высокой энергии излучали в диапазоне ~ 10 *м*, нужно $H_\perp \sim 10^{-8}$ *э*, т. е. в десятки тысяч раз меньше, чем в туманности, что вряд ли допустимо. Заметим, что с аналогичной трудностью радиоастрономы недавно столкнулись при исследовании квазизвездных источников, в связи с переменностью их потоков радиоизлучения. К обсуждению природы малого источника низкочастотного радиоизлучения в Крабовидной туманности мы вернемся в § 14.

Большой интерес представляет вопрос о возможном вековом уменьшении потока радиоизлучения от Крабовидной туманности. Как известно, аналогичный эффект был теоретически предсказан для Кассиопеи-А и после этого (см. § 7) наблюдался. Недавно Майер и др. [122] повторили свои измерения потоков радиоизлучения от нескольких ярких источников, в том числе от Тельца-А, выполненные в 1953 г. на 16-метровом прецизионном радиотелескопе Морской лаборатории в Вашингтоне. Наблюдения, проведенные на волне 9,4 *см*, подтвердили вековое уменьшение потока от Кассиопеи-А, о чем речь уже шла в § 6. Источники М 17, туманность Ориона, Центавр-А и Дева-А в пределах ошибок наблюдений изменений в потоке не показали. Однако Телец-А (Крабовидная туманность), по-видимому, за 9 лет уменьшил свой поток. Если обозначить через F_1 значение потока, измеренного в 1953 г., а через F_2 — в 1962 г., то согласно американским наблюдениям $\frac{2(F_1-F_2)}{F_1+F_2} = 0{,}047 \pm 0{,}038$, что соответствует среднему уменьшению потока на $\sim 0{,}5\%$ в год. На основании простой теории, развитой в § 6, теоретически ожидаемое ежегодное уменьшение потока $\frac{\Delta F}{F} = \frac{2(2\alpha+1)}{T}$, где $\alpha \approx 0{,}3$ — спектральный индекс расширяющегося источника, $T \approx 900$ лет — его возраст. Из этой формулы следует, что для Крабовидной туманности годичное уменьшение потока должно составлять $\sim 0{,}3\%$. При этом предполагается, что единственной причиной такого изменения является адиабатическое расширение при условиях постоянства магнитного потока и отсутствия перманентной инжекции новых релятивистских частиц. Однако в случае Крабовидной туманности последнее условие, по-видимому, не выполняется (см. § 13).

Если считать, что инжекция происходит с постоянной скоростью в течение всего времени существования туманности, то, как можно легко показать, теоретическое изменение потока радиоизлучения (в предположении, что магнитное поле убывает как R^{-2}; см. § 6) будет вдвое меньше. Это означает, что для Крабовидной туманности оно должно быть 0,15%/год — величина слишком малая, чтобы ее можно было в настоящее время измерить. Другим усложняющим теорию обстоятельством является возможное значительное отклонение от простого закона убывания $H \sim t^{-2}$ со временем. Этот закон следует из предположения о постоянстве магнитного потока. Однако вопрос о происхождении магнитного поля в Крабовидной туманности пока еще окончательно не ясен. Имеются серьезные основания полагать, что поле каким-то образом перманентно «генерируется», возможно, бывшей сверхновой, сохранившей свою активность до сих пор (см. § 19). Если это так, то при расширении туманности магнитное поле будет убывать значительно медленнее, чем по закону t^{-2}. При некоторых условиях одновременно действующие инжекция релятивистских частиц и «генерация» магнитного поля могли бы привести к вековому увеличению мощности радиоизлучения Крабовидной туманности, по крайней мере на некотором этапе ее эволюции. Так или иначе, теоретически ожидаемое вековое уменьшение потока радиоизлучения от Крабовидной туманности должно быть по крайней мере вдвое меньше, чем для простого случая адиабатического расширения, рассматривавшегося в § 6. Между тем приведенные выше результаты американских исследователей как будто говорят о вековом уменьшении потока, раза в три превышающем максимальное возможное значение, следующее из теории. Нужно, однако, иметь в виду большие трудности, связанные с такими деликатными наблюдениями; неизбежные их ошибки весьма велики. Поэтому вопрос о вековом изменении потока радиоизлучения от Крабовидной туманности пока следует считать открытым.

§ 12. Оптическое излучение Крабовидной туманности с непрерывным спектром

Как уже говорилось, Бааде на основании анализа фотографий Крабовидной туманности, полученных через разные светофильтры, разделил ее на две части — систему тонких волокон в виде оболочки, охватывающей центральную часть туманности, и «аморфную массу», заполняющую весь ее объем. Излучение газовых волокон сосредоточено в отдельных запрещенных и разрешенных линиях и по своему спектральному составу не отличается от

излучения других туманностей, образовавшихся в результате вспышек сверхновых звезд (например, волокнистых туманностей в Лебеде). Излучение «аморфной массы», мощность которого во много десятков раз больше, чем мощность излучения волокон, имеет чисто непрерывный спектр. Анализ последнего, как это будет показано в настоящем параграфе, в конечном итоге привел к радикальному изменению всех наших представлений о природе Крабовидной туманности и открыл перед современной астрофизикой совершенно новую и притом важнейшую область явлений.

Первое серьезное исследование непрерывного спектра Крабовидной туманности было выполнено в 1941 г. Минковским [163]. Довольно грубое фотометрическое сравнение его со спектрами звезд различных классов позволило получить распределение интенсивности по спектру. Согласно [163] между λ 4000 и λ 5000 распределение энергии близко к спектральному классу F7, между λ 5500 и λ 6500 оно соответствует dK0. Принимая значение 0,15 для фотоэлектрического коэффициента межзвездного покраснения света, Минковский получил исправленный на межзвездное поглощение цвет «аморфной массы», соответствующий спектральному классу F0. В предположении, что межзвездное поглощение меняется по закону $\frac{1}{\lambda}$ и что распределение интенсивности у звездных спектров сравнения соответствует абсолютно черному телу, в [163] было найдено, что исправленный на межзвездное поглощение цвет между λ 5500 и λ 6500 соответствует спектральному классу G0. Абсолютные спектрофотометрические градиенты в гринвичской системе для непрерывного спектра Крабовидной туманности $\Phi = 1{,}75$ для $\lambda = 0{,}45$ *мк* и $\Phi = 2{,}2$ для $\lambda = 0{,}60$ *мк*. Соответствующие цветовые температуры 8400° К и 6700° К. Следует подчеркнуть, что это определение цветовой температуры является весьма неуверенным. Ниже будут описаны результаты гораздо более точных наблюдений распределения интенсивности в непрерывном спектре Крабовидной туманности.

Минковский наивно полагал, что уменьшение цветовой температуры при увеличении длины волны является прямым наблюдательным доказательством того, что непрерывный спектр образуется в достаточно горячей плазме при свободно-свободных и свободно-связанных переходах. Впрочем, в то время другие механизмы излучения газом непрерывного спектра были неизвестны, а то, что излучает газ, не вызывало сомнения. При такой интерпретации непрерывного спектра большое значение должны иметь наблюдения скачка интенсивности у границы серии Бальмера. Попытку наблюдать такой скачок сделал Минковский. Однако условия наблюдений в ультрафиолетовой области около 3600 Å были очень тяжелыми вследствие помех от излучения

ночного неба и городского освещения. Все же маленький скачок интенсивности как будто бы был обнаружен; Минковский оценил его в $D = 1{,}15$. Однако в 1945 г. высококачественные спектрофотометрические наблюдения Барбье в области $\lambda = 4700$—3300 Å показали, что в пределах ошибок наблюдений (несколько процентов) бальмеровский скачок $D = 0$ [153]. На рис. 90 приведена зависимость непрерывного спектра Крабовидной туманности от частоты, полученная Барбье. Согласно [153] цветовая температура Крабовидной туманности в области $\lambda 4700$—$\lambda 3300$ равна $5600 \pm 1000°$ К, что сильно отличается от результатов Минковского.

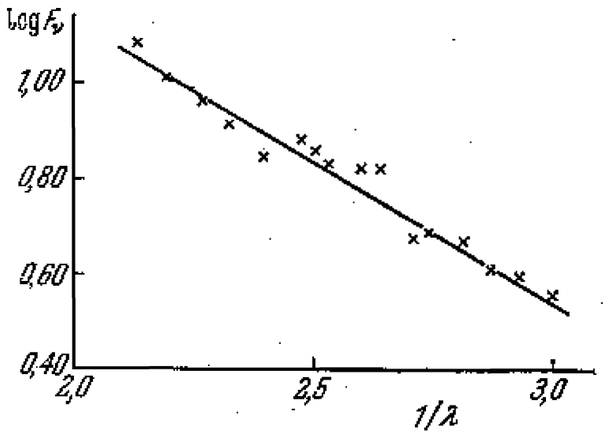


Рис. 90. Зависимость непрерывного оптического спектра Крабовидной туманности от частоты [153].

Некоторую информацию о распределении интенсивности излучения аморфной массы Крабовидной туманности по спектру мог бы дать ее показатель цвета. К сожалению, достаточно надежные данные в те времена отсутствовали. Так, например, согласно Хэбблу фотографическая величина туманности $11^m{,}2$ [152]; Лундмарк давал значение $9^m{,}4$ [52], в то время как Бааде — $9^m{,}0$ (см. § 10). Для визуальной величины Холечек приводит значение $8^m{,}5$ [223], Вирц $8^m{,}1$ [224], а Лундмарк $8^m{,}5$ [52]. Хотя эти данные недостаточно надежны, показатель цвета туманности скорее всего положительный, что подтверждает ее сравнительно низкую спектрофотометрическую температуру.

Применяя теорию свободно-свободных и свободно-связанных переходов к непрерывному излучению Крабовидной туманности, характеристики которого были приведены выше, Минковский построил несколько моделей ее «аморфной массы». Метод расчета — совершенно такой же, как в классической задаче о свечении планетарной туманности, ионизуемой ультрафиолетовым излучением звезды — ядра туманности. Результаты расчетов Минковского приведены в табл. 21. В этой таблице D — бальмеровский скачок, X — процентное содержание водорода (по массе), L и L' — верхняя и нижняя границы болометрической светимости (верхняя граница получается при предположении, что на всех частотах туманность прозрачна к собственному излучению, нижняя получается путем исключения рекомбинаций на

ТАБЛИЦА 21

D	X, %	T_e, 10^4 *град*	N_iN_eV, 10^{60}	N_e, *см*$^{-3}$	N_i, *см*$^{-3}$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{L}{L_\odot}$	T, 10^5 *град*	$\frac{R}{R_\odot}$	$\frac{L'}{L_\odot}$	T', 10^5 *град*	$\frac{R'}{R_\odot}$
1,2	1,0	25	24	1600	1600	13	12 000	4,1	0,021	6 800	3,4	0,024
	0,6	13,5	13	1300	1100	14	29 000	5,6	0,018	7 600	3,5	0,023
	0,14	5,5	4,0	800	500	15	52 000	6,7	0,017	9 900	3,8	0,023
	0,0	2,5	1,6	600	300	13	56 000	6,9	0,016	9 900	3,8	0,022
1,1	1,0	42	33	1900	1900	15	17 000	4,6	0,020	10 200	3,9	0,022
	0,6	28	19	1500	1300	16	33 000	5,8	0,018	11 700	4,1	0,021
	0,14	10	5,0	900	600	17	52 000	6,8	0,017	11 700	4,1	0,021
	0,0	4,5	1,9	700	300	14	58 000	7,0	0,016	10 200	3,9	0,022

основной уровень атома водорода), T и T' — температуры центральной звезды, полученные при использовании L и L' соответственно, R и R' — аналогичным образом полученные верхняя и нижняя границы радиуса центральной звезды. При вычислениях предполагалось, что звезда излучает как абсолютно черное тело.

В 1953 г. Гринстейн и Минковский [225] пересмотрели эту работу. Они обращают внимание на крайнюю ненадежность использовавшихся в [163] спектрофотометрических градиентов Ф и на сильную зависимость от них вычисленной T_e. Так, в [163] использовалось значение $\Phi = 1{,}75$ при $\lambda = 0{,}45$ *мк*. Если в действительности $\Phi = 1{,}35$, т. е. всего лишь на 0,45 меньше принятого, то вычисленное значение T_e равнялось бы бесконечности. Между тем ошибка в градиенте на 0,40 соответствует ошибке в показателе цвета всего лишь на 0,09, что вполне возможно в фотографической спектрофотометрии. Кроме того, подвергался сомнению полученный Минковским бальмеровский скачок, что вполне естественно после исследования Барбье. При новых вычислениях, выполненных в [225], предполагаемый химический состав горячей плазмы, моделирующей «аморфную массу», был несколько изменен. Рассматривались три модели: чисто водородная (a_1), чисто гелиевая (a_2) и «стандартная», состоящая из 15% водорода, 80% гелия и 5% остальных элементов (по числу атомов). Результаты вычислений Гринстейна и Минковского приведены в табл. 22.

Если бы, например, в непрерывном спектре Крабовидной туманности был обнаружен бальмеровский скачок $D = 1{,}04$, то это означало бы, что $T_e \sim 600\,000°$, если химический состав плазмы соответствует «стандартной» смеси, $T_e = 1\,000\,000°$, если бы плазма была чисто водородной, и $T_e = 250\,000°$, если бы плазма была чисто гелиевой.

ТАБЛИЦА 22

T_e, 10^4 *град*	«Стандартная» смесь				D		Ф
	D	N_i	N_e	$\frac{M}{M_\odot}$	a_1	a_2	
10	1,20	450	880	17,3	1,43	1,10	1,48
20	1,10	530	1030	20,4	1,20	1,05	1,41
40	1,05	620	1200	24,1	1,09	1,02	1,37
100	1,02	770	1500	30,0	1,04	1,01	1,35
200	1,01	1810	1810	36,1	1,02	1,01	1,35

Можно теперь резюмировать то представление о природе Крабовидной туманности, которое сложилось к 1953 г. из анализа ее непрерывного и линейчатого спектра обычными методами теоретической астрофизики. На периферии туманности в виде оболочки расположена сеть газовых волокон, расширяющаяся со скоростью $\sim 10^3$ *км/сек*. Концентрация частиц в этих газовых волокнах $\sim 10^3$ *см*$^{-3}$, а кинетическая температура $\sim 10^4$ *град*. Весь объем туманности занимает очень горячая и довольно плотная плазма, излучающая только непрерывный спектр. Это и есть «аморфная масса». Механизм ее излучения — свободно-свободные и свободно-связанные переходы в сильно ионизованном газе. Из того факта, что эмиссионные линии этой компонентой Крабовидной туманности не излучаются и никакого заметного скачка у границы серии Бальмера нет, следовал вывод, что температура этой плазмы не менее 100 000°. Наблюдаемая интенсивность излучения с непрерывным спектром при известном объеме излучающей области требует довольно высокой электронной концентрации $N_e \sim 10^3$ *см*$^{-3}$, откуда полная масса получается ~ 20—$50\ M_\odot$. Следуя аналогии с планетарными туманностями, исследователи, занимавшиеся этой проблемой, предполагали, что ионизует и тем самым поддерживает излучение этой плазмы некая «центральная звезда» — предположительно остаток вспышки сверхновой. За таковую принималась юго-западная звездочка 16-й величины в центральной части туманности. При таком предположении необходимо было принять, что ее радиус меньше $0{,}02\ R_\odot$, а поверхностная температура выше 500 000°. Правда, были попытки объяснить высокую температуру и плотность «аморфной массы» без привлечения очень горячей звезды-ядра, обладающей столь необычными характеристиками. Оорт, например, в 1951 г. высказал предположение, что туманность могла сохранить высокую температуру, соответствующую температуре недр взорвавшейся звезды. Он предполагал, что

процессы охлаждения для такой очень горячей массы газа идут весьма медленно. При этом, однако, совершенно было упущено из вида, что одно лишь адиабатическое охлаждение быстро расширяющегося газа охладит его до очень низкой температуры, если при этом не действуют сторонние источники нагрева. Если, например, первоначальная температура в недрах взорвавшейся звезды была $\sim 10^9$ *град* при радиусе $\sim 10^{11}$ *см*, то из уравнения адиабаты $PV^\gamma = \text{const}$ следует, что при $R \sim 10^{18}$ *см* (современные размеры Крабовидной туманности) $T \sim 10^2$ °K.

Согласно Рамсею высокая температура аморфной массы может поддерживаться радиоактивным распадом некоторых нестабильных изотопов, которые могли бы образоваться во время вспышки сверхновой [226]. Однако эта гипотеза представляет сейчас только исторический интерес. Впрочем, сама идея о важности радиоактивных процессов для вспышки сверхновой I типа в дальнейшем получила развитие (см. §§ 18, 19).

Описанная выше интерпретация спектров Крабовидной туманности сталкивается с рядом непреодолимых трудностей; на некоторых из них мы сейчас остановимся.

1. Масса очень горячей плазмы, ответственной за излучение Крабовидной туманности с непрерывным спектром, неприемлемо велика (20—50 $M_\odot$). В самом деле, Крабовидная туманность является остатком вспышки сверхновой I типа. Но такие сверхновые принадлежат ко второму типу звездного населения, так как они, в частности, вспыхивают в эллиптических галактиках. Все звезды второго типа населения — достаточно старые объекты. Поэтому согласно хорошо обоснованной наблюдениями современной теории эволюции звезд их массы не могут превосходить $(1{,}5—2)\,M_\odot$. Совершенно очевидно, что масса газовых остатков взорвавшейся звезды не может в десятки раз превосходить массу самой звезды.

2. Трудно понять отсутствие каких бы то ни было эмиссионных линий в спектре «аморфной массы». Если, например, последняя состоит преимущественно из водорода, то следовало бы ожидать очень интенсивных линий излучения серии Бальмера рекомбинационного происхождения. В самом деле, излучение единицы объема в линии H_β при $T \sim 10^4$ *град* имеет порядок $1{,}2 \cdot 10^{-25} N_e N_i$ *эрг/см³·сек*, причем зависит от T_e при достаточно высокой T_e по закону $\varepsilon_{H_\beta} \sim T_e^{-3/2}$. Излучение при свободно-свободных переходах в фиксированной области спектра (например, видимой) $\varepsilon_{ff} \sim T_e^{-1/2}$. При $T_e = 10^4$ *град* мощность этого излучения в видимой части спектра имеет тот же порядок величины, что и мощность излучения в линии H_β. Чтобы эта линия не наблюдалась на фоне континуума, обусловленного свободно-свободными переходами, температура плазмы должна составлять по крайней мере $\sim 10^7$ *град*.

Но при такой огромной T_e возникают новые трудности. Например, так как $\varepsilon_{ff} \sim T_e^{-1/2}$ (в ограниченной спектральной области), то полную массу газа следует увеличить еще в 3—4 раза, а она и без того неприемлемо велика. Нельзя, конечно, исключить возможность того, что относительное обилие водорода в горячей плазме невелико. Но тогда аналогичная проблема возникает при объяснении отсутствия эмиссионных линий гелия. Если температура лежит в пределах $3 \cdot 10^5 — 10^7$ *град*, то следует ожидать запрещенных эмиссионных линий железа, кальция, никеля и др. высоких стадий ионизации, которые наблюдаются в спектре солнечной короны. Их отсутствие требует температуры, превышающей 10^7 *град*, и еще большей массы.

3. Очень трудно понять, каким образом «выживают» сравнительно холодные газовые волокна ($T_e \sim 10^4$ *град*), окруженные со всех сторон горячей плазмой, образующей, по предположению, «аморфную массу». Сосуществование холодной и горячей плазмы, как известно, наблюдается в солнечной атмосфере: сравнительно холодные протуберанцы, температура которых примерно такая же, как и волокон Крабовидной туманности, очень часто со всех сторон окружены горячей ($T_e \sim 10^6$ *град*) корональной плазмой. Однако в этом случае плотность холодной плазмы протуберанцев примерно на два порядка больше, чем горячей плазмы короны, поэтому газовые давления равны и протуберанцы могут находиться в состоянии механического равновесия. Наличие магнитных полей препятствует их прогреву механизмом теплопроводности [87]. Совершенно другая ситуация имеет место в Крабовидной туманности. Там плотности газа в волокнах и в модели «аморфной массы» почти равны. Нужно еще учесть, что волокна сейчас находятся на периферии туманности, как бы охватывая «аморфную массу» со всех сторон. Следовательно, было время, когда они, расширяясь, находились «в самой гуще» аморфной массы. Почему они не исчезли вследствие давления «аморфной массы», почему не перемешались? Ведь их суммарная масса почти в тысячу раз меньше массы горячей плазмы, которая согласно теории Минковского — Гринстейна ответственна за излучение Крабовидной туманности с непрерывным спектром.

4. Крабовидная туманность является мощным источником радиоизлучения. Это радиоизлучение никак нельзя считать тепловым излучением горячей плазмы, образующей, по предположению, «аморфную массу». Расчеты показывают, что в этом случае поток радиоизлучения от Крабовидной туманности был бы примерно в 1000 раз меньше наблюдаемого. Тем самым доказано, что радиоизлучение Крабовидной туманности нельзя объяснить гипотетической горячей плазмой, образующей «аморфную массу». Более того, поляризационные наблюдения на волне 20 *см* (которые,

правда, были проведены после 1953 г.; см. § 11) совершенно исключают возможность существования какой бы то ни было плазмы с концентрацией свободных электронов $N_e > 1$ *см*$^{-3}$ (см. § 11). Таким образом, радиоастрономические наблюдения не согласуются с гипотезой Минковского.

5. Наличие замечательных изменений в фотометрической структуре Крабовидной туманности, открытых еще несколько десятилетий тому назад Лампландом [49] (см. ниже), никак нельзя объяснить на основе классических представлений о механизме свечения газовых туманностей.

Перечисленные выше трудности привели в 1953 г. автора этой книги к выводу, что интерпретация излучения аморфной массы, предложенная Минковским и основанная на классических представлениях физики газовых туманностей, является неправильной. Взамен классических представлений была выдвинута совершенно новая идея радикального характера, исходя из которой вся проблема Крабовидной туманности была поставлена на новые рельсы [227]. Первоначальный ход рассуждения был такой: если наблюдаемое радиоизлучение Крабовидной туманности нельзя считать продолжением оптического излучения ее «аморфной массы», то почему бы не считать это оптическое излучение продолжением заведомо нетеплового радиоизлучения на область высоких частот? Перед этим нами была выдвинута и обоснована гипотеза о синхротронной природе радиоизлучения Крабовидной туманности и других остатков вспышек сверхновых [215]. Следовательно, нужно было попытаться объяснить оптическое излучение аморфной массы синхротронным механизмом. Выше было показано, что спектральная плотность потока в непрерывном оптическом спектре Крабовидной туманности почти в 400 раз меньше, чем в метровом диапазоне. С другой стороны, спектральная плотность радиоизлучения убывает с ростом частоты. Если между 100 и 10 000 *Мгц*, т. е. на протяжении около 7 октав, спектральная плотность потока уменьшилась почти в четыре раза, то почему бы ей на протяжении последующих 15 октав, остающихся до оптической области ($\nu \sim 7 \cdot 10^{14}$ *гц*), не уменьшиться еще в 100 раз? Судя по имевшимся тогда данным (см., например, рис. 90), в оптической области спектральная плотность потока убывает с ростом частоты по степенному закону $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 1$. Это заметно круче, чем в радиодиапазоне ($\alpha \approx 0{,}3$; см. § 11). Радиоизлучение возникает при движении релятивистских электронов с энергией 10^8—10^9 *эв* в магнитном поле $H \sim 10^{-3}$—10^{-4} *э*. Естественно предположить, что релятивистские электроны в Крабовидной туманности обладают довольно широким энергетическим спектром, который простирается до 10^{11}—10^{12} *эв* и даже дальше. Так как частота, на которую приходится максимум синхротронного излучения одного релятивистского электрона, пропорциональна квадрату его энергии E (при $H_\perp = \text{const}$), то при том же значении магнитного поля Крабовидной туманности электроны с энергией $\sim 3 \cdot 10^{11}$ *эв* будут излучать синхротронным механизмом уже в оптическом диапазоне частот.

Оценим концентрацию ультрарелятивистских электронов, ответственных за оптическое излучение «аморфной массы», которое предполагается синхротронным. Обратим внимание на тот факт, что приблизительно 40% потока излучения от Крабовидной туманности (в основном от ее «аморфной массы») исходит из центральной области, угловые размеры которой 2′. Около $\lambda = 4250$ Å ($\nu = 7 \cdot 10^{14}$ *гц*) в предположении, что $m_{ph} = 9{,}0$, а $F_\nu \propto \nu^{-1}$, спектральная плотность потока равна $2{,}25 \cdot 10^{-23}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*. Так как спектральный индекс оптического синхротронного излучения близок к $\alpha \approx 1$, то показатель степени в энергетическом спектре релятивистских электронов в области энергий 10^{11}—10^{12} *эв* должен быть близок к $\gamma \approx 3$. Теперь имеются все данные для того, чтобы по основной формуле синхротронной теории (6.7) вычислить величину K, а затем полную концентрацию релятивистских электронов. При этом $U(\gamma) = 0{,}087$. Выполнив вычисления, найдем, что $K = 2{,}6 \cdot 10^{-9}$, причем для $H_\perp$ принято значение $7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э* (см. § 11), а $\gamma = 2{,}6$. Далее, имеем

$$N(E > E_1) = K \int_{E_1}^{\infty} E^{-2{,}6}\, dE = 5 \cdot 10^{-9}\ \text{см}^{-3},$$

где $E_1 = 3 \cdot 10_{11}$ *эв*. Плотность энергии релятивистских электронов с $E > E_1$ будет равна

$$w_{\text{р. э}} = K \int_{E_1}^{\infty} \frac{dE}{E^{\gamma-1}} = 1{,}66 K E_1^{-0{,}6} = 2{,}6 \cdot 10^{-9}\ \text{эрг/см}^3.$$

Такого же порядка и плотность энергии более «мягких» релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение туманности.

Выполненный расчет носит предварительный характер. Из него, однако, со всей очевидностью следует, что никакой горячей плотной плазмы для объяснения оптического излучения «аморфной массы» Крабовидной туманности не требуется. Совершенно ничтожное количество релятивистских электронов с достаточно высокой энергией вполне обеспечивает оптическое излучение наблюдаемой интенсивности. Если считать, что на каждый релятивистский электрон в «аморфной массе» приходится один протон, то масса вещества (в форме релятивистских частиц), достаточная

для обеспечения наблюдаемого свечения Крабовидной туманности, оказывается всего лишь $\sim 10^{23}$ *г*, что в десятки тысяч раз меньше массы земного шара и в миллиард раз меньше массы газа в волокнах. Конечно, кроме релятивистских частиц в «аморфной массе» должно быть некоторое количество межзвездного газа, который оптически себя не проявляет. Однако масса этого газа невелика. Можно, следовательно, сделать вывод, что «реальная» Крабовидная туманность (т. е. остатки выброшенной во время взрыва сверхновой 1054 г. газовой оболочки плюс «нагребенная» межзвездная среда) — это система волокон. Так называемая «аморфная масса» почти невесома. И только исключительное состояние вещества во внутренней части Крабовидной туманности — прежде всего, наличие там релятивистских электронов сверхвысоких энергий и довольно сильного магнитного поля — делает ее источником излучения совершенно особой, неравновесной природы, которое отчасти попадает в оптический диапазон.

Все перечисленные выше трудности интерпретации непрерывного оптического излучения Крабовидной туманности были связаны с допущением, что это — тепловое излучение довольно плотной, очень горячей плазмы. Коль скоро новая интерпретация оптического излучения Крабовидной туманности с непрерывным спектром совершенно не нуждается в допущении о существовании такой плазмы, эти трудности автоматически снимаются. Попутно снимается еще одна трудность, о которой мы не упоминали. Представлялось непонятным, почему на месте вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. имеются только клочки туманностей совершенно ничтожной яркости (см. § 15): ведь эти сверхновые также принадлежали к I типу. Почему же они так радикально отличаются от сверхновой 1054 г.? Ответ на этот вопрос в рамках новой теории состоит в том, что энергетический спектр релятивистских частиц в Крабовидной туманности сравнительно плоский (спектральный индекс Крабовидной туманности в радиодиапазоне очень мал, $\alpha \sim 0{,}28$), в то время как у радиоисточников, связанных со вспышками сверхновых Кеплера и Тихо, спектральный индекс значительно больше (см. § 15), следовательно, энергетический спектр релятивистских электронов гораздо круче. Поэтому релятивистских электронов с достаточной большой энергией ($E > 10^{12}$ *эв*) в Крабовидной туманности должно быть существенно больше, чем в остатках вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. Другой вопрос: чем объясняется различие энергетических спектров релятивистских частиц у различных остатков вспышек сверхновых? Но ответ на этот вопрос связан с пониманием механизма ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий в остатках вспышек сверхновых. Вполне естественно, однако, что условия ускорения у разных объектов могут быть и не тождественными.

Однако снятие затруднений старой теории (что само по себе, конечно, важно) еще не означает, что новая теория — единственно правильная из всех возможных. Чтобы это стало так, необходимо, основываясь на новых представлениях, предсказать такие эффекты, которые до этого либо были совершенно не известны, либо казались абсолютно непонятными. Такое предсказание и было сделано И. М. Гордоном после опубликования нашей работы. Если оптическое излучение Крабовидной туманности с непрерывным спектром имеет синхротронную природу, оно должно быть поляризовано. Эту поляризацию можно наблюдать при условии, что магнитное поле не носит мелкоячеистого, крайне запутанного характера. Так как заранее структура магнитного поля в Крабовидной туманности не была известна, то только специально поставленные наблюдения могли решить такую задачу. Сказать заранее, например, чему должна быть равна усредненная степень поляризации от всей туманности (которая могла, скажем, изучаться фотоэлектрическим методом при размере диафрагмы, равном угловым размерам туманности), теория не могла. Ведь тогда еще не было измерений поляризаций сантиметрового радиоизлучения Крабовидной туманности. Напомним, что поляризационные измерения в радиодиапазоне были выполнены после аналогичных оптических измерений и стимулировались новой теорией (см. § 11). Заметим, что если бы результаты измерений поляризации оптического излучения Крабовидной туманности оказались отрицательными, это не опровергло бы новую теорию. Такие результаты можно было бы интерпретировать крайне запутанной и хаотической структурой магнитного поля в Крабовидной туманности. Ведь и до сих пор не обнаружена линейная поляризация на сантиметровых волнах у такого ярчайшего источника, как Кассиопея-А, хотя теперь никто не сомневается в синхротронной природе его радиоизлучения.

Такова была обстановка, когда советские астрофизики-наблюдатели В. А. Домбровский и М. А. Вашакидзе независимо друг от друга и разными методами приступили к измерениям возможной поляризации оптического излучения Крабовидной туманности. В.А. Домбровский проводил свои наблюдения в самом конце 1953 г. на Бюраканской обсерватории [228]. Он пользовался фотоэлектрической методикой, используя очень широкую диафрагму в 3′. Сквозь эту диафрагму проходило около 50% излучения от всей туманности. Сразу же была обнаружена заметная степень поляризации — около 13%. Направление электрического вектора составляло угол около 20° с галактическим экватором. При небольших перемещениях диафрагмы в пределах изображения Крабовидной туманности характер ее поляризации оставался неизменным. Аналогичные результаты были получены в Абастуманской обсер-

ватории М. А. Ваншакидзе, который пользовался фотографической методикой [229]. Ваншакидзе был первый, кто подчеркнул, что степень поляризации отдельных деталей Крабовидной туманности настолько велика, что ее изображения при различных ориентациях поляроидов имеют различный вид.

Советские астрономы в то время выполнили и другие поляризационные наблюдения Крабовидной туманности. Г. А. Шайн, С. Б. Пикельнер и Р. Н. Ихсанов изучали поляризацию этого объекта фотографическим методом на 40-*см* астрографе Крымской астрофизической обсерватории [230]. Поляроид был помещен перед пластинкой, причем фотографирование проводилось при трех его ориентациях. Диафрагма микрофотометра была 0,1 *мм*, что при фокусном расстоянии 140 *см* соответствовало 13″. Таким образом, впервые исследовалось распределение степени поляризации по туманности. Было обнаружено, что в пределах туманности поляризация сильно меняется по величине и направлению. Это исключало возможность объяснения поляризации ориентированными пылинками в межзвездном пространстве, которыми, как известно, объясняется поляризация звезд. Впрочем, поляризация Крабовидной туманности слишком велика, чтобы иметь межзвездное происхождение. Согласно [230] средняя степень поляризации оптического излучения Крабовидной туманности равна 8%, что довольно близко к обнаруженной позже поляризации потока радиоизлучения на сантиметровом диапазоне. К сожалению, по причинам инструментального характера, количественных измерений поляризации в разных точках туманности провести было нельзя. Только для четырех точек, где поляризация оказалась особенно высокой, была измерена ее степень. На рис. 91, сейчас представляющем уже только исторический интерес, стрелками указаны направления электрических векторов по отношению к наиболее ярким газовым волокнам.



Рис. 91. Схема поляризации Крабовидной туманности [230].

Следует еще раз подчеркнуть невозможность объяснения обнаруженной поляризации Крабовидной туманности влиянием пылевой компоненты межзвездной среды. В этой области неба межзвездное поглощение (а следовательно, связанная с ней межзвездная поляризация) довольно незначительно. В самой туманности присутствие сколько-нибудь значительного количества пыли исключено. Это следует хотя бы из одинаковой (в среднем) яркости обеих компонент линий λ 3727, излучаемой «передней» и «задней» половинами расширяющейся туманности (см. рис. 68). Следовательно, причиной наблюдаемой довольно высокой поляризации Крабовидной туманности может быть только специфика механизма излучения ее непрерывного спектра.

В 1955 г. поляризацию Крабовидной туманности фотографическим методом исследовал на Бюраканской обсерватории Э. Е. Хачикян, который использовал для этой цели небольшую камеру Шмидта с диаметром 20 *см* [231]. Использованная им диафрагма микрофотометра соответствовала площадкам негатива 20″. Он также обнаружил, что степень поляризации сильно меняется в пределах туманности, доходя для отдельных областей до рекордно большого для астрофизики значения 50—60%! Такая высокая степень поляризации наблюдается в области наибольшей яркости «аморфной массы». Кроме того, Хачикян впервые обнаружил, что для больших участков туманности направления электрического вектора очень близки, что указывает на значительную однородность магнитного поля в Крабовидной туманности — результат довольно неожиданный. Средняя степень поляризации для всей туманности у него получилась около 20%, что явно завышено, как это показали дальнейшие более тщательные исследования.

Таким образом, советские наблюдатели очень быстро смогли подтвердить предсказанное новой теорией замечательное явление поляризации излучения Крабовидной туманности с непрерывным спектром. Причиной их успеха явилось не столько совершенство применяемой ими методики и большие размеры телескопов (дело обстояло как раз наоборот!), сколько исключительно высокая степень поляризации света от этой туманности. Не подлежит никакому сомнению, что уровень астрономической техники конца XIX и самого начала XX в. позволил бы тогда обнаружить поляризацию оптического излучения Крабовидной туманности, если бы кому-нибудь могло прийти в голову, что оно должно быть поляризовано. Пожалуй, хорошо, что такая поляризация тогда не была обнаружена случайно. Это открытие перепутало бы все астрономические представления того времени, что могло затормозить прогресс астрономических исследований. Вспомним, что тогда еще не было специальной теории относительности, одним из следствий которой является синхротронный механизм излучения.

В 1954 г., во время торжеств по случаю восстановления полностью разрушенной во время войны Пулковской обсерватории, автор этой книги сообщил присутствовавшему на торжествах проф. Оорту о новой теории оптического свечения Крабовидной туманности и о подтверждении этой теории поляризационными наблюдениями. Тотчас же по прибытии в Голландию проявивший больший интерес к этой теории проф. Оорт, до этого много занимавшийся Крабовидной туманностью, пересмотрел программу наблюдений этой туманности на Лейденской обсерватории. К тому времени там

была подготовлена фотоэлектрическая установка для систематических наблюдений удивительных вариаций яркости, обнаруженных (и никогда не опубликованных) Бааде в 1938 г. и задолго до него — Лампландом в 1921 г. (см. ниже). Эта программа была заменена программой поляризационных исследований, имеющих цель подтвердить и уточнить результаты советских астрономов. Результаты этих исследований были опубликованы Оортом совместно

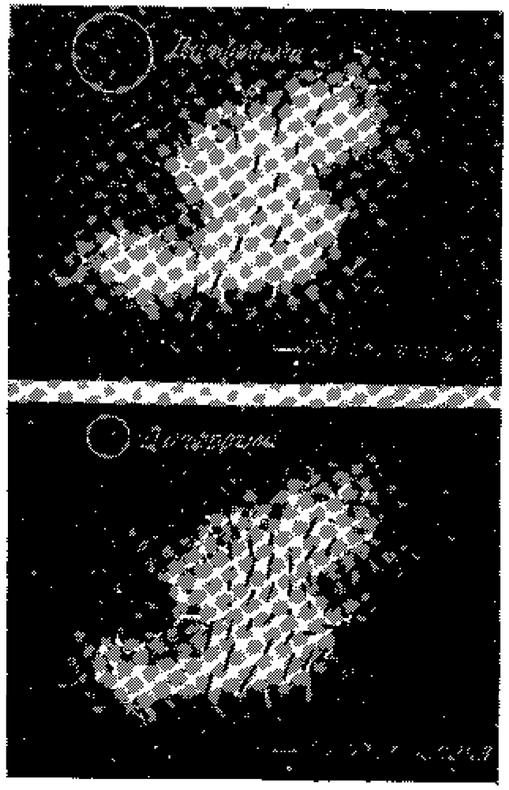


Рис. 92. Фотоэлектрические наблюдения поляризации Крабовидной туманности с диафрагмами 1′ и 0′,5 [232].

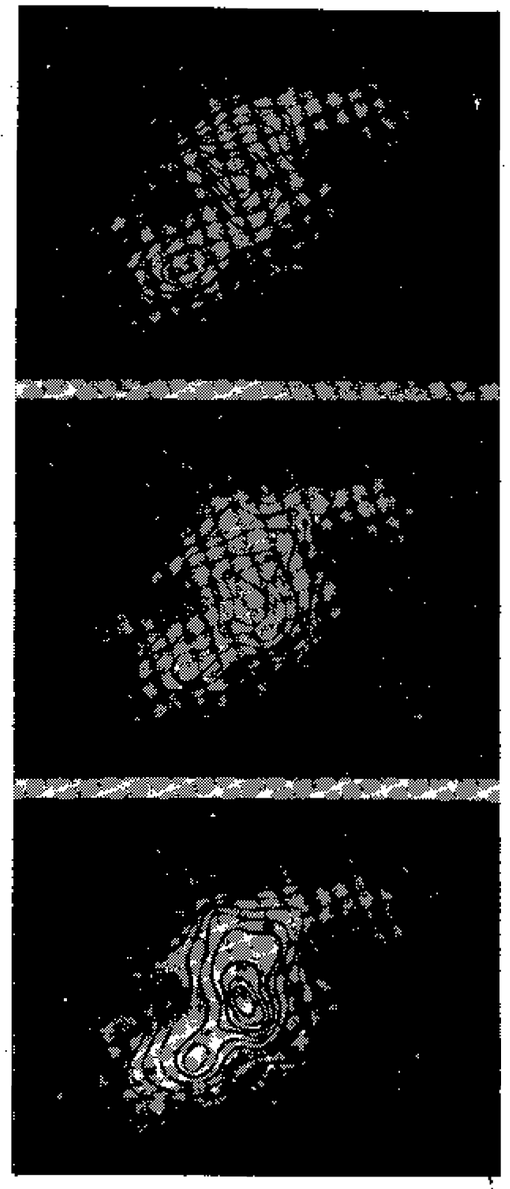


Рис. 93. Изофоты Крабовидной туманности в поляризованном свете при различных ориентациях поляроида [232].

с Вальравеном в большой статье [232]. При фотоэлектрических поляризационных наблюдениях, которые проводились голландскими исследователями, были использованы довольно большие диафрагмы различных размеров. На основании тщательных измерений с диафрагмами, диаметр которых был 1′ и 0′,5, была найдена средняя степень поляризации, оказавшаяся равной $9{,}3 \pm 0{,}3\%$, что близко к результату Шайна, Пикельнера и Ихсанова [230]. Степень поляризации p в отдельных областях (при усреднении p по диафрагме 0′,5) менялась от нескольких процентов до 34%.

Весьма вероятно, что при меньшей диафрагме степень поляризации отдельных деталей была бы еще больше. Хотя наблюдаются различные ориентации электрического вектора, но тенденция к параллельности векторов для большой области в центральной части, несомненно, имеется. Внутри области радиусом 1′ в центре туманности не была обнаружена корреляция между степенью поляризации и расстоянием до центра. В этой области степень поляризации не зависит от поверхностной яркости. Во внешней области туманности усредненная по размерам диафрагмы степень поляризации быстро падает.

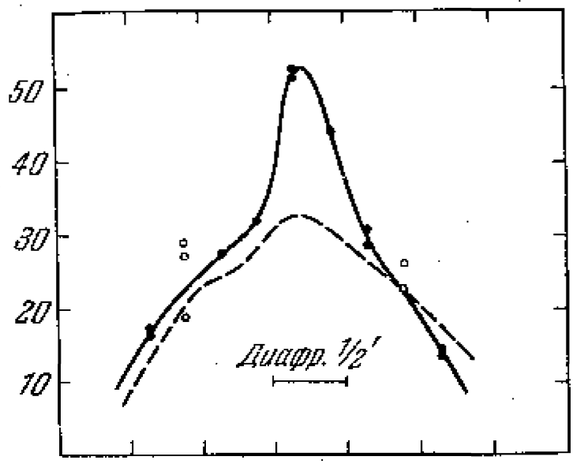


Рис. 94. Распределение интенсивности поляризованного излучения Крабовидной туманности для двух направлений [232].

Результаты фотоэлектрических наблюдений Оорта и Вальравена представлены на фотографии Крабовидной туманности, полученной Бааде (рис. 92). Кружки обозначают размеры использованных диафрагм. На этих фотографиях размеры черточек пропорциональны наблюдаемой степени поляризации, а их направления совпадают с направлением электрических векторов. На рис. 93 приведены изофоты Крабовидной туманности в поляризованном свете. Изофоты туманности, полученные без поляроидов, были приведены на рис. 64. Наиболее сильная поляризация наблюдается вблизи центра Крабовидной туманности. На рис. 94 представлено распределение интенсивности поляризованного излучения вдоль некоторого направления для двух взаимно перпендикулярных ориентаций поляроидов. Острый максимум на сплошной кривой указывает на очень сильную степень поляризации. Исследование Оорта и Вальравена имело очень большое значение для внедрения новых идей о природе Крабовидной туманности среди зарубежных астрономов. Эта работа была сделана весьма

тщательно, а авторитет Оорта как ведущего европейского астронома как бы «открыл семафор» новой теории.

Наконец, в сентябре 1955 г. поляризационные наблюдения Крабовидной туманности стали проводиться на крупнейшем телескопе мира — 200-дюймовом рефлекторе Маунт Паломар. Бааде получил серию превосходных фотографий, снятых при различных ориентациях поляроидов [233]. Он использовал фильтр, пропускающий излучение в области $\lambda = 5400—6400$ Å, где вклад эмиссионных линий от газовых волокон незначителен. На рис. 95 приведены четыре таких фотографии, полученные при различных ориентациях поляроидов, указанных стрелками. Эти фотографии невольно поражают воображение. Отдельные яркие детали полностью исчезают на одной или двух фотографиях, в то время как на других они видны очень отчетливо. Некоторые области Крабовидной туманности при повороте поляроида изменяются до неузнаваемости. Например, в северо-западной части туманность большая яркая деталь, на которую проектируются три звезды, при повороте поляроида на 90° полностью исчезает. Сильнейшие изменения при таком повороте наблюдаются также и в юго-восточной части туманности. Изменения настолько велики, что создается впечатление, что фотографии относятся к различным объектам. Такие огромные изменения в распределении интенсивности наглядно демонстрируют, что излучение отдельных деталей почти полностью линейно поляризовано.

Пластинки, на которых были получены эти фотографии, калибровались, что позволило Волтье (которому Бааде передал оригинальные негативы) провести фотометрическую обработку этих наблюдений. Результаты этой обработки приведены на рис. 96. Черточки дают представление о степени поляризации и направлении электрического вектора. Кружок в верхней левой части указывает на размеры диафрагмы фотометра, по которым усреднены результаты измерений. Для самой яркой центральной части туманности средняя квадратичная ошибка в измерении степени поляризации оценивается в 2,8%, а средняя ошибка в определении позиционного угла — в 4° (для площадок со степенью поляризации 20%).

Довольно тщательные электрофотометрические наблюдения поляризации оптического излучения Крабовидной туманности были выполнены в 1957 г. независимо Вальравеном [235] и Хильтнером [238]. Не останавливаясь на деталях, приведем результаты измерений Хильтнера, которые кажутся нам более надежными (рис. 97).

Согласно теории синхротронного излучения направление электрического вектора перпендикулярно к направлению магнитного поля в излучающей области. Сравнительно регулярный характер поляризации в Крабовидной туманности позволяет построить

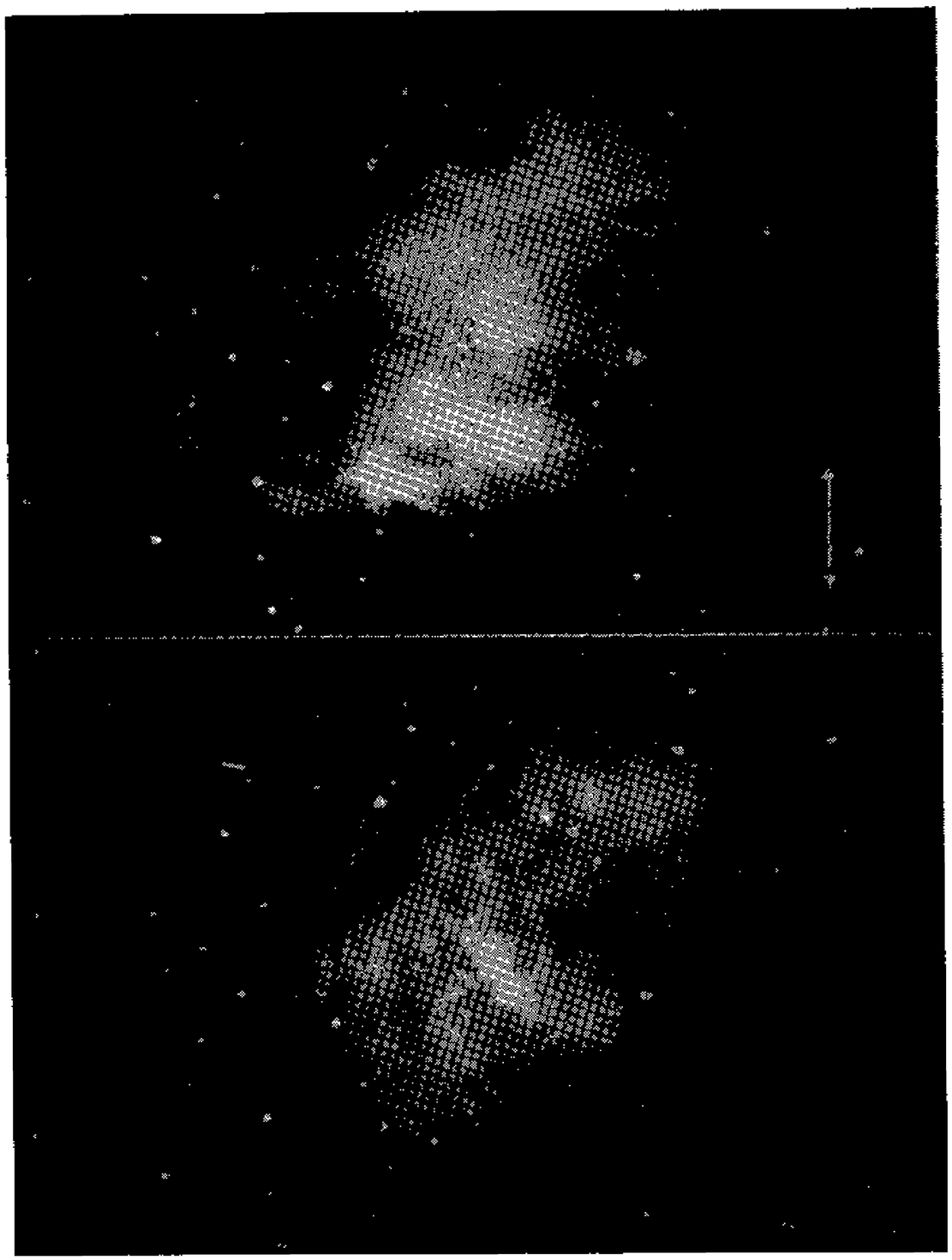


Рис. 95. Фотографии «аморфной массы» Крабовидной туманности, полученные при различных ориентациях поляроидов [233].

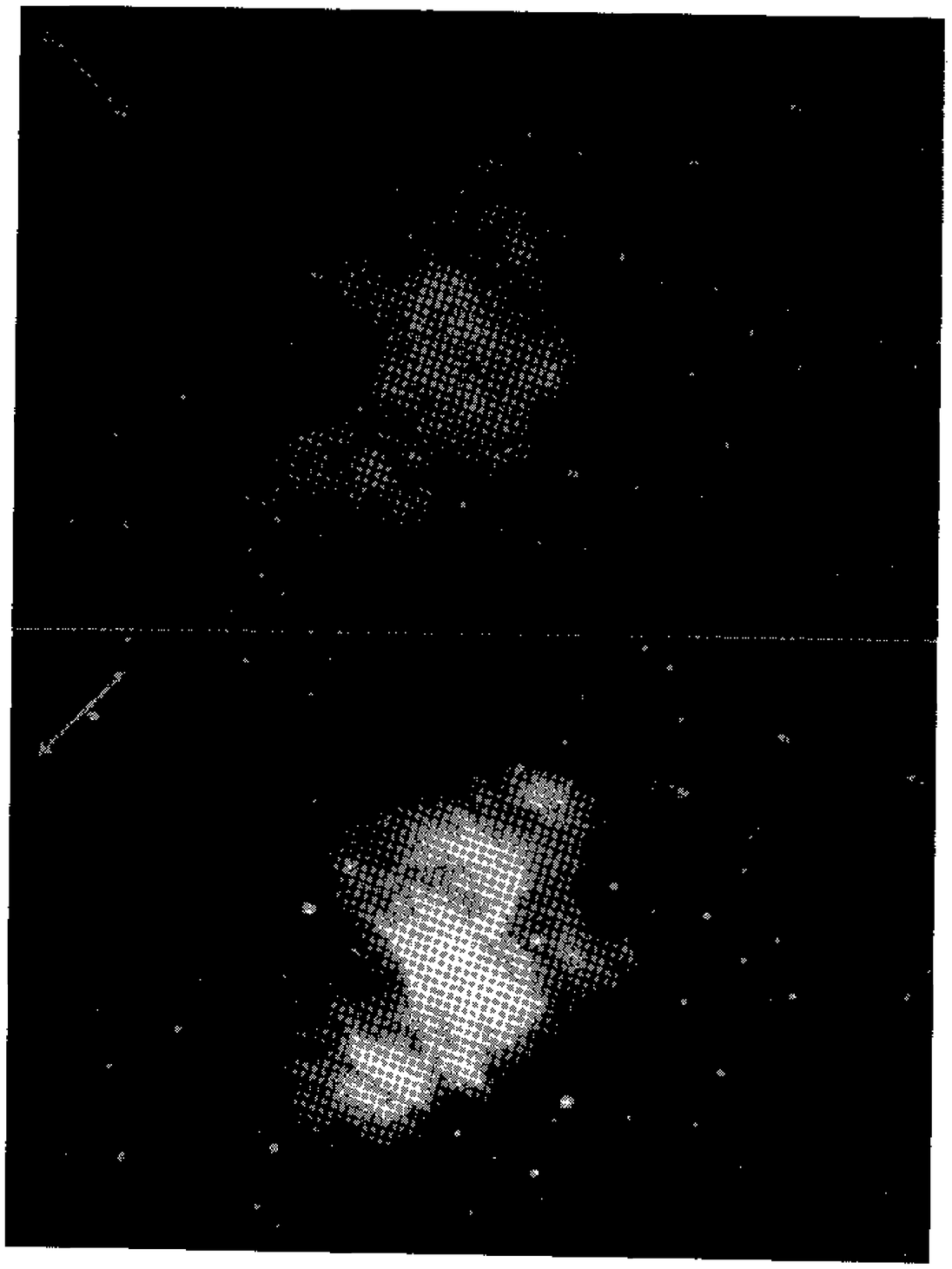


Рис. 95. Фотографии «аморфной массы» Крабовидной туманности, полученные при различных ориентациях поляроидов [233].

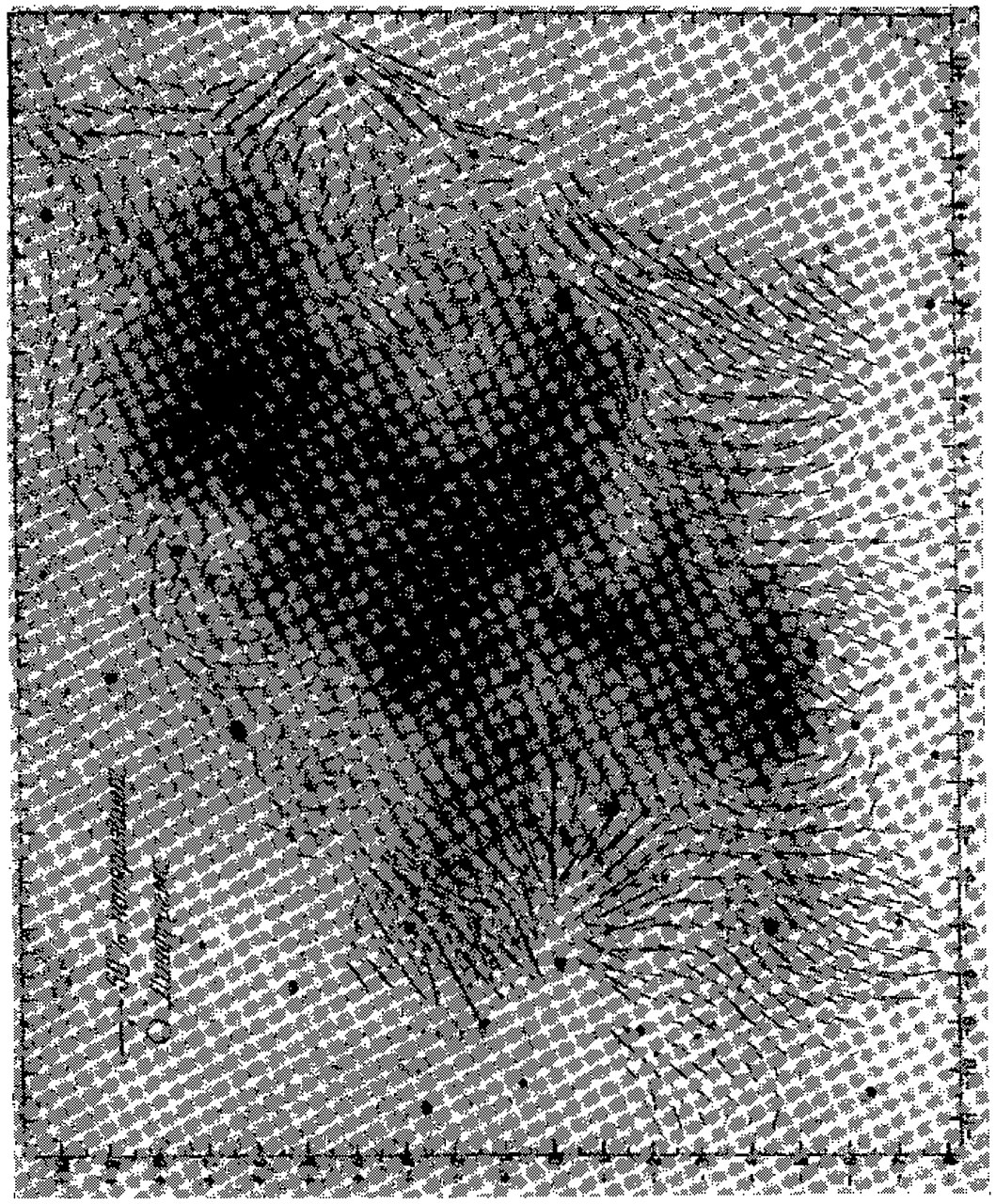


Рис. 96. Поляризация Крабовидной туманности, полученная из фотографических наблюдений [157].

систему линий, ортогональных к наблюдаемым векторам поляризации, которая даст представление о структуре магнитного поля. Такая «магнитная карта» Крабовидной туманности была впервые построена Оортом и Вальраненом (рис. 98). Следует, конечно, иметь в виду, что эффект проекции очень затрудняет

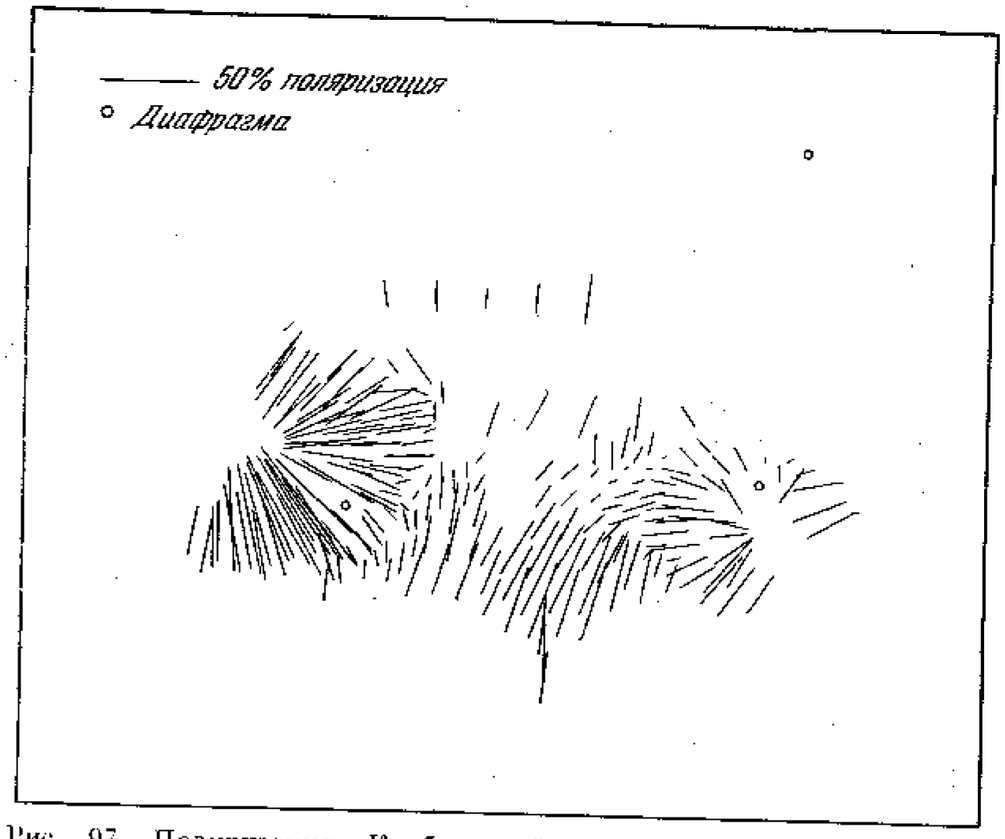


Рис. 97. Поляризация Крабовидной туманности, полученная из электрофотометрических наблюдений. Маленькие кружки — яркие звезды [238].

составление такой карты. Тем не менее, некоторые очень интересные особенности структуры магнитного поля бросаются в глаза. Прежде всего, направления магнитных полей совпадают с направлениями вытянутости отдельных деталей «аморфной массы». Это очень хорошо заметно, например, в области «залива» в юго-восточной части туманности. Отсюда непосредственно следует вывод, что отдельные «сгустки» релятивистских электронов движутся вдоль магнитных силовых линий. Магнитные силовые линии являются как бы «направляющими» для такого движения, препятствуя диффузии релятивистских частиц в перпендикулярном направлении. Такая картина может наблюдаться только тогда, когда плотность энергии магнитного поля больше плотности

энергии релятивистских частиц. В противном случае давление последних «разметало» бы силовые линии, и релятивистский газ за несколько лет покинул бы область туманности. Очень интересно положение силовых линий по отношению к газовым волокнам Крабовидной туманности. На рис. 98 схематически приведено

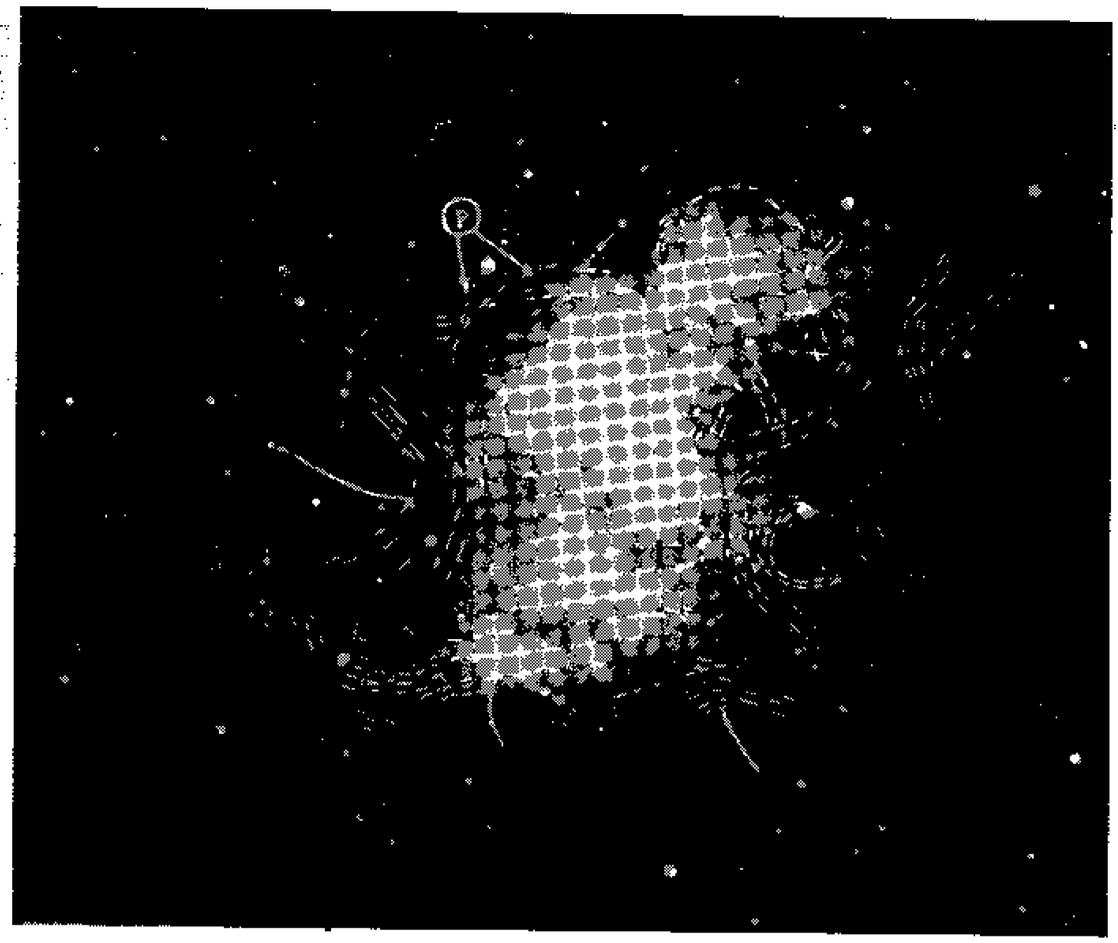


Рис. 98. Схема магнитных полей в Крабовидной туманности [232].

расположение наиболее ярких волокон и магнитных силовых линий. Отчетливо видно, что магнитные силовые линии выгибаются в виде гигантских дуг в пространство между волокнами. Такая конфигурация волокон и силовых линий, конечно, не случайна.

Дело обстоит так, как если бы волокна сдерживали расширение поля. При этом силовые линии огибают волокна и выпучиваются в промежутках между ними. Вся картина очень похожа

на взаимоотношение спокойных протуберанцев и магнитного поля в солнечной атмосфере. Как известно, спокойные протуберанцы располагаются там, где поле горизонтально, что объясняется соображениями устойчивости. С. Б. Пикельнер показал, что сама картина поля в Крабовидной туманности определяется соотношением сил давления релятивистских частиц и «противодействием» газовой оболочки [351]. Поле как бы выдавливается космическими лучами в «слабых» местах. При этом газ скатывается вдоль силовых линий в «долины», образуя волокна. При этом плотность газа в местах, где она была мала, уменьшается еще более, силовые линии выпячиваются, а волокна сжимаются.

В конце концов устанавливается такое состояние, когда силовые линии как бы закреплены в волокнах, а в промежутках между волокнами образуют дуги, натяжение в которых, уже без помощи газа, компенсирует давление релятивистских частиц.

Зная толщину газовой оболочки, содержащей волокна, а также среднее расстояние между волокнами, можно оценить соотношение между энергиями поля и релятивистских частиц. Оценки, выполненные в [351], позволяют сделать вывод, что в Крабовидной туманности энергии поля и релятивистских частиц сравнимы. Если бы, например, энергия последних была заметно больше энергии поля, дуги вытягивались бы на большие расстояния и вообще не могли бы быть стационарными. Наоборот, если бы преобладала энергия поля, кривизна дуг была бы небольшой.

В цитированной выше работе Оорта и Вальравена впервые было обращено внимание на совершенно особый круг явлений, касающихся свечения Крабовидной туманности. Эти казавшиеся непонятными явления, открытые еще Лампландом в 1921 г., очень долго не привлекали к себе внимания исследователей. Лампланд отметил удивительные метаморфозы в распределении яркости Крабовидной туманности [49]. Сравнивая свои фотографии Крабовидной туманности, полученные в 1913 и 1921 г., он обнаружил большие изменения в яркости отдельных ее деталей. Необходимо подчеркнуть, что речь идет не о регулярном расширении волокон (см. § 11), а об изменениях яркости и очертаний целых областей туманности. Например, в 10″ к северо-западу от центральной звезды он обнаружил деталь, которая за восемь лет заметно увеличила свою яркость и стала значительно более узкой. «Эта малая конденсация,— пишет Лампланд,— развилась из небольшой диффузной массы, наблюдавшейся на снимках в 1913 г. Изменение структуры ее создает впечатление, что ее внутренняя граница как бы удаляется от центральной звезды, а сама деталь как бы сжимается в более яркую, узкую и четко очерченную массу». Лампланд также обнаружил изменения более крупного масштаба. Например, на снимках 1921 г.

большая деталь размерами 48″×15″ в 45″ к северо-западу от центральной звезды выглядела значительно более резко очерченной, чем на ранних негативах.

Только спустя два десятилетия Бааде стал изучать вариации распределения яркости в Крабовидной туманности. Зимой 1942—1943 гг. он обнаружил и исследовал удивительные изменения, которые происходят в центральной части туманности. Временами в этой области возникают маленькие яркие конденсации, как правило, вытянутой формы, которые очень быстро движутся через Крабовидную туманность (если, конечно, учесть расстояние до нее). На рис. 99 приведена схема, дающая грубую фотометрическую структуру центральной части туманности. Два маленьких кружка обозначают центральные звездочки, причем Бааде и Минковский предполагали, что юго-западная звездочка является бывшей сверхновой. Угловое расстояние между двумя звездочками (являющимися, скорее всего, оптически двойной системой) равно 4″,9. Как показали наблюдения Бааде, деталь структуры туманности, обозначенная на рис. 99 как *b*, представляет собой более или менее стационарное образование. Ее центр расположен на расстоянии около 10″ от юго-западной звездочки. Другая же деталь, *a*, ведет себя совершенно иначе. Она меняет свои положение, очертания и яркость. Бааде следующим образом описывает изменения этой детали: «Она появляется как яркое вытянутое пятно (иногда, впрочем, форма пятна бывает круглой), всегда в пространстве между центральной звездой и деталью *b*. Сколько бы я ни наблюдал, она никогда не появлялась ближе, чем на расстоянии 7″ от прямой, соединяющей две звездочки. В дальнейшем деталь *a* движется к западу, в направлении, почти перпендикулярном к указанной прямой. Во время этого движения ее яркость непрерывно уменьшается. Обычно деталь *a* исчезает, почти дойдя до «перманентной» детали *b*. Только в одном случае я наблюдал, что деталь *a* сомкнулась с деталью *b*. В конце 1944 г. я сделал попытку описать развитие детали *a*».

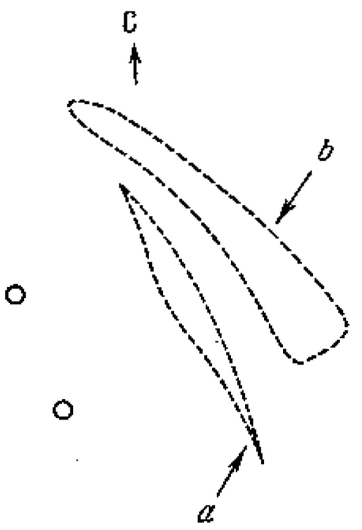


Рис. 99. Схема фотометрической структуры центральной части Крабовидной туманности [232].

Далее приводятся следующие записи:

«...1944 г., октябрь 11. Вытянутый «жгут» (примерно такого вида, как изображенный на рис. 99.— *И. Ш.*), находится на расстоянии $d = 7″,17$ от прямой, соединяющей две звездочки.

1944 г., ноябрь. Плохая погода мешала наблюдениям.

1944 г., декабрь 18. Деталь *a* сохранила первоначальную форму, но значительно уменьшила свою яркость. Она продвинулась на запад и сейчас расположена на расстоянии $d = 8'',18$ от указанной выше прямой. При просмотре на блинк-компараторе движение детали между октябрем и декабрем очень сильно заметно.

1945 г., январь 15. Деталь *a* все еще различима, однако она стала настолько слабой, что измерять ее на микрофотометре уже нельзя. Однако сравнения на блинк-компараторе показывают, что движение ее на запад продолжается. На этой январской фотографии видна новая яркая деталь *a* круглой формы, но появившаяся на расстоянии $d = 7'',06$ от базисной линии».

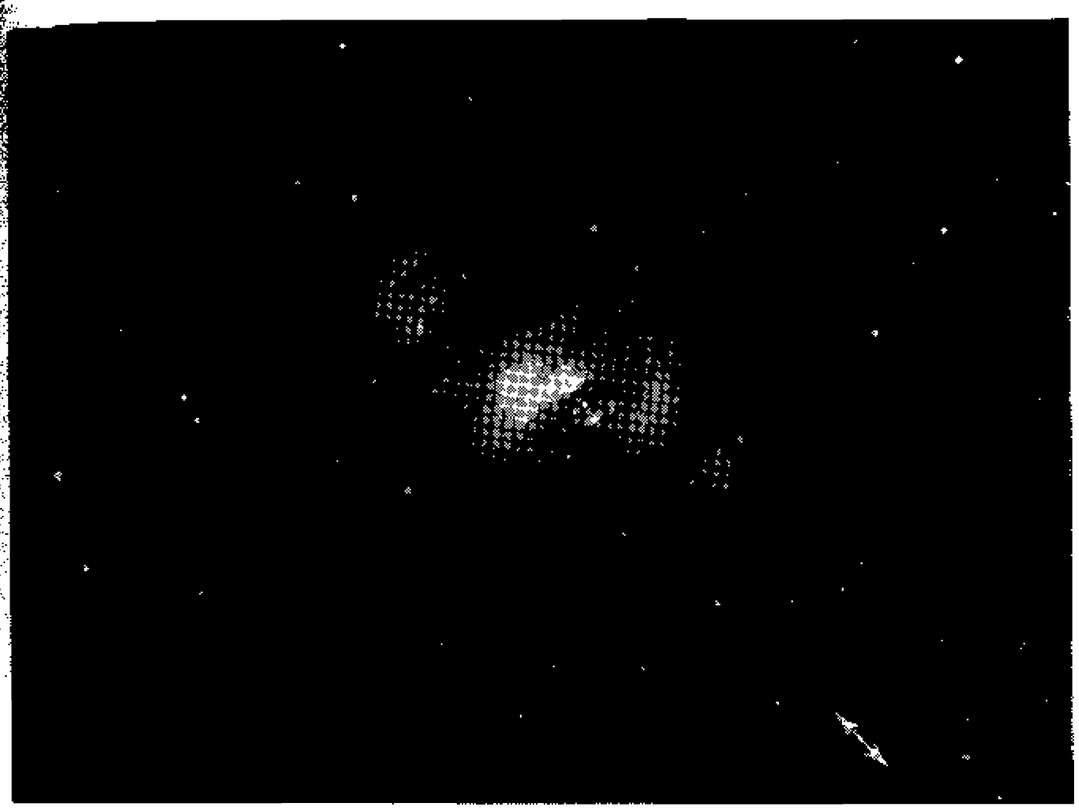
Согласно грубым оценкам Бааде интегральная звездная величина детали *a* вскоре после ее появления была на 1^m слабее центральной звездочки, что составляет, примерно, $^1/_{1500}$ потока оптического излучения от всей Крабовидной туманности.

Из того факта, что за 68 дней деталь сместилась на $1'',01$, принимая во внимание, что расстояние до Крабовидной туманности $\sim 1000\ пс$, следует, что перпендикулярная к лучу зрения компонента скорости движения «жгута» была равна 26 000 *км/сек* или $\sim 1/10\ c$! Напомним, что скорость расширения системы газовых волокон Крабовидной туманности ~ 1000 *км/сек*. Отсюда ясно, что наблюдался какой-то совершенно новый феномен, не имеющий ничего общего с расширением волокон туманности.

Из приведенного описания следует также, что это явление носит периодический или квазипериодический характер. Оно повторяется приблизительно каждые 3 месяца. По-видимому, первым наблюдал вариации в области детали *b* Лампланд (см. выше).

Интересно, что наблюдая эти удивительные явления в центральной части Крабовидной туманности в течение многих лет, Бааде никогда их не публиковал. По-видимому, они представлялись ему совершенно трансцендентными, никак не укладывающимися в имевшиеся тогда представления о природе этой туманности, в формировании которых Бааде сыграл такую большую роль.

В конце 1962 г. мы имели возможность познакомиться с отпечатками нескольких негативов Крабовидной туманности, полученных в поляризованном свете Мюнчем на 200-дюймовом рефлекторе. Все фотографии были получены на эмульсии 103 a и D с желтым фильтром; такая комбинация почти устраняет излучение газовых волокон. Мюнч систематически фотографировал туманность, начиная с 1959 г., с целью получения тех явлений в центральной ее части, которые обнаружил Бааде. На рис. 100 приведено несколь-



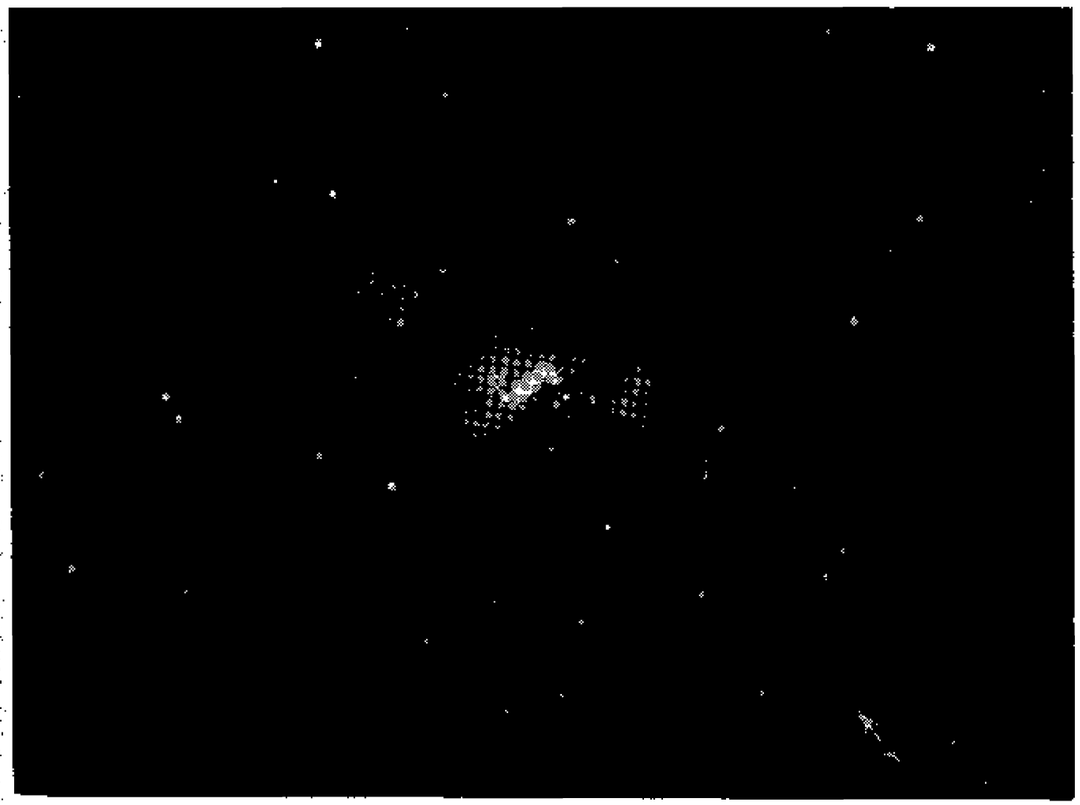


Рис. 100. Фотографии Крабовидной туманности, полученные в разное время Мюнчем на 200″ телескопе обсерватории Маунт Паломар. Белые стрелки соответствуют ориентации поляроида (на всех приведенных снимках она одинакова).



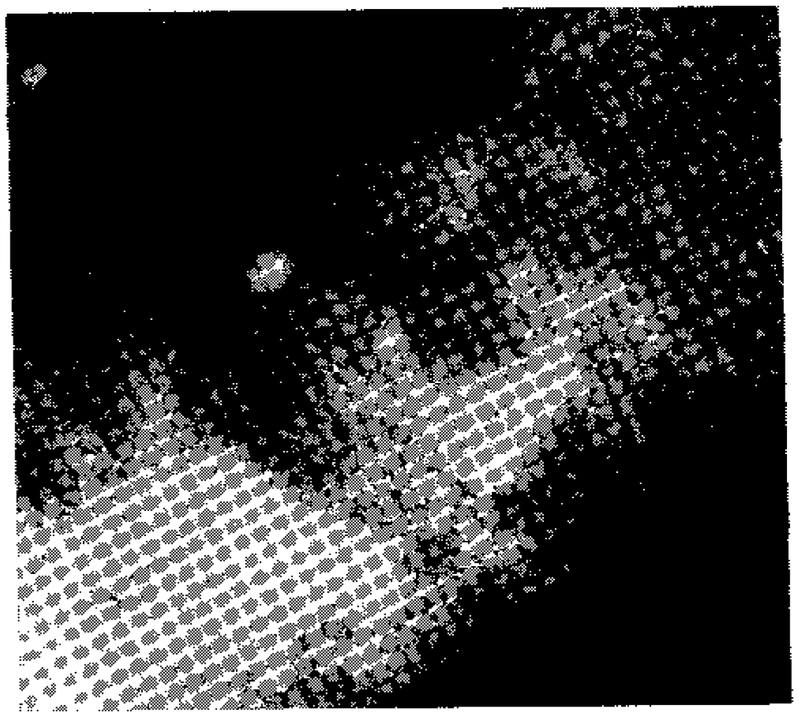
Рис. 100. Фотографии Крабовидной туманности, полученные в разное время Мюнчем на 200″ телескопе обсерватории Маунт Паломар. Белые стрелки соответствуют ориентации поляроида (на всех приведенных снимках она одинакова).

ко таких фотографий *). Из этих фотографий следует, что деталь a сильно поляризована. Примечательно, что направление ее движения перпендикулярно к направлению магнитного поля. Эти фотографии существенно дополняют наблюдения Бааде. Прежде всего, из просмотра их следует, что образования, аналогичные движущемуся «жгуту» a, но только меньшей интенсивности, наблюдаются и к юго-востоку от центральной звездочки. Создается впечатление, что последняя как бы является центром сферической волны в окружающем пространстве, распространяющейся со скоростью $\sim \frac{1}{10} c$. Бросается также в глаза, что так называемая «аморфная масса» в действительности имеет очень богатую мелкомасштабную структуру на грани фотографического разрешения — обстоятельство, которое подчеркивает Мюнч. Эти снимки наглядно показывают, что в центральной части Крабовидной туманности происходят активные процессы большой мощности, причем центром активности является бывшая сверхновая. К этому вопросу, чрезвычайно важному для всей проблемы вспышек сверхновых, мы вернемся в § 14.

Как уже указывалось, довольно быстрые изменения фотометрической структуры Крабовидной туманности не ограничиваются только ее центральной частью. Оорт и Вальравен тщательно сравнили фотографии туманности, полученные в 1899 г. и напечатанные в публикациях Ликской обсерватории [236], со снимками Бааде, полученными на 100-дюймовом телескопе в 1942 г. Они обнаружили бросающиеся в глаза изменения деталей «аморфной массы» в различных частях туманности. Эти изменения настолько велики, что никакими возможными фотографическими эффектами объяснены быть не могут. Меняются очертания и интенсивности отдельных деталей, в то время как общая структура туманности остается неизменной.

Например, характерный «залив» в юго-восточной части туманности, о котором несколько раз шла речь выше, одинаково хорошо виден как на фотографиях 1899 г., так и на фотографиях 1942 г. Изучение маунт-уилсоновских и маунт-паломарских фотографий Крабовидной туманности, полученных между 1921 и 1955 гг., а также других оригинальных негативов, дало новые несомненные доказательства наличия в ее «аморфной массе» довольно быстрых изменений. В качестве примера приведем рис. 101а и 101б, на которых изображена северо-западная часть туманности, сфотографированная Хэббл в 1924 г. и Бааде в 1938 г. на одном и том

*) Я очень признателен д-ру Мюнчу, который недавно прислал мне серию фотографий Крабовидной туманности, снятых в поляризованном свете, и любезно разрешил их опубликовать. Некоторые их этих фотографий приведены на рис. 100.



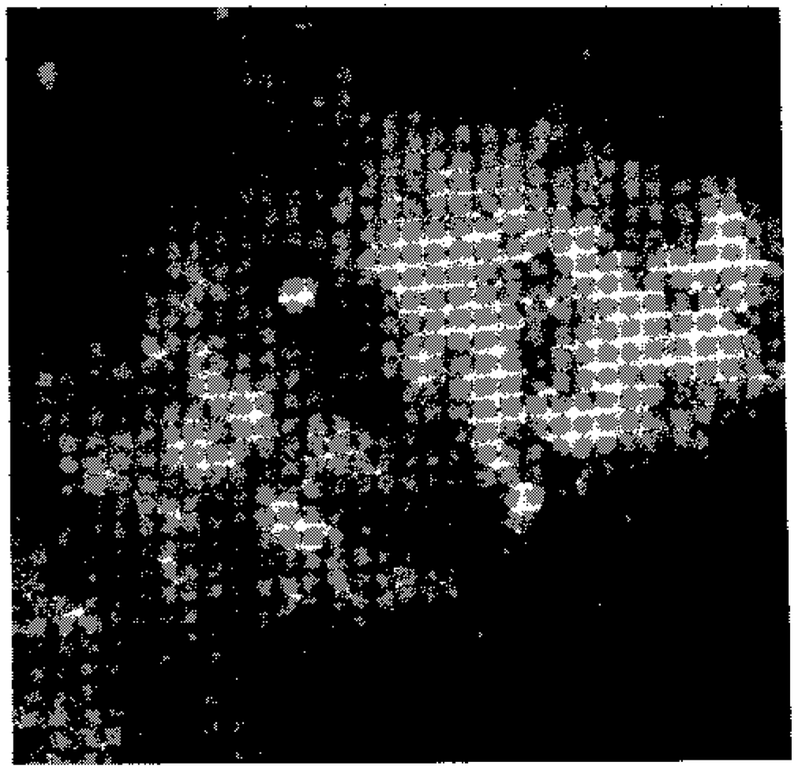


Рис. 101. Фотографии Крабовидной туманности, выполненные в одном масштабе. Вверху — полученная 19/XI 1924 г. [232], внизу — 25/X 1938 г. [232].

же телескопе — 100-дюймовом рефлекторе. Отчетливо видно, что темная полоса, которая на снимке 1924 г. тянется параллельно трем ярким звездам, сместилась в северо-западном направлении приблизительно на 15″, т. е. примерно на 0,1 *пс*. При этом заметно изменилась ее структура. В 1944 г. эта полоса уже была непаблюдаема. Сравнение с фотографией в поляризованных лучах, полученной Бааде в 1955 г. (см. рис. 95), показывает, что через область туманности, изображенную на рис. 101, на которую проектируются три звезды, проходит довольно яркое, сильно поляризованное волокно «аморфной массы». Подобного же рода изменения можно найти и в других частях туманности. Характерные скорости изменений, которые при этом наблюдаются, порядка 10^9 *см/сек*.

Волтье фотометрировал снимки Крабовидной туманности, полученные в разные годы (в том числе и фотографию Хэббла, часть которой приведена на рис. 101), и пришел к выводу, что отдельные детали за 14 лет изменили свою яркость на 50% [164]. Создается впечатление, что «аморфная масса» туманности состоит из двух частей. Одна часть, почти лишенная структуры, очень мало меняет свою яркость со временем и излучает почти неполяризованный свет. Другая часть состоит из довольно ярких сильно поляризованных деталей, заметно меняющих свои очертания и интенсивность. Возможно, конечно, что и первая часть имеет сложную структуру сравнительно небольших масштабов, которую нельзя наблюдать, в частности, вследствие эффекта проекции, причем каждая деталь этой структуры поляризована.

Так или иначе, анализ фотографии Крабовидной туманности выявил ее «струйчатую», очень быстро меняющуюся структуру. Эта структура и характерные скорости ее изменения в рамках классической физики туманностей были совершенно непонятны. Только новая концепция на природу Крабовидной туманности оказалась в состоянии объяснить эти поразительные явления

§ 13. Синхротронное излучение Крабовидной туманности во всем диапазоне частот

В предыдущем параграфе были приведены решающие аргументы наблюдательного характера, доказывающие, что оптическое излучение Крабовидной туманности имеет синхротронную природу и является естественным продолжением ее радиоизлучения. Как известно, спектр синхротронного излучения резко отличен от топлового и определяется в основном энергетическим спектром излучающих релятивистских электронов. Последний, как правило, имеет степенной характер: $dN(E) = KE^{-\gamma}dE$

(γ может меняться вдоль спектра), поэтому спектральная плотность потока, как доказывается в теории, должна меняться по такому же степенному закону: $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$. Спектральный индекс любого источника синхротронного излучения является его важнейшей характеристикой. Особенный интерес представляют характерные изменения в спектральном индексе, например, его скачки. Оказывается, зная детали спектра, можно определить ряд важнейших параметров источника, например, возраст, напряженность магнитного поля и пр. Так как в Крабовидной туманности синхротронный спектр наблюдается в рекордно широком диапазоне частот, то можно ожидать, что детальное его изучение даст особенно ценную информацию.

Расчет оптического синхротронного излучения Крабовидной туманности, выполненный в § 12, носил ориентировочный характер. Целью расчета было показать, как синхротронная теория естественно и непринужденно объясняет оптическое излучение «аморфной массы». Полученная там основная величина K, характеризующая концентрацию релятивистских электронов, является осредненной по всему объему туманности, а спектральный индекс принят без необходимого обсуждения. Те ранние исследования непрерывного спектра Крабовидной туманности, о которых шла речь в начале § 12, были весьма несовершенны. Все же из них можно сделать вывод, что спектральная плотность потока F_ν убывает с ростом частоты (см., например, рис. 90).

Лучшим к настоящему времени исследованием распределения энергии в непрерывном спектре Крабовидной туманности является работа О'Делла, выполненная в 1962 г. [234]. Им была использована фотоэлектрическая методика, причем наблюдения проводились последовательно через 12 интерференционных светофильтров, охватывающих спектральную область от 3200 до 8440 Å. Спектральная область пропускания различными светофильтрами менялась от 260 до 75 Å. Фильтры выбирались с таким расчетом, чтобы в полосу пропускания не попадали сколько-нибудь интенсивные эмиссионные линии спектра газовых волокон. Результаты измерений калибровались в абсолютных единицах путем привязки к звездам с известными характеристиками. Наблюдения проводились на нескольких телескопах малых и умеренных размеров. В большинстве случаев диафрагма была широкой, так что в нее «проваливалась» вся туманность. Влияние фона ночного неба учитывалось должным образом.

При проведении этих измерений оценивались все возможные ошибки. В частности, одним из источников ошибок может быть то обстоятельство, что излучение Крабовидной туманности довольно сильно поляризовано (см. предыдущий параграф). Если аппаратура, с которой проводятся измерения (телескопы, фотометры), имеет свою инструментальную характеристику поляризации, то в наблюдения поляризованного излучения вкрадется ошибка. Специальное исследование показало, что в описываемых наблюдениях этот эффект пренебрежимо мал.

Так как Крабовидная туманность удалена от нас достаточно далеко (1000 *пс* или даже более), то межзвездное поглощение, приводящее к покраснению излучаемого объекта, может исказить результаты наблюдений. О'Делл специально изучал вопрос о поглощении света в направлении на Крабовидную туманность; с этой целью он фотоэлектрическим методом исследовал покраснение восьми звезд ранних спектральных классов в окрестностях Крабовидной туманности, расстояние до которых можно было определить. Результаты этих исследований приведены на рис. 102, где показана зависимость поглощения от расстояния для этих восьми звезд. Видно, что существует линейная зависимость между A_v и r. Это означает, что поглощающая субстанция — межзвездная пыль — в этом направлении вплоть до $r = 2$ *кпс* имеет более или менее постоянную плотность. Так как расстояние до Крабовидной туманности больше 1 *кпс*, то поглощение $A_v > 1^m,1$. Если принять $r \sim 1{,}5$ *кпс* (для чего имеются серьезные основания; см. ниже), то $A_v = 1^m,6$. Учет межзвездного поглощения и связанного с ним покраснения света существенно меняет спектр Крабовидной туманности. На рис. 103 приведены результаты измерений О'Делла. Нижний ряд точек дает результаты наблюдений, не исправленные за межзвездное поглощение; два верхних ряда соответствуют поглощению $A_v = 1^m,1$ и $1^m,6$. Насколько важен учет межзвездного поглощения, видно из того, что при $A_v = 1^m,1$, выводимых из рис. 103, спектральный индекс $\alpha = 1{,}2$, а при $A_v = 1^m,6$ $\alpha = 0{,}76$.

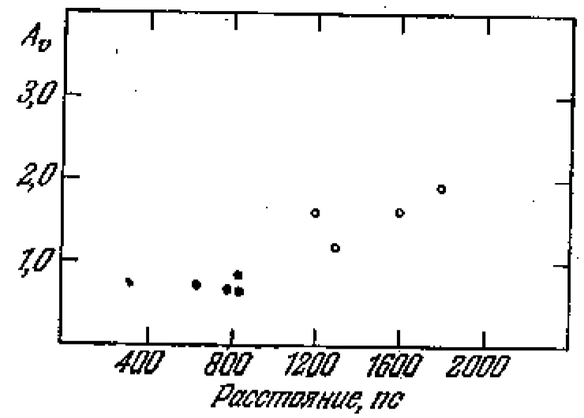


Рис. 102. Зависимость поглощения от расстояния до звезд в направлении Крабовидной туманности [234].

Наблюдения О'Делла показывают, что в оптическом диапазоне частот спектральная плотность потока убывает с ростом частоты по степенному закону, причем спектральный индекс $\alpha \sim 1$. Точное определение спектрального индекса в этой области зависит

от принимаемой величины межзвездного поглощения света, идущего к нам от Крабовидной туманности. Поэтому особое значение для спектральных исследований «аморфной массы» этой туманности имеют наблюдения в инфракрасном диапазоне волн, где влияние поглощения весьма незначительно. Например, около $\lambda = 2$ *мк* при $A_v = 1^m,6$ поправка к наблюдаемой спектральной плотности на межзвездное поглощение составляет только $0^m,2$, а при $A_v = 1^m,1$ — всего лишь 0,07. Первые исследования излучения

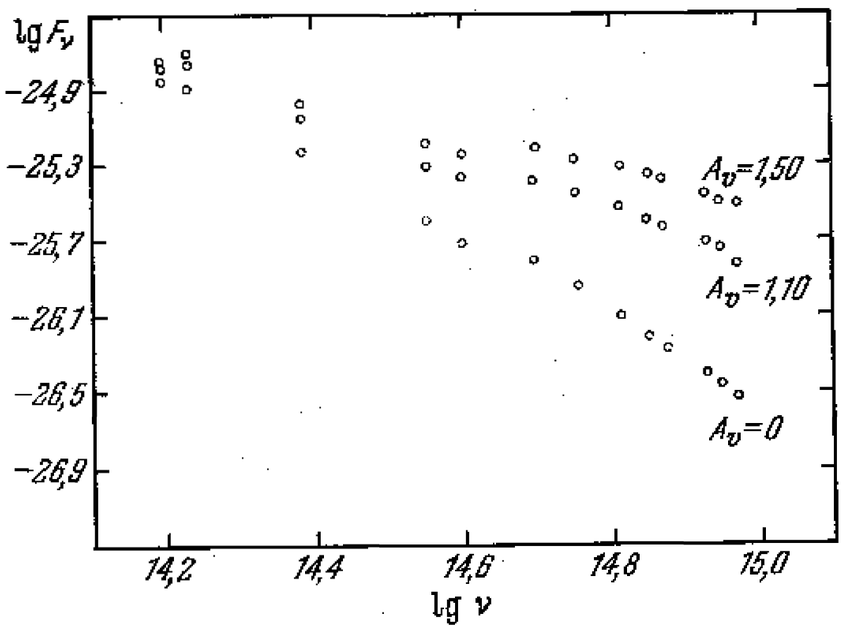


Рис. 103. Спектр «аморфной массы» Крабовидной туманности в оптическом диапазоне частот [234].

Крабовидной туманности в инфракрасной части спектра были выполнены в нашей стране П. В. Щегловым в 1957 г. [237] и и В. И. Морозом в 1960 и 1962 гг. [239, 240]. П. В. Щеглов в качестве приемника радиации пользовался электронно-оптическим преобразователем с фильтром. Эффективная длина волны, на которой велись наблюдения, была около 9000 Å. Гораздо большее значение имеют наблюдения В. И. Мороза, который исследовал излучение Крабовидной туманности в значительно более длинноволновом диапазоне. Наблюдения проводились с помощью фотоэлектрического фотометра с сернистым фотосопротивлением на 122-*см* рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории и на 125-*см* рефлекторе южной базы Государственного астрономического института им. Штернберга и охватывали спектральную область от 1 до 2,5 *мк*. Процедура наблюдений сводилась к наведению телескопа на центр туманности, затем на участок неба рядом с туманностью,

затем опять на центр туманности, и так много раз. Время от времени телескоп наводился на звезду, находящуюся вблизи туманности и служившую «промежуточным эталоном». Следует заметить, что абсолютное распределение энергии в спектральной области 1—2,5 *мк* не исследовано ни для одной звезды, кроме Солнца. Поэтому для определения абсолютного значения потока от Крабовидной туманности в качестве «промежуточных эталонов» брались звезды со спектральными классами dG1, dG4, т. е. похожие на Солнце. Результаты наблюдений Мороза приведены в табл. 23. В первом столбце этой таблицы приведены эффективные длины волн, во втором — логарифмы спектральной плотности потока и в третьем — вероятные ошибки.

ТАБЛИЦА 23

λ_e	lg $F_\nu\left(\frac{эрг}{м^2 \cdot сек \cdot гц}\right)$	Δ lg F_ν
1,26	—25,22	± 0,10
1,78	—24,90	± 0,10
1,90	—24,86	± 0,15

Как указывалось выше, проблема определения спектрального индекса синхротронного оптического излучения Крабовидной туманности сводится в значительной степени к задаче определения межзвездного поглощения света от этого объекта. Кроме фотоэлектрического определения О'Делла, межзвездное поглощение в этой части неба изучала также Э. С. Бродская [241]. Она фотографическим методом определяла показатель цвета $B - V$ и спектральные классы около 100 «ранних» звезд в площадке $2^\circ \times 2^\circ$ вокруг Крабовидной туманности и нашла, что вплоть до $r = 1{,}8$ *кпс* $A_v \sim r$. Аналогичный результат, как мы видели выше, получил О'Делл. Однако величина межзвездного поглощения у Бродской оказалась значительно меньше, чем у О'Делла. На расстоянии 1000 *пс* полное поглощение света в этом направлении согласно [241] составляет всего лишь 0,7. Моров принял среднее арифметическое из результатов О'Делла и Бродской, положив $A_v = 0^m,9$. Нам, однако, представляется, что у Бродской поглощение света получилось явно заниженным. Возможно, ее результаты отягощены какой-то систематической ошибкой. Хотя количество звезд, использованных О'Деллом, значительно меньше, чем у Бродской, все же фотоэлектрические наблюдения американского исследователя, по-видимому, более надежны. Следует подчеркнуть, что полной ясности в этом важном вопросе пока еще нет. Поэтому весьма желательны новые прецизионные наблюдения.

На рис. 104 приведены результаты наблюдений спектральной плотности потока излучения на разных частотах В. И. Морозом и О'Деллом, охватывающие спектральную область от 2,5 до 0,3 *мк*. Нижний ряд точек соответствует неисправленным на межзвездное поглощение наблюдениям, два верхних ряда точек получены в предположениях, что $A_v = 0^m,9$ и $A_v = 1^m,59$. Ясно видно, что неучет межзвездного поглощения приводит к кажущемуся перегибу спектральной кривой, что, конечно, не соответствует действительности. Несмотря на значительный разброс точек, как при $A_v = 0^m,9$, так и при $A_v = 1^m,59$ линейный характер изменения F_ν от ν сохраняется. Принимая $A_v = 0^m,9$, В. И. Мороз получает спектральный индекс синхротронного излучения Крабовидной туманности в области $\lambda = 0,3 - 2,5$ *мк* равным $1,5 \pm 0,2$. Это значение α нам представляется сильно завышенным (см. далее).

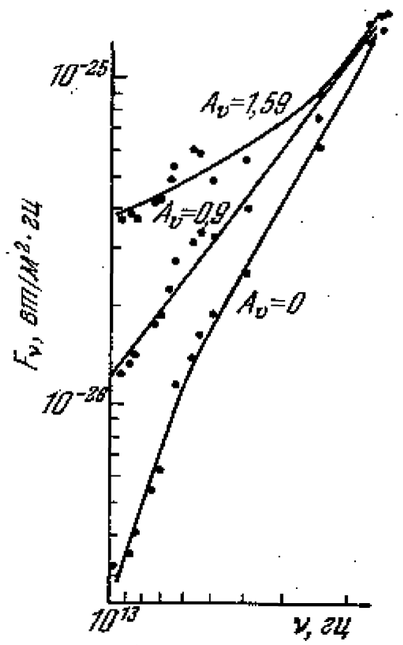


Рис. 104. Спектр «аморфной массы» Крабовидной туманности в оптической и инфракрасной областях [240].

Так как по мере роста частоты спектральная плотность потока синхротронного излучения Крабовидной туманности меняется по степенному закону, т.е. довольно медленно, следует ожидать, что излучение от этой туманности может быть обнаружено на очень высоких частотах. Излучение в области $\lambda < 2900$ Å не проходит через земную атмосферу и может быть обнаружено только методами ракетной астрономии. В спектральной области $912 < \lambda < 2900$ Å межзвездное поглощение очень сильно уменьшит поток. В области спектра $\lambda < 912$ Å и вплоть до 50—100 Å излучение должно быть почти полностью поглощено межзвездным нейтральным водородом, однако начиная с 50—30 Å межзвездная среда (в отличие от земной атмосферы) становится прозрачной для излучения. Поэтому открывается возможность исследования рентгеновского излучения Крабовидной туманности методами внеатмосферной астрономии.

Известно, что начиная с 1948 г. рентгеновская астрономия добилась выдающихся результатов при исследовании Солнца. В частности, в настоящее время (1965 г.) имеются высококачественные спектрограммы Солнца, охватывающие диапазон вплоть до 15 Å. Однако только в июне 1962 г. впервые были обнаружены

рентгеновские источники, находящиеся далеко за пределами солнечной системы. Эти наблюдения, знаменующие собой новую веху в астрономии, были сделаны группой исследователей в составе Джиаккони, Гурского, Наолини и Росси [242]. В качестве индикатора рентгеновского излучения использовались счетчики Гейгера с эффективной поверхностью 60 *см*². Чувствительность счетчиков была в сотни раз выше, чем у применявшихся раньше для исследования Солнца. Счетчики имели два слюдяных окошка, которые с учетом спектральной прозрачности заполняющего счетчики газа обеспечивали полосу пропускания от 2 до 8 Å. Установка имела весьма низкую разрешающую способность по координатам. Тем не менее, с достоверностью удалось обнаружить источник рентгеновского излучения, координаты которого лежат в пределах $16^h < \alpha < 17^h$, $\delta \approx -40°$.

В апреле 1963 г. группа исследователей Морской лаборатории в Вашингтоне под руководством основоположника внеатмосферной астрономии Фридмана выполнила аналогичные наблюдения, но со значительно более совершенной аппаратурой [243]. Использованный во время этих наблюдений рентгеновский «телескоп» с пропорциональными счетчиками фотонов площадью 65 *см*² имел уже приличную направленность $\sim 10°$ по половине чувствительности. Примерно такая же направленность была у первых радиотелескопов, работавших в сороковых годах на метровых волнах. Счетчики были снабжены тонким бериллиевым окошком и имели область чувствительности от 1,5 до 8 Å. Во время этого эксперимента (проводившегося на небольшой ракете типа «Айроби») был обнаружен сильный рентгеновский источник в созвездии Скорпиона с координатами $\alpha = 16^h15^m$, $\delta = -15°$, причем его угловые размеры оказались меньше 5°. Кроме того, было обнаружено рентгеновское излучение от области неба, окружающей Крабовидную туманность. Точность локализации источника была $\pm 2°$. Из передаваемой по телеметрии скорости счета импульсов, в сочетании с известной спектральной характеристикой счетчиков, спектральную плотность потока можно было получить только при определенном допущении об относительном распределении излучения источника по спектру. Так, например, если считать спектр «плоским», то поток рентгеновского излучения от Крабовидной туманности, рассчитанный на спектральный интервал в 1 Å, составит $2{,}0 \cdot 10^{-9}$ *эрг/см*²·*сек*. Если же распределение энергии по спектру соответствует абсолютно черному телу с температурой $2 \cdot 10^7$ *град*, то поток будет равен $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ *эрг/см*²·*сек*.

Обнаружение довольно значительного потока рентгеновского излучения от Крабовидной туманности имеет существенное значение не только для выяснения ее природы, но и для всей астро-

физики. Поэтому естественно, что открытие ученых Морской лаборатории привлекло большое внимание. Прежде всего нужно было уточнить координаты источника, так как первоначальное их определение было очень грубым. Хотя отождествление рентгеновского источника в созвездии Тельца с Крабовидной туманностью представлялось весьма вероятным, нужно было иметь доказательство этого. Возникла еще одна проблема, требовавшая неотложного решения: что является источником рентгеновского излучения — сама Крабовидная туманность или звезда, которая в 1054 г. вспыхнула как сверхновая? Возможность мощного рентгеновского излучения от бывшей сверхновой представлялась вполне естественной. Ведь мы пока ничего не знаем, что представляет собой такая звезда после взрыва. Многие годы обсуждалась гипотеза, что после вспышки звезда переходит в нейтронную фазу с очень высокой ($\sim 10^7$ *град*) поверхностной температурой. Такой объект (если он не успел остыть) должен быть мощным источником рентгеновского излучения. Многие (если не большинство) исследователи придерживались того мнения, что обнаруженный источник рентгеновского излучения в Тельце — нейтронная звезда (см., например, [244]). Заметим в этой связи, что в настоящее время известно уже несколько источников рентгеновского излучения, не отождествляемых с остатками вспышек сверхновых и, возможно, являющихся нейтронными звездами. С другой стороны, рентгеновская область спектра находится очень далеко от оптической. Поэтому вполне естественно было предполагать, что синхротронный спектр Крабовидной туманности оборвется где-то между оптической и рентгеновской областями.

Казалось бы, при той низкой разрешающей способности, которая пока еще является отличительной особенностью рентгеновской астрономии, решить вопрос, что излучает — звезда или туманность — в ближайшие годы нельзя. Чтобы отождествить источник со звездой, надо было убедиться в том, что его угловые размеры во всяком случае меньше 10—20″. Тем не менее, счастливое обстоятельство помогло быстро и однозначно дать ответ на этот вопрос. Автор этой книги исходил из аналогии, которая существует между радиоастрономическими (без интерферометров) и рентгеновскими наблюдениями. В свое время мы совместно с П. И. Бакулиным предложили для исследования распределения интенсивности в пределах источников использовать покрытие последних Луной [245]. Такие покрытия (для данного источника, расположенного вблизи эклиптики) происходят приблизительно раз в 9 лет. Этот метод показал себя с самой лучшей стороны (см. § 11). Аналогичные наблюдения можно проводить и в рентгеновской астрономии. Если в подходящий момент во время такого покрытия запустить ракету, оснащенную рентгеновским телескопом, то,

очевидно, непрерывно регистрируя поток излучения, можно определить угловые размеры источника. Если, например, источник точечный, то в момент его покрытия поток упадет до нуля, если источник протяженный, то поток будет более или менее плавно уменьшаться. 7 июля 1964 г. должно было произойти покрытие Крабовидной туманности Луной. Ранней весной 1964 г. мы предложили Фридману провести такие наблюдения и одновременно пытались организовать аналогичные наблюдения в нашей стране, где покрытие можно было наблюдать 4 августа 1965 г. По разным причинам осуществить такие наблюдения у нас не удалось. Что касается американских исследователей, то они добились выдающегося успеха [246].

7 июля 1964 г. в $22^h42^m30^s$ мирового времени с полигона Уайт Сэндс в США была запущена ракета типа «Айроби». Луна закрывала туманность со скоростью приблизительно 0′,5 за минуту времени. Так как наибольшие размеры Крабовидной туманности около 6′ (см. § 10), то полное затмение должно было длиться около 12 минут. Однако ракета по баллистическим своим данным могла находиться над плотными слоями атмосферы (выше 100 *км*) только 5 минут. Поэтому наблюдения были спланированы так, чтобы наблюдать только покрытие центральной части туманности с размерами около 2′. Два рентгеновских телескопа с гейгеровскими счетчиками, установленные на борту ракеты, были все время ориентированы на Крабовидную туманность. Телескопы отличались толщиной окошек, сделанных из пластика. Поэтому они имели разные характеристики спектральной чувствительности.

На рис. 105 приведена полученная во время этого эксперимента зависимость скорости счета фотонов от времени. Рис. 106 дает положение края Луны (пунктирная линия) по отношению к Крабовидной туманности для разных моментов времени. Прежде всего, видно, что поток рентгеновского излучения плавно уменьшается во время покрытия. Тем самым убедительно опровергается гипотеза, что источник рентгеновского излучения — звезда. Анализ обстоятельств полета ракеты исключает возможность объяснить уменьшение потока вариацией поглощения рентгеновских лучей в атмосфере. Во время этих наблюдений ракета находилась на таких высотах (до 221,4 *км*), где этот эффект совершенно ничтожен. Дифференцируя «кривую покрытия», можно получить распределение интенсивности рентгеновского излучения в пределах туманности.

Угловые размеры области радиоизлучения оказываются $\sim 1'$, т. е. значительно меньше размеров аморфной массы Крабовидной туманности, наблюдаемой в оптических лучах. Центр тяжести рентгеновского источника (обозначенный кружком на рис. 106)

смещен по отношению к геометрическому центру туманности на северо-запад и совпадает с наиболее яркой частью аморфной массы, наблюдаемой в оптическом диапазоне.

Таким образом, было доказано, что в рентгеновских лучах светится не звезда, а туманность. Нужно еще доказать синхротронную природу этого излучения. Нельзя заранее исключить, что источником излучения является, например, очень горячая плазма.

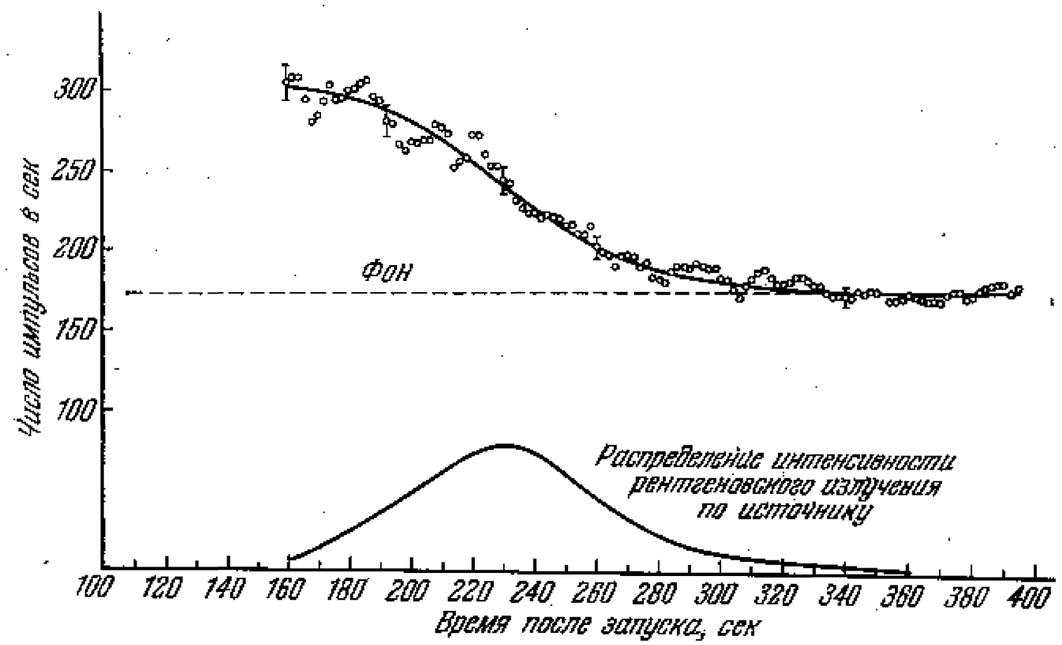


Рис. 105. Результаты наблюдений рентгеновского излучения Крабовидной туманности во время покрытия ее Луной [246].

В этом случае механизм излучения тепловой, а рентгеновские кванты возникают при свободно-свободных переходах. Первоначально Фридман и его сотрудники придерживались именно такой интерпретации. Расчеты, основанные на простой теории свободно-свободного излучения, приводят к выводу, что для того, чтобы этот механизм обеспечил наблюдаемый поток рентгеновского излучения, нужно, чтобы произведение $N_e N_i \sim 6 \cdot 10^5$ *см*$^{-6}$, где N_i — концентрация протонов. Отсюда следует, что гипотетическая горячая плазма должна иметь очень высокую плотность $N_e \sim 400$ *см*$^{-3}$ и полную массу $\sim 0{,}3 M_\odot$ [247]. Таким образом, довольно неожиданно «вынырнула» старая модель «аморфной массы» Крабовидной туманности, предложенная еще Минковским (см. § 12). Однако попытка трактовать рентгеновское излучение Крабовидной туманности как тепловое излучение очень горячей плазмы представляется нам совершенно несостоятельный. Можно,

например, привести одно простое возражение против такой интерпретации. В § 11 было отмечено, что угловые размеры области,



Рис. 106. Распределение яркости рентгеновского излучения Крабовидной туманности [246].

излучающей поляризованное излучение на сантиметровом диапазоне, малы, $\sim 1'$ (см. рис. 94), причем центр этой области совпадает с максимумом яркости Крабовидной туманности в оптическом диапазоне. Следовательно, область излучения поляризованных сантиметровых радиоволн практически совпадает с областью рентгеновского излучения (рис. 106). Но если там $N_e \sim 400$ *см*$^{-3}$,

то из-за фарадеевского вращения радиоизлучение должно быть деполяризовано.

В самом деле, применяя формулу (6.14) для фарадеевского вращения, в котором положим $H = 3 \cdot 10^{-4}$ *э*, $N_e = 400$ *см*$^{-3}$, $\nu = 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, $l \sim 10^{18}$ *см*, найдем, что угол поворота плоскости поляризации $\Psi \sim 50$ *рад* и никакой линейной поляризации

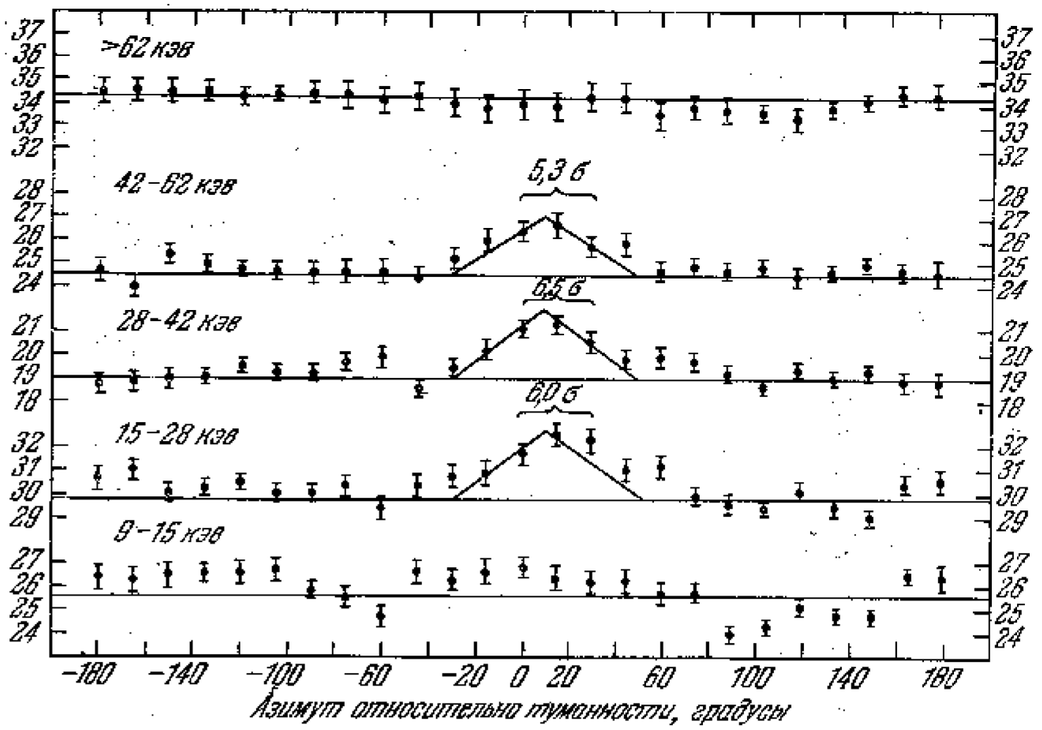


Рис. 107. Результаты наблюдений излучения Крабовидной туманности в разных частотах рентгеновского диапазона [248].

не будет. В § 11 была выполнена оценка верхней границы N_e у Крабовидной туманности на основе поляризационных измерений, которая дала $N_e \sim 1$ *см*$^{-3}$, что явно противоречит интерпретации американских исследователей.

Эти авторы первоначально отвергли возможность интерпретации рентгеновского излучения Крабовидной туманности как синхротронного, прежде всего потому, что переоценили надежность своих спектральных измерений. Как уже сказано, они располагали двумя счетчиками с различными характеристиками спектральной пропускаемости. Один из счетчиков имел значительно более длинноволновую границу чувствительности из-за меньшей толщины окошка. Так как синхротронный спектр должен расти с ростом частоты, то более «длинноволновый счетчик» должен был давать заметно больше импульсов. Между тем, скорость счета

импульсов на обоих счетчиках была практически одинаковой. Отсюда американские исследователи сделали вывод, что спектральная плотность потока рентгеновского излучения имеет максимум около 3 Å и напоминает кривую для абсолютно черного тела с $T \sim 10^7$ *град*. Позже, однако, Фридман и его сотрудники обнаружили систематическую ошибку в своих спектральных измерениях и вычислениях [247]. Согласно более поздним измерениям, выполненным во время полета ракеты 25.XI 1964 г., наблюдаемое рентгеновское излучение одинаково хорошо может быть представлено либо как синхротронное излучение со спектральным индексом $\alpha = 1{,}1$, либо как излучение абсолютно черного тела при $T = 5 \cdot 10^6$ *град*, либо, наконец, как свободно-свободное излучение оптически тонкого слоя плазмы с $T = 10^7$ *град*. При этом поток рентгеновского излучения в области спектра от 1,5 до 8 Å равен $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*. Если предположить, что спектральная плотность потока этого излучения $F_\nu \sim \nu^{-1{,}1}$, то при $\lambda = 3$ Å ($\nu = 10^{18}$ *сек*$^{-1}$) $F_\nu = 10^{-26}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*. Это значение мы и примем для дальнейшего обсуждения.

Окончательно синхротронная гипотеза о природе рентгеновского излучения Крабовидной туманности была доказана Кларком, который при помощи баллонов выполнил в высшей степени важные наблюдения значительно более жесткого излучения от этого объекта [248]. Им были использованы прокалиброванные сцинтилляционные счетчики с эффективной площадью 97 *см*^{2}. Поле зрения определялось, как обычно при таких наблюдениях, коллиматором и было $\pm 10°$ в одном направлении и $\pm 55°$ — в другом. Наблюдения проводились в спектральных каналах $h\nu = 9$—15, 15—28, 28—42, 42—62 и >62 *кэв*. На рис. 107 представлены результаты наблюдений прохождения Крабовидной туманности через «диаграмму направленности» приемников рентгеновского излучения. По оси ординат отложена скорость счета импульсов, по оси абсцисс — угол между направлением на Крабовидную туманность и осью рентгеновских телескопов. Ясно видно, что за исключением последнего канала, пропускающего самые жесткие кванты с энергией $h\nu > 62$ *кэв*, рентгеновское излучение от туманности наблюдалось на всех каналах. После тщательного учета поглощения рентгеновских лучей в атмосфере было показано, что $F_\nu = F_{\nu_0} (\nu/\nu_0)^{-2}$, причем $F_{\nu_0} = (2{,}4 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-27}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*$\cdot$*гц*, $\nu_0 = 7{,}2 \cdot 10^{18}$ *гц*.

Таким образом, было показано, что в спектральной области от $\nu_1 = 3 \cdot 10^{18}$ *гц* до $\nu_2 = 10^{19}$ *гц* излучение убывает по степенному закону, причем спектральный индекс $\alpha = 2$. Отсутствие излучения в канале $h\nu > 62$ *кэв* позволяет определить верхнюю границу спектральной плотности потока в этой самой коротковолновой

области спектра: оказывается, что $F_\nu < 1{,}2\cdot10^{-28}$ *эрг/см*$^{-2}\cdot$*сек*$\cdot$*гц* при $\nu = 2\cdot10^{19}$ *гц* ($h\nu \approx 80$ *кэв*). Спектральный индекс рентгеновского излучения в области от 10^{19} до $2\cdot10^{19}$ *гц* получается больше 4.

Если бы измеренное Кларком излучение было тепловым, то его температура должна была бы быть $\sim 6\cdot10^7$ *град*, а в случае оптически тонкого слоя газа $T = 2\cdot10^8$ *град*. Все это резко противоречит значениям температур, полученным при тех же предположениях из анализа более мягкого рентгеновского излучения. Только предположение о синхротронной природе этого излучения непринужденно объясняет результаты наблюдений рентгеновского излучения Крабовидной туманности в широкой спектральной области от 8 до 0,3 Å.

Посмотрим теперь, как «сшиваются» результаты наблюдений рентгеновского излучения Крабовидной туманности с описанными выше результатами радио-, инфракрасных и оптических наблюдений. Определим «средний» спектральный индекс синхротронного излучения Крабовидной туманности между инфракрасной и рентгеновской областями спектра. Выбор этих двух спектральных участков определяется тем, что влияние межзвездного поглощения для них сводится к минимуму. Согласно наблюдениям В. И. Мороза при $\nu = 1{,}57\cdot10^{14}$ *гц* ($\lambda = 1{,}90$ *мк*) $F_\nu = 1{,}4\cdot10^{-25}$ *вт/м*$^2\cdot$*гц*, в то время как в рентгеновской области для $\nu = 7{,}2\cdot10^{18}$ *гц*, $F_\nu = 2{,}4\cdot10^{-30}$ *вт/м*$^2\cdot$*гц*. Отсюда спектральный индекс $\alpha = 1{,}0$. Заметим, однако, что в рентгеновской области спектра α растет с увеличением частоты. Так как имеются основания считать, что спектральный индекс в широком диапазоне частот меняется плавно, естественно сделать вывод, что для частот $10^{14} < \nu < 10^{18}$ *гц* (например, в оптической и ультрафиолетовой области), $\alpha < 1$ и должен быть близок к 0,8. Это является независимым методом оценки спектрального индекса Крабовидной туманности в оптическом диапазоне частот, где на результаты прямых измерений влияет межзвездное поглощение света.

С ультрафиолетовым и рентгеновским излучениями Крабовидной туманности связана трудная проблема источника ионизации ее газовых волокон. Если бы не было постороннего источника ионизации, то плазма в волокнах нейтрализовалась бы за время $\tau_r \sim (N_e\sigma_r)^{-1}$, где σ_r — коэффициент рекомбинации, который при $T_e = 17\,000^\circ$ (см. § 5) близок к $2\cdot10^{-3}$ *см*^{3}*/сек*, а $N_e \sim 10^3$ *см*$^{-3}$ — концентрация электронов в волокнах. Отсюда $\tau_r \sim 5\cdot10^9$ *сек* ~ 150 лет. Вначале, когда природа «аморфной массы» Крабовидной туманности была неизвестна, предполагалось, что источником ионизации является ультрафиолетовое излучение центральной горячей звезды — бывшей сверхновой [163]. После того как была выяснена синхротронная природа оптического свечения «аморфной массы», Волтье выдвинул гипотезу, что источником ионизации волокон является ультрафиолетовое и рентгеновское излучение последней, являющееся естественным продолжением оптического непрерывного спектра [164]. Спектральная плотность синхротронного излучения уменьшается с ростом частоты по степенному закону, т. е. довольно медленно. Поэтому еще задолго до обнаружения рентгеновского излучения можно было ожидать, что во всяком случае в ультрафиолетовой области мощность излучения должна быть достаточно высокой. Рассмотрим этот важный вопрос более подробно.

Согласно [164] мощность синхротронного излучения Крабовидной туманности, рассчитанная на единичный интервал частот,

$$I(\nu) = I(\nu_0)\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\gamma} = 4{,}85\cdot10^2\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\gamma}, \qquad (13.1)$$

где $\nu_0 = 7{,}06\cdot10^{14}$ *гц* ($\lambda = 4250$ Å). Полагая средний радиус оболочки, образуемой волокнами, $R = 0{,}8$ *пс* и имея в виду, что жесткое излучение генерируется в основном внутри оболочки, найдем поток ионизующих квантов с энергией $h\nu_i = 13{,}54$ *эв*, падающей на эту оболочку:

$$F_{L_c} = \frac{N_{L_c}}{4\pi R^2} = \frac{4{,}85\cdot10^{21}}{h}\left(\frac{\nu_i}{\nu_0}\right)^{-\gamma}\int_{\nu_i}^{\infty}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha}\frac{d\nu}{\nu} =$$

$$= 3{,}5\cdot10^9 \text{ } \textit{фотонов/см}^2\cdot\textit{сек}. \qquad (13.2)$$

Рассмотрим теперь ионизационное равновесие в волокнах для какого-нибудь элемента, которое устанавливается в поле жесткого излучения «аморфной массы». Условие ионизационного равновесия запишется в виде

$$N_A\int_{\nu_i}^{\infty}\frac{\sigma_A(\nu)F(\nu)}{4\pi r^2\cdot h\nu}d\nu = \frac{N_A I(\nu_0)\left(\frac{\nu_i}{\nu_0}\right)^{-\gamma}}{4\pi h r^2}\int_1^{\infty}\sigma_A(y)\,y^{-(\gamma+1)}\,dy =$$

$$= \sigma_{rA}N_A^+N_e, \qquad (13.3)$$

где $\sigma_A(\nu)$ — эффективное сечение фотоионизации, рассчитанное на один атом A, σ_{rA} — коэффициент рекомбинации. Подставляя численные значения коэффициентов и выражая r в *пс*, будем иметь

$$\frac{N_A^+}{N_A} = \frac{1{,}11\cdot10^{10}\left(\frac{\nu_A}{\nu_0}\right)^{-\gamma}}{\sigma_{rA}(T_e)N_e}\int_1^{\infty}\sigma_A(y)\,y^{-(\gamma+1)}\,dy. \qquad (13.4)$$

Эффективные сечения фотоионизации для различных элементов приведены в табл. 24. Коэффициент рекомбинации σ_{rA} для

протонов равен $2{,}24\cdot10^{-13}\left(\frac{T_e}{10\,000}\right)^{-0,7}$, а для ионов $2{,}16\cdot10^{-13}\left(\frac{T_e}{10\,000}\right)^{-0,8}$. Для ионов с зарядом Z величина σ_{rA} будет в Z^2 больше.

ТАБЛИЦА 24

A	$\sigma_A(\nu)$, 10^{-18}	A	$\sigma_A(\nu)$, 10^{-18}
H I	$6{,}3\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm H}}\right)^{-3}$	O I	$12\left(1{,}3<\frac{\nu}{\nu_{\rm O\,I}}<2{,}5\right)$
He I	$8{,}0\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm He\,I}}\right)^{-2,3}$		$12\left(\frac{\nu}{2{,}5\nu_{\rm O\,I}}\right)^{-3}$
He II	$1{,}6\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm He\,II}}\right)^{-3}$	O II	$8{,}1\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm O\,II}}\right)$
O I	$4\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm O\,I}}<1{,}3\right)$		

Решая уравнение (13.4) для различных ионов, будем иметь:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{N_{\rm H\,II}}{N_{\rm H\,I}} &= 31{,}5R^{-2}(t_e)^{0,3}x^{-1}(4{,}66)^{-\gamma}(\gamma+3)\approx 57,\\
\frac{N_{\rm He\,II}}{N_{\rm He\,I}} &= 40{,}1R^{-2}(t_e)^{0,3}x^{-1}(8{,}44)^{-\gamma}(\gamma+2{,}3)^{-1}\approx 58,\\
\frac{N_{\rm He\,III}}{N_{\rm He\,II}} &= 1{,}98R^{-2}(t)^{0,3}x^{-1}(1{,}86)^{-\gamma}(\gamma+3)^{-1}\approx 1{,}3,\\
\frac{N_{\rm O\,II}}{N_{\rm O\,I}} &= 20{,}3R^{-2}(t_e)^{0,3}x^{-1}(4{,}66)^{-\gamma}\times\\
&\quad\times\left\{\frac{1+2(1{,}3)^{\gamma}-3(2{,}5)^{-\gamma}}{\gamma}+\frac{47(2{,}5)^{-\gamma+3}}{\gamma+3}\right\}\approx 270,\\
\frac{N_{\rm O\,III}}{N_{\rm O\,II}} &= 10{,}1R^{-2}(t_e)^{0,3}x^{-1}(12{,}03)^{-\gamma}(\gamma+3)\approx 5{,}5,
\end{aligned}\right\}\qquad(13.5)$$

где $(t_e)=\frac{T_e}{10\,000^{\circ}}$, $x=10^{-4}N_e(t_e)^{-1/2}$. Численные значения $\frac{N_A^i}{N_A}$ в правой части уравнений (13.5) получены в предположении, что $T_e=17\,000^{\circ}$, $N_e=10^3$ *см*$^{-3}$, $R=0{,}8$ *пс*, $\gamma=0{,}8$.

Из (13.5) следует, что жесткое синхротронное излучение внутренних областей Крабовидной туманности вполне обеспечивает высокую степень ионизации газа в волокнах. При вычислении ионизации предполагалось, что волокна прозрачны по отношению к жесткому излучению «аморфной массы». Проверим справедливость этого предположения. Толщину ярких волокон

можно принять $\sim 3\cdot10^{16}$ *см* (что соответствует $\sim 2''$; см. § 10). Полагая $N_i\sim10^3$ *см*$^{-3}$ (где N_i — концентрация ионов водорода), найдем, что концентрация нейтральных атомов водорода $N_{\rm HI}\sim 20$ *см*$^{-3}$, следовательно, оптическая толщина у границы поглощения будет равна $\tau_{\nu_{\rm H}}=l\sigma_{\nu_{\rm H}}N_{\rm HI}\approx 3{,}5$. При $\lambda\sim500$ Å (что близко к границе поглощения гелия) $\tau_\nu\sim0{,}6$. При $\lambda\sim500$ Å «включается» гелиевое поглощение, причем обилие гелия в волокнах может быть примерно таким же, как и водорода (см. § 10); затем проявляется поглощение ионами He^+, обилие которых очень велико (см. формулы (13.5)). Мы можем сделать вывод, что вплоть до $\lambda\sim100$ Å оптическая толщина ярких волокон может быть порядка нескольких единиц. Но это означает, что на внешней периферии волокон ионизация будет значительно уменьшена. Скорее всего, этим обстоятельством объясняется наличие в спектрах волокон довольно яркой линии [O I] λ 6300. В самом деле, если бы не было поглощения, ионизация кислорода была почти полной, так как $\frac{\rm O\,II}{\rm O\,I}\approx 270$. При такой высокой степени ионизации линия λ 6300 имела бы ничтожно малую интенсивность.

Мы можем сделать вывод, что линии O I и O II должны излучаться в разных областях волокон. Следует ожидать, что λ 6300 излучается только на внешней периферии сильных волокон. Было бы интересно проверить этот вывод теории фотографированием Крабовидной туманности через узкополосный ($\Delta\lambda\approx50$ Å) интерференционный фильтр, центрированный на λ 6300.

Таким образом, как показывают выполненные выше расчеты, ионизация волокон вполне объясняется синхротронным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением «аморфной массы». Следует, однако, заметить, что высокая интенсивность запрещенных линий по отношению к интенсивности линии H_β делает спектр волокон непохожим на спектр обычных газовых туманностей, ионизуемых и возбуждаемых ультрафиолетовым излучением горячей звезды. По своему виду спектр волокон напоминает скорее спектры остатков вспышек сверхновых II типа (см. § 5). Отсюда некоторые авторы делали вывод, что механизм ионизации и возбуждения в волокнах должен быть ударным [164]. Конечно, некоторую роль столкновения с электронами (а также с релятивистскими частицами, движущимися через волокна) играть могут. Делая различные гипотезы о возможной концентрации и энергии «сверхтепловых» частиц, формально можно объяснить наблюдаемую ионизацию в волокнах. Имеется, однако, одно важное различие между условиями в туманностях, образовавшихся после вспышки сверхновых II типа, и в волокнах Крабовидной туманности. В последней наблюдается «сторонний»

источник жесткого фотонного излучения, мощность которого вполне достаточна для объяснения ионизации в волокнах, между тем как в первых ничего подобного нет. Что касается относительной слабости линий H в волокнах Крабовидной туманности, то это можно объяснить сравнительно малым обилием водорода.

В [249] была сделана попытка доказать, что мощность жесткого синхротронного излучения «аморфной массы», якобы недостаточна для ионизации волокон. Однако выполненные в [249] расчеты основаны на произвольном предположении, что спектральный индекс синхротронного излучения в области $\lambda < 912$ Å равен 2, между тем, как в действительности он заведомо не превосходит единицы и скорее всего близок к 0,8 (см. выше). Это приводит к ошибке в числе L_c ежесекундно излученных квантов приблизительно в 20 раз. Согласно [249] правильное значение $N_{L_c} \approx 3{,}5 \cdot 10^{47}$ *сек*$^{-1}$, в то время как число рекомбинаций водорода на все уровни во всех волокнах $\sim 10^{46}$ *сек*$^{-1}$ (эту величину можно получить из наблюдаемой интенсивности линии H_β). Можно показать из анализа фотографий Крабовидной туманности, что система волокон «экранирует» от 3 до 10% всей поверхности туманности. Считая, что оптическая толщина волокон для L_c квантов порядка 1 (что было обосновано выше), найдем, что число поглощенных в волокнах таких квантов практически равно полному числу рекомбинаций. Это простая оценка наглядно показывает, что основная причина ионизации газа в волокнах — фотоионизация жестким синхротронным излучением «аморфной массы».

Волтье обратил внимание на одну интересную особенность спектров отдельных конденсаций волокон. Теоретическое отношение интенсивностей запрещенных линий [O III] и [O II] зависит от состояния ионизации, электронной концентрации N_e и температуры T_e:

$$\frac{I_{\lambda 5007+\lambda 4959}}{I_{\lambda 3727}} = 0{,}40 e^{0{,}97/t_e} \frac{N_{\text{O III}}}{N_{\text{O II}}} = \frac{4{,}0\,(t_e)^{0{,}3}\, e^{0{,}97/t_e}}{R^2 x} \frac{(12{,}03)^{-\gamma}}{\gamma + 3}, \qquad (13.6)$$

где мы воспользовались формулой (13.5) для $\frac{N_{\text{OIII}}}{N_{\text{OII}}}$. Зависимость этого отношения от электронной температуры очень слабая, между тем как зависимость от N_e и R достаточно сильна. Если для каждой конденсации отношение интенсивностей линий [O III] и [O II] умножить на R^2, то полученная величина (обозначим ее Q) должна зависеть только от N_e. В действительности, однако, имеется явно выраженная корреляция между Q и R: Q растет вместе с R. Поскольку такая корреляция не имеет физического смысла, Волтье сделал вывод, что величины радиусов-векторов

для отдельных конденсаций определены неправильно. Последние определяются из лучевых скоростей конденсаций и углового расстояния до центра туманности в предположении, что расстояние до нее известно. Так как нет оснований сомневаться в измеренных лучевых скоростях и угловых расстояниях, Волтье считает, что для устранения кажущейся корреляции между Q и R надо увеличить принятое сейчас расстояние до Крабовидной туманности в 1,5—2 раза. Если это так, то Крабовидная туманность должна представлять собой *вытянутый* сфероид (т. е. сфероид, у которого две оси равны, а третья больше их). Между тем оценка Бааде расстояния до Крабовидной туманности (1180 *пс*; см. § 10) получена в предположении, что Крабовидная туманность представляет собой *сплюснутый* сфероид (две оси равны, а третья меньше их). Если Крабовидная туманность согласно Волтье представляет собой вытянутый сфероид, то линейная скорость расширения вдоль большой оси будет по крайней мере в 1,5 раза больше, чем наблюдаемая лучевая скорость волокон, проектирующихся на центральную часть туманности, соответствующая движению в направлении одной из двух малых осей. Между тем Бааде считал обе эти скорости одинаковыми и при этом предположении из измеренных собственных движений на краях большой оси туманности получил приведенное выше расстояние. Приняв модель вытянутого сфероида, мы получим расстояние до Крабовидной туманности, равное по крайней мере 1700 *пс*, а может быть, и около 2000 *пс*.

Имеется еще один важный аргумент, независимо обосновывающий вывод о необходимости увеличить полученное Бааде расстояние по крайней мере в 1,5 раза. В § 3 было показано, что видимая визуальная величина сверхновой 1054 г. была -5^m. При расстоянии 1180 *пс* без учета межзвездного поглощения света абсолютная величина этой сверхновой получается — 15,35. С учетом этого поглощения, если согласно О'Деллу (см. выше) принять $A_v = 1^m{,}1$, абсолютная величина сверхновой 1054 г. станет $-16^m{,}45$, что на $2^m{,}4$ слабее, чем средняя абсолютная величина сверхновых I типа (см. табл. 2, из которой следует, что разброс абсолютных величин у сверхновых I типа в максимуме мал). Если же увеличить расстояние до этой сверхновой в 1,5 раза, модуль увеличится на $0^m{,}87$, а так как поглощение в этой области растет с расстоянием линейно, абсолютная величина станет $-18^m{,}9$, что как раз соответствует среднему значению абсолютных величин сверхновых I типа в максимуме.

Модель вытянутого эллипсоида представляется предпочтительной и по другим соображениям. Она соответствует выбросу веществ во время взрыва в двух противоположных направлениях (скорее всего, параллельном и антипараллельном оси вращения).

Мы наблюдаем большое количество таких остатков в радиогалактиках. В этом случае масштаб явления гораздо больше, чем в случае сверхновых. Для взрывов значительно меньшего масштаба, в случае обычных новых, часто наблюдаются выброшенные оболочки в виде двух «полярных шапок» [74]. Мы видим, что сходная картина наблюдается у явлений совершенно разного масштаба, и вряд ли взрывы сверхновых должны представлять собой какое-то исключение. Что касается модели «сжатого у полюсов сфероида», которой пользовался Бааде, то она лишена какого бы то ни было физического смысла, ибо такое сжатие можно было бы объяснить достаточно быстрым вращением туманности. Между тем, если она и вращается вокруг малой оси (в такой модели), то из спектроскопических наблюдений следует, что скорость вращения во всяком случае меньше 100 *км/сек*, а следовательно, полный оборот туманность совершает за время, превышающее 40 000 лет. Мы уже не говорим о том, что такое вращение требует момента, во много миллионов раз превышающего вращательный момент взорвавшейся звезды.

Таким образом, имеются все основания увеличить расстояние до Крабовидной туманности от принятого сейчас значения 1180 *пс* до ~ 1700 *пс*. Это увеличение расстояния (в g раз, где $g \sim 1{,}5$) влечет за собой ряд серьезных последствий. Прежде всего, увеличивается величина межзвездного поглощения света, причем A_v станет $\sim 1^m{,}6$. Приняв выше без обоснования это значение A_v, мы получили спектральный индекс синхротронного излучения Крабовидной туманности в оптическом диапазоне $\alpha = 0{,}8$. Мы можем теперь это значение α считать достаточно обоснованным. Далее, если эта туманность — вытянутый эллипсоид вращения, то две его меньшие оси, расположенные перпендикулярно к лучу зрения, увеличатся в g раз, в то время как третья (направленная по лучу зрения) останется неизменной. В результате объем туманности увеличится в $g^2 \approx 2{,}25$ раза. Во столько же раз увеличится масса газовых волокон (если N_e определять из отношения интенсивностей линий O II λ 3727 : λ 3729). Две компоненты скорости волокон должны быть увеличены в g раз, так что средний квадрат скорости увеличится в $\frac{2g^2+1}{3}$ раз. Кинетическая энергия волокон увеличится в $\frac{2g^4+g^2}{3}$ раз, т. е. при $g = 1{,}5$ — в ~ 4 раза. Мощность излучения Крабовидной туманности на всех диапазонах возрастет в g^2 раз. Величина K, определяющая среднюю концентрацию релятивистских частиц и плотность их энергии, не изменится, так как размеры туманности вдоль луча зрения останутся прежними. Поэтому при заданной поверхностной яркости объемная светимость — основная наблюдательная величина, входящая в формулу синхротронной теории (6.7)— останется неизменной. По этой же причине не останется неизменным вычисленное значение напряженности магнитного поля H. Полная энергия релятивистских частиц и магнитного поля возрастет из-за увеличения объема туманности

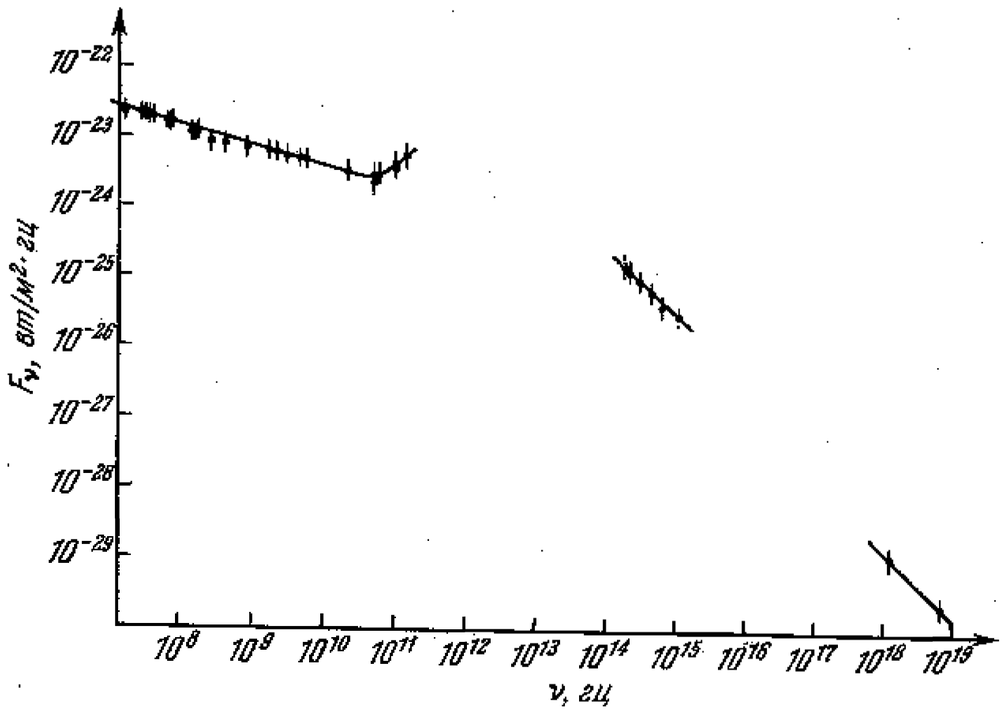


Рис. 108. Синхротронный спектр Крабовидной туманности во всем диапазоне частот.

в g^2 раз. Следовательно, отношение кинетической энергии волокон и энергии магнитного поля и релятивистских частиц останется неизменным.

Коль скоро вопрос о спектральном индексе синхротронного излучения Крабовидной туманности в оптическом диапазоне выяснен (что связано в значительной степени с ревизией расстояния до Крабовидной туманности), мы можем теперь обсудить весь спектр синхротронного излучения этого объекта в диапазоне волн от 10 *м* до 0,3 Å. На рис. 108 приведен этот спектр, построенный по всем опубликованным в настоящее время наблюдениям. Он характеризуется следующими особенностями: а) в диапазоне $5 \cdot 10^7 < \nu < 3 \cdot 10^{10}$ *гц* спектральный индекс $\alpha_1 = 0{,}28$; б) в оптическом и близком инфракрасном диапазонах ($2 \cdot 10^{14} < \nu < 10^{15}$ *гц*) $\alpha_2 \sim 0{,}8$ (если расстояние до Крабовидной туманности ~ 1700 *пс*; см. выше); в) в миллиметровом диапазоне от $\nu \sim 3 \cdot 10^{10}$ *гц*

спектральная плотность потока начинает расти с частотой, следовательно, спектральный индекс становится отрицательным, $\alpha_3 \approx -0{,}7$; г) рентгеновская область спектра хорошо «сшивается» с оптической, однако, нужно допустить, что начиная от $\nu \sim 10^{16}$ *гц* спектральный индекс растет, достигая значения $\alpha_4 \sim 2$ около $\nu \sim 10^{18}$ *гц*, а для более высоких частот $\alpha_5 > 4$.

Важнейшей, на наш взгляд, особенностью синхротронного спектра Крабовидной туманности является то обстоятельство, что разность $\alpha_2 - \alpha_1 \approx 0{,}5$. Из теории синхротронного излучения известно, что если в данную область со значением магнитного поля $H_\perp = \text{const}$ непрерывно инжектируются релятивистские электроны с первоначальным энергетическим спектром $dN(E) = KE^{-\gamma}\,dE$, то вследствие потерь на синхротронное излучение этот спектр будет трансформироваться в $K'E^{-(\gamma+1)}$, т. е. становиться более крутым [250]. Если время инжекции конечно и равно t_1, то, очевидно, «преобразованный» спектр будет иметь место только для релятивистских электронов, энергия которых больше E_1, где E_1 определяется условием, что за время t_1, двигаясь в магнитном поле H, электроны с такой энергией из-за синхротронного излучения потеряют энергию, близкую E_1. Очевидно, что энергетический спектр для электронов с энергией $E < E_1$ останется неизменным, в то время как для электронов с $E > E_1$ он станет более крутым. «Граничная» энергия релятивистских электронов E_1 определяется формулой (вывод см. в [251])

$$E_1 = \frac{8{,}35 \cdot 10^6}{H_\perp^2 t_1} \text{ эв}, \tag{13.7}$$

где t_1 — время в годах, в течение которого происходит непрерывная инжекция. В области около $E = E_1$ будет происходить как бы «накопление» электронов, первоначально имевших более высокую энергию. Так как спектральный индекс $\alpha = \frac{\gamma - 1}{2}$, то увеличению γ на единицу для электронов с $E > E_1$ будет соответствовать увеличение спектрального индекса на 0,5 в области более высоких частот. Между областями спектра с $\alpha = \alpha_1$ и $\alpha = \alpha_1 + 0{,}5$ должна находиться промежуточная область, в которой спектральная кривая будет иметь либо максимум либо перегиб.

Именно такой спектр и наблюдается у Крабовидной туманности. Если «перелом» спектра, связанный с изменением спектрального индекса на 0,5, происходит при частоте ν_1, то из (13.7) следует, что

$$H_\perp \approx 700 \nu_1^{-\frac{1}{3}} t_1^{-\frac{2}{3}}. \tag{13.8}$$

Полагая в нашем случае $t_1 \sim 900$ лет, $\nu_1 \sim 10^{12}$ *гц*, найдем, что $H_\perp \approx 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*. Это значение $H_\perp$ и было принято при расчетах синхротронного излучения, которые проводились в предыдущих параграфах. Магнитное поле Крабовидной туманности впервые оценил этим методом С. Б. Пикельнер [252]. Однако в то время (1957 г.) наблюдательные данные о спектре этой туманности были весьма скудными. Заметим, что эта оценка $H_\perp$ очень слабо зависит от принятого значения ν_1. Самым существенным, однако, является вывод, что инжекция релятивистских частиц в Крабовидной туманности продолжается все время, в частности, сейчас. Первоначальный энергетический спектр релятивистских электронов, непрерывно инжектируемых в Крабовидную туманность, имеет вид

$$dN_1(E) = \frac{K_1\,dE}{E^{1,6}} \tag{13.9}$$

для $10^8 < E < 10^{13}$ *эв*. Для $E > 10^{13}$ *эв* первоначальный энергетический спектр становится несколько более крутым, что находит свое отражение в увеличении спектрального индекса синхротронного излучения Крабовидной туманности при переходе в рентгеновскую область спектра. При этом значение $K_1 = K$, где K получается из анализа сравнительно длинноволнового синхротронного излучения, обусловленного релятивистскими электронами, которые пока еще сохранили свой первоначальный энергетический спектр; согласно (11.1) $K \approx 9{,}6 \cdot 10^{-9}$. Отсюда следует, что полная энергия релятивистских электронов, которые были инжектированы в Крабовидную туманность за все время ее существования,

$$\mathscr{E}_{\text{р. э}} = V \int_{E_1}^{E_2} \frac{K_1}{E^{0,6}}\,dE = V K_1 E_2^{0,4} = 5 \cdot 10^{-8} V \text{ эрг},$$

где $E_2 \sim 3 \cdot 10^{12}$ *эв*. Полагая объем туманности $V \sim 10^{55}$ *см*^{3}, найдем $\mathscr{E}_{\text{р.э}} \approx 2{,}5 \cdot 10^{48}$ *эрг*. Определим теперь плотность энергии всех релятивистских электронов, находящихся в Крабовидной туманности в настоящее время. В § 11 мы нашли плотность энергии релятивистских электронов с $E < 1{,}5 \cdot 10^9$ *эв*, а в § 13 — с $E > 3 \cdot 10^{11}$ *эв*. Такую же оценку $w_{\text{р.э}}$ можно сделать и для $1{,}5 \cdot 10^9 < E < 3 \cdot 10^{11}$ *эв*. Полная плотность энергии всех релятивистских электронов оказывается $\sim 7{,}5 \cdot 10^{-9}$ *эрг/см*^{3}, что в четыре раза меньше плотности магнитной энергии при $H_\perp = 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*.

Таким образом, энергия инжектированных за все время существования Крабовидной туманности релятивистских электронов в 6—7 раз больше, чем имеющихся там в настоящее время. Отсюда можно сделать вывод, что туманность излучила синхротронным механизмом $4{,}2 \cdot 10^{-8}\ V \sim 2{,}5 \cdot 10^{48}$ *эрг*. Эту величину интересно сравнить с мощностью синхротронного излучения Крабовидной

туманности во всем диапазоне частот. Интегрируя кривую на рис. 108, найдем, что $\int F_\nu d_\nu = 2{,}5\cdot10^{-7}$ *эрг/см²·сек*. Полагая $R = 1700\,nc$, получим мощность всего синхротронного излучения туманности $L \sim 9\cdot10^{37}$ *эрг/сек*. Заметим, что мощность оптического излучения в области $7600 > \lambda > 3200$ Å примерно в десять раз меньше болометрической. Таким образом, если инжекция происходила все время с одинаковой мощностью, то за время ~ 900 лет $= 2{,}7\cdot10^{10}$ *сек* было излучено $\sim 2{,}4\cdot10^{48}$ *эрг*, что совпадает с независимой оценкой этой величины, сделанной выше. Следует подчеркнуть, что этот вывод не зависит от принятого расстояния до Крабовидной туманности, ибо величина L и объем туманности V (определяющий, при неизменном K, полную энергию всех инжектированных релятивистских электронов) одинаково зависят от r.

Весьма существенно, что нельзя предположить, что в Крабовидной туманности одновременно с инжекцией релятивистских электронов происходит инжекция релятивистских протонов или каких-нибудь других ядер, причем суммарная энергия последних превосходит энергию инжектированных релятивистских электронов в k раз. Известно, что в составе первичных космических лучей энергия протонной и ядерной компонент примерно в сотню раз превышает энергию электронной компоненты (см. § 16). Некоторые авторы считали, что аналогичная ситуация может иметь место и в Крабовидной туманности [253]. Если наряду с релятивистскими электронами в Крабовидную туманность инжектировались бы релятивистские протоны и ядра, то они, прежде всего, должны были бы остаться внутри туманности.

В § 19 будет показано, что магнитное поле в Крабовидной туманности имеет «внутреннее» происхождение и не может быть усиленным межзвездным полем. При такой структуре силовых линий практически невозможна постепенная «утечка» релятивистских частиц из области туманности в межзвездное пространство. Они могут только, если их давление достаточно велико, деформировать систему магнитных силовых линий и даже «разметать» их.

Между тем, инжектируемые и остающиеся в туманности релятивистские тяжелые частицы практически не будут терять энергию на синхротронное излучение, так как их масса слишком велика. Поэтому будет непрерывно расти плотность их энергии и в настоящее время она должна была бы быть

$$K k \int_{E_1}^{E_2} E^{-0{,}6}\,dE = 2{,}5 k K E_2^{0{,}4} = k 5\cdot10^{-8}\ \text{эрг/см}^3,$$

где мы предположили, что энергетический спектр инжектированных тяжелых ядер такой же, как и релятивистских электронов. Так как современная средняя плотность магнитной энергии в туманности $w_м \sim 3{,}3\cdot10^{-8}$ *эрг/см³*, то сразу же видно, что k не может быть больше единицы, ибо в этом случае поле было бы сильно деформировано релятивистскими частицами. Мы сейчас уточним верхнюю границу k и одновременно рассмотрим интересную задачу об объяснении векового ускорения волокон Крабовидной туманности.

В § 10 уже обсуждался полученный впервые Бааде вывод, согласно которому волокна Крабовидной туманности движутся с ускорением $g = 0{,}0011$ *см/сек²*. Так как величина ускорения пропорциональна большой оси системы волокон, а последнюю нужно увеличить в $\sim 1{,}5$ раза по сравнению со значением, принятым Бааде, то $g = 0{,}00165$ *см/сек²*. Впервые С. Б. Пикельнер предположил, что это ускорение волокон может быть обусловлено давлением находящихся в Крабовидной туманности магнитных полей и релятивистских частиц [252]. Оценим этот эффект количественно. Обозначим полную массу системы газовых волокон через M_1. Тогда мы можем написать условие того, что давление магнитного поля и релятивистских частиц равно действующей на волокна силе:

$$M_1 g = \left\{\frac{H^2}{8\pi} + (1+k)\,P_e\right\} 4\pi R^2, \qquad (13.10)$$

где R — характерный размер туманности, H — значение магнитного поля на периферии туманности в области ее газовой оболочки, состоящей из волокон. Из того факта, что интенсивность радиоизлучения Крабовидной туманности на расстоянии 3′ от ее центра падает в десятки раз по сравнению с максимальной (см. § 11), можно сделать вывод, что произведение $K H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}}$ уменьшается также в несколько десятков раз. Отсюда следует, что $H_\perp$ уменьшается на периферии туманности приблизительно в три раза по сравнению с центральной областью и будет $\sim 3\cdot10^{-4}$ *э*. Полагая, далее, $P_e \sim 2{,}5\cdot10^{-9}$ *эрг/см³* (в три раза меньше, чем в центральной части туманности, так как $P_e \perp H$), а эффективный радиус системы волокон $R = 3{,}5\cdot10^{18}$ *см*, найдем, что при $k = 0$ $M_1 \approx 5\cdot10^{32}$ *г*, или $\sim 0{,}25\,M_\odot$. Если было бы $k = 1$, то M_1 превосходила бы солнечную массу. Но это невозможно, так как сверхновая 1054 г. относится к I типу. Таким образом, мы пришли к выводу, что в Крабовидной туманности действует некоторый механизм, преимущественно ускоряющий электроны до релятивистских энергий, причем мощность этого механизма мало меняется со временем.

Различие значений H, а может быть, даже и энергетического спектра релятивистских электронов в различных частях туманности может повлечь за собой различия в спектрах синхротронного излучения. В § 11 уже подчеркивалось, что угловые размеры Крабовидной туманности на радиочастотах (по половине яркости) определенно больше оптических, другими словами, градиент яркости для последних больше. Это можно естественно объяснить различием спектральных индексов обоих видов излучений. Так как объемная светимость $\varepsilon_\nu \sim H^{\frac{3\gamma+7}{4}}$ (см. § 6), то большему значению α соответствует более сильная зависимость от H. При $\alpha = 0{,}28$ $\varepsilon_\nu \sim H^{2{,}95}$, а при $\alpha = 0{,}8$ $\varepsilon_\nu \sim H^{3{,}7}$. Заметим, что таким же способом можно объяснить малые размеры области рентгеновского излучения, для которого $\alpha \sim 2$. Различие H в различных частях туманности может иметь и другие последствия.

Как указывалось в § 11, недавно В. И. Слыш высказал очень интересную гипотезу, по-новому объясняющую наблюдаемое уменьшение степени поляризации радиоизлучения Крабовидной туманности с ростом длины волны [254]. Так как согласно наблюдениям источник поляризованного радиоизлучения имеет угловые размеры $\sim 2'$ и практически совпадает с областью поляризованного оптического синхротронного излучения (см. § 11), то естественно предположить, что поляризованные радио- и оптическое излучения исходят из одних и тех же внутренних частей туманности. Следовательно, скорее всего оба эти излучения обусловлены релятивистскими электронами, движущимися в одних и тех же магнитных полях. Следовательно, эти излучения должны определяться единым энергетическим спектром релятивистских электронов. В. И. Слыш делает смелое предположение, что в Крабовидной туманности никакой деполяризации нет, и строит спектр ее поляризованного излучения, показанный на рис. 109. Этот спектр сильно отличается от интегрального спектра туманности, приведенного на том же рисунке. В области радиочастот спектральный индекс излучения отрицателен, и, что весьма примечательно, близок к — 1/3. Именно таким должен быть спектральный индекс синхротронного излучения от релятивистских электронов, энергетический спектр которых круто обрывается «снизу» при энергии E_0, для частот, меньших $\nu_c = \frac{eH_\perp}{2\pi mc}\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2$ (см. § 6).

Как полагает В. И. Слыш, быстрый скачок позиционного угла электрического вектора при переходе от оптического диапазона к диапазону 3 *см* объясняется каким-то изменением в самом процессе генерации излучения.

Из теории следует, что для низкочастотных гармоник излучения релятивистских электронов (т. е. для $\nu < \nu_c$) степень поляризации излучения каждого релятивистского электрона уменьшается до 50%, между тем как для $\nu \gg \nu_c$ она равна 100% [255]. Поэтому естественно считать, что поляризованное излучение в радиодиапазоне представляет собой низкочастотные гармоники

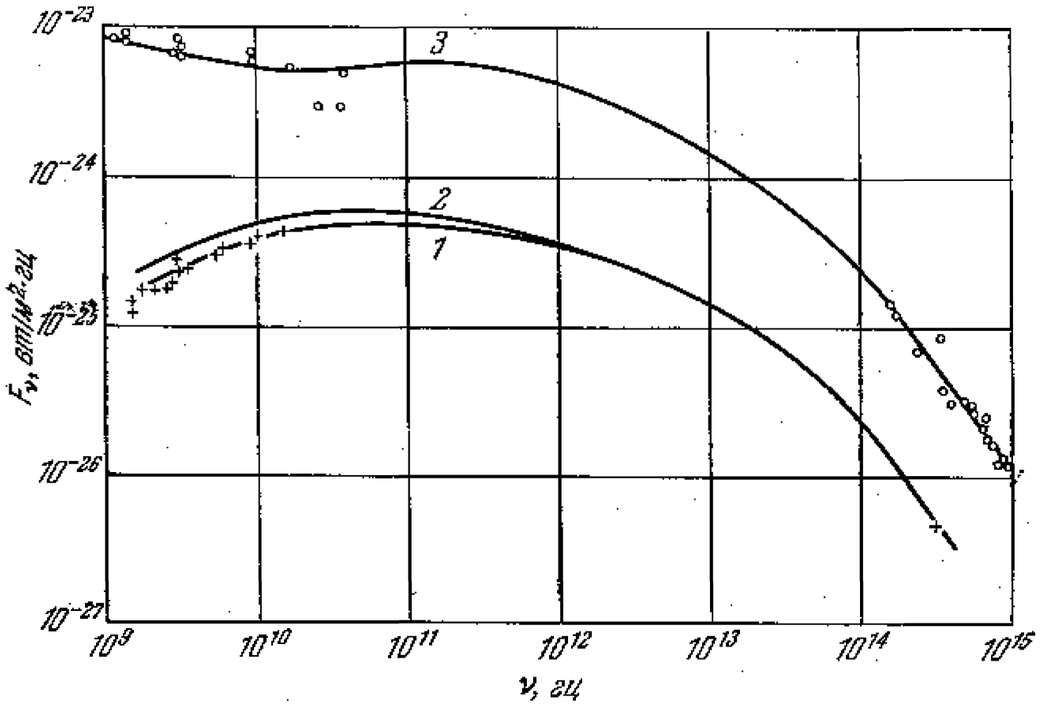


Рис. 109. Спектр поляризованного излучения Крабовидной туманности [254]. *1* — спектр поляризованного излучения, *2* — ожидаемый спектр центральной области диаметром $2'$, *3* — ожидаемый интегральный спектр.

излучения релятивистских электронов; эти электроны ответственны за излучение туманности на более высоких (в частности, оптических) частотах и находятся в центральных ее областях, тогда как неполяризованное излучение исходит из периферийных ее областей и, возможно, возникает в оболочке.

Как было указано в § 10, оптическое излучение Крабовидной туманности состоит из почти полностью поляризованного излучения отдельных областей и из неполяризованного фона. Низкочастотные гармоники излучения релятивистских электронов в этих областях и представляют собой, согласно гипотезе В. И. Слыша, поляризованное радиоизлучение Крабовидной туманности. При этом поворот плоскости поляризации радиоизлучения на 10° объясняется уменьшением степени поляризации при переходе к низким гармоникам (см. выше), ибо интегральное

поляризованное излучение туманности представляет собой сумму излучения отдельных ее областей с высокой степенью поляризации. Надо полагать, что позиционный угол результирующего электрического вектора весьма чувствителен к изменению степени поляризации отдельных областей. Так как переход к низкочастотным гармоникам в отдельных областях происходит неодновременно (по причине неизбежных небольших различий в напряженности магнитного поля и спектра релятивистских электронов), то на низких частотах изменяются «веса» различных областей, что влечет за собой поворот результирующего электрического вектора.

Мы изложили довольно подробно гипотезу В. И. Слыша, которая представляется весьма интересной и многообещающей. По нашему мнению важным фактором для этой гипотезы должно быть довольно значительное различие магнитного поля в центральной части Крабовидной туманности (где преимущественно испускаются поляризованные радио-и оптическое излучения) и на периферии. Можно предположить, что низкочастотный «завал» интегрального спектра Крабовидной туманности для $\nu < 50$ *Мгц* (см. рис. 83) как бы «повторяется» для поляризованного излучения на более высокой частоте $\sim 5 \cdot 10^9$ *гц* (см. рис. 99). Если релятивистские электроны движутся с сохранением адиабатического инварианта в данном магнитном поле, зависящем от координат, то, так как $E \sim H^{\frac{1}{2}}$ частота максимума синхротронного спектра $\nu_c \sim \frac{eH}{2\pi mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \sim H^2$. Поэтому, если в центральной части туманности имеются отдельные области, где магнитное поле на порядок больше, чем на периферии, и более или менее однородно, то они могут дать поляризованное излучение наблюдаемого спектрального состава.

§ 14. Звезда — бывшая сверхновая 1054 г. и ее продолжающаяся активность

Важнейшим результатом исследования синхротронного излучения Крабовидной туманности является доказательство продолжающейся и в настоящее время генерации релятивистских электронов высоких и сверхвысоких энергий. Напомним основные факты, на основании анализа которых оказалось возможным сделать этот вывод.

а) При поле $H_\perp \sim 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*, которое нужно принять для объяснения наблюдаемого «перелома» в спектре синхротронного излучения Крабовидной туманности, время, в течение которого

электрон вследствие потерь на излучение потеряет половину энергии, дается выражением

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{8{,}35 \cdot 10^{-3}}{H_\perp^2 E} \approx 70 \text{ лет}, \qquad (14.1)$$

где E выражено в единицах 10^9 *эв*. Это время гораздо меньше времени существования туманности. Следовательно, каждые 50—100 лет все релятивистские электроны, ответственные за оптическое излучение Крабовидной туманности, должны «возобновляться».

б) Так как рентгеновское излучение Крабовидной туманности должно также иметь синхротронную природу, то $t_{\frac{1}{2}}$ для него будет еще меньше. Например, для электронов, ответственных за синхротронное излучение в диапазоне 50—60 *кэв*, которое наблюдал Кларк (см. § 13), $E \sim 3 \cdot 10^{13}$ *эв* и $t_{\frac{1}{2}} \sim 0{,}5$ года.

Из а) и б) непосредственно следует, что в Крабовидной туманности действует некий «сторонний механизм», обеспечивающий ее перманентную «накачку» релятивистскими электронами. Из характера синхротронного спектра туманности (см. рис. 108 и обсуждение в § 13) следует, что «первоначальный» энергетический спектр инжектируемых релятивистских электронов является довольно пологим, с $\gamma \approx 1{,}6$.

Если в оптическом диапазоне частот излучение Крабовидной туманности вызывается релятивистскими электронами, которые накапливались там в течение нескольких десятков лет, то в рентгеновском диапазоне излучают «свежие» релятивистские электроны, образовавшиеся всего лишь несколько месяцев тому назад. Поэтому возможные флуктуации мощности механизма инжекции будут сильно сглажены для «оптических» релятивистских электронов, в то время как мощность рентгеновского излучения может меняться, отражая флуктуации мощности механизма инжекции, если они, конечно, имеют характерное время больше нескольких месяцев. Было бы очень интересно провести длительные схематические наблюдения потока рентгеновского излучения от Крабовидной туманности на предмет обнаружения ее возможной переменности в этом диапазоне частот. Такие наблюдения можно было бы провести на специальном искусственном спутнике Земли.

В предыдущем параграфе было показано, что мощность механизма инжекции, действующего в Крабовидной туманности, более или менее постоянна и равна мощности ее синхротронного излучения, т. е. $\sim 10^{38}$ *эрг/сек*. Возникает вопрос: где происходит инжекция? Возможность инжекции во всем объеме туманности следует отвести, так как в этом случае механизм ускорения релятивистских частиц должен был бы иметь совершенно необычный

характер. Поскольку потери на синхротронное излучение пропорциональны квадрату энергии релятивистского электрона, то для их компенсации нужно прежде всего предположить, что приобретение энергии за единицу времени пропорционально E^δ, где $\delta > 2$. Такой механизм, однако, физике неизвестен. Кроме того, если бы такой механизм работал в туманности, то происходило бы вековое увеличение количества релятивистских электронов высоких энергий, что радикально отразилось бы на ее синхротронном спектре и сделало бы его весьма отличным от наблюдаемого.

Некоторые авторы предполагали, что релятивистские электроны в Крабовидной туманности могут иметь вторичное происхождение [256]. Согласно этой гипотезе, они могли бы возникать при столкновениях релятивистских протонов (или каких-либо других тяжелых ядер) с ядрами ионов плазмы, заполняющей туманность. Можно, однако, убедиться в том, что эта гипотеза не выдерживает критики. Полное количество энергии релятивистских электронов, инжектированных таким способом за 1 *сек*, будет равно

$$n_{\text{р.п.}} n_0 \sigma V c \bar{E} = 10^{38} \ эрг/сек,$$

где $n_{\text{р.п.}}$ означает концентрацию релятивистских протонов со средней энергией $\sim 20\ \bar{E}$ ($\bar{E}$ — средняя энергия инжектированных электронов), $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-26}\ см^2$ — эффективное сечение ядерного столкновения, $V \sim 3 \cdot 10^{55}\ см^3$ — эффективный объем туманности, n_0 — концентрация газа. В правой части уравнения (14.2) стоит наблюдаемая полная мощность синхротронного излучения Крабовидной туманности. Полагая $\bar{E} \sim 10^{10}\ эв$, найдем $n_{\text{р.п.}} n_0 \sim 0{,}3$, что совершенно неприемлемо. Если, например, $n_{\text{р.п.}} \sim 10^{-7}$ (что соответствует плотности энергии релятивистских протонов $\sim 3 \cdot 10^{-8}\ эрг/см^3$ и равно плотности энергии магнитного поля; см. § 13), то $n_0 \sim 3 \cdot 10^6\ см^{-3}$ — величина несуразно большая.

Несостоятельность гипотезы о вторичном происхождении релятивистских электронов в Крабовидной туманности была доказана и прямыми наблюдениями. Дело в том, что при каждом ядерном столкновении наряду с релятивистскими электронами и позитронами образуются также γ-кванты, энергия которых примерно такая же, как и релятивистских электронов и позитронов. В 1960 г. Коккони высказал гипотезу, что по этой причине Крабовидная туманность может быть источником измеримого потока весьма жестких γ-квантов [257].

Начиная с 1960 г. А. Е. Чудаков и его сотрудники исследовали возможность потоков сверхжестких фотонов от некоторых космических источников, в частности, от Крабовидной туманности [258]. Хотя сделанный выше расчет показывает, что нельзя ожидать образования вторичных релятивистских электронов и позитронов во всем объеме туманности, он не исключает возможность такого процесса в достаточно малой области (например, в окрестностях бывшей сверхновой; см. ниже), откуда, как можно полагать, непрерывно инжектируются релятивистские протоны с высокой плотностью газа.

Наблюдения группы А. Е. Чудакова проводились в течение четырех лет. Методика этих наблюдений основывалась на регистрации широких атмосферных ливней в небольшом телесном угле

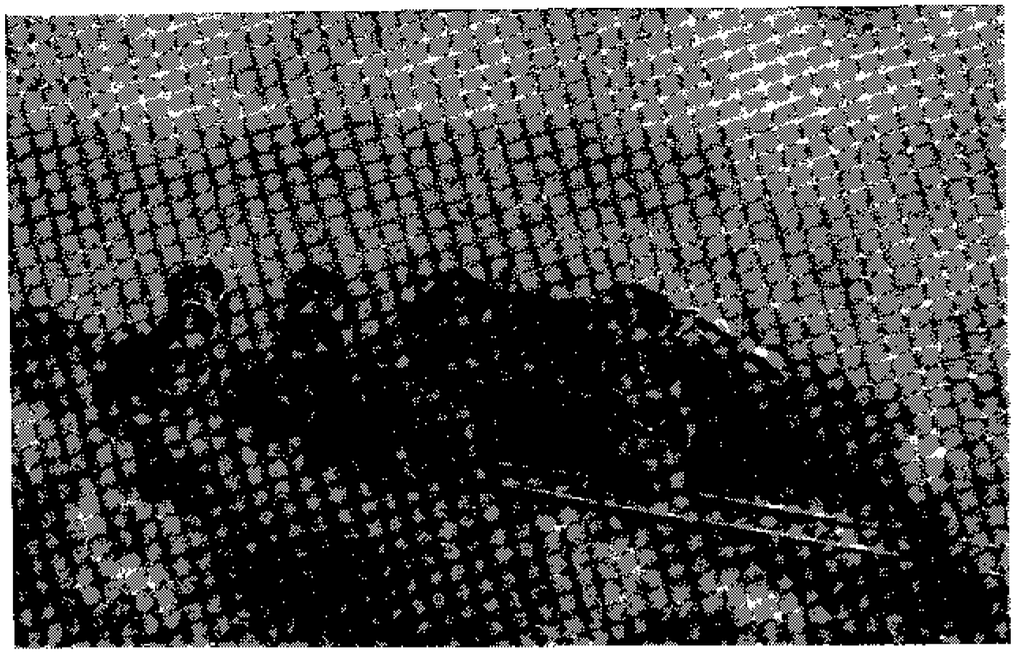


Рис. 110. Фотография установки для наблюдений γ-излучения Крабовидной туманности [258].

($\sim 10^{-3}\ стер$) по создаваемому ими в атмосфере черенковскому излучению. Наблюдения проводились на телескопической системе, изображенной на рис. 110. Система состоит из четырех телескопов, каждый из которых представляет собой систему трех параболоидов с параллельными оптическими осями. В фокусе каждого параболоида устанавливается фотоумножитель, сигнал от которого по высокочастотному кабелю подавался на измерительную аппаратуру. Для регистрации ливней применялась методика совпадений. Вся установка была весьма светосильной, что позволило регистрировать вспышки черенковского излучения от ливней сравнительно небольшой начальной энергии $\sim 2 \cdot 10^{12}\ эв$.

Результаты этих интересных наблюдений оказались отрицательными: никакого измеримого эффекта при наведении телескопа

на Крабовидную туманность не было обнаружено. Регистрировались только ливни, образующие изотропный фон. Отсюда в [258] был сделан вывод, что поток фотонов от Крабовидной туманности с энергией $h\nu > 5 \cdot 10^{12}$ *эв* меньше $5 \cdot 10^{-11}$ фотонов/*см*$^2 \cdot$ *сек*. Эта величина по крайней мере в 1000 раз меньше ожидаемой в предположении вторичного происхождения релятивистских электронов в Крабовидной туманности.

Итак, невозможно представить, чтобы инжекция релятивистских электронов происходила в объеме туманности благодаря какому бы то ни было механизму. Остается только предположить, что в Крабовидной туманности имеется некоторый объект, действующий как исключительно мощный генератор релятивистских электронов и являющийся в этом смысле как бы «сторонним» по отношению к туманности. Физические условия в этом объекте (плотность вещества, температура, магнитное поле) должны резко отличаться от условий в самой туманности, поэтому механизм ускорения электронов до релятивистских энергий может оказаться весьма специфичным. Естественно предположить, что таким объектом может быть звезда — бывшая сверхновая и окружающая ее сравнительно малая область.

В пользу представления, что в Крабовидной туманности находится выражаясь математически, «особенность» малых размеров, говорят и результаты наблюдений. Прежде всего мы остановимся на удивительных метаморфозах в центральной части Крабовидной туманности, которые наблюдал Бааде (см. § 12). Очень грубо поверхностную яркость движущихся «жгутов» в центральной части Крабовидной туманности можно оценить следующим образом. Согласно сообщению Бааде интегральная звездная величина «жгута» обычно на 1^m слабее соседней звездочки, т. е. близка к 17^m, в то время как угловые размеры его ~ 5 кв. секунд дуги (см. рис. 99). Отсюда получается, что полное излучение «жгута» в 1000 раз меньше, чем всей туманности, а поверхностная яркость примерно такая же, как средняя яркость туманности в области радиусом в $1'$, окружающей центральную звездочку. Так как толщина «жгута» $\sim 1''$, то его объемная светимость примерно в 100 раз больше, чем средняя объемная светимость центральной части аморфной массы.

Из наблюдений Крабовидной туманности в поляризованном свете следует, что магнитное поле в этой части направлено по оси «жгута», следовательно, его скорость направлена перпендикулярно к магнитному полю. Мы можем теперь представить образование «жгута» следующим образом. Под воздействием какой-то внешней причины силовые линии магнитного поля быстро уплотнились. Возникшее таким образом уплотнение магнитного поля стало распространяться в направлении, противоположном

направлению возмущающей силы, как магнитно-гидродинамическая волна. По причине локального усиления магнитного поля объемная светимость находящихся там релятивистских электронов значительно увеличилась. Согласно формуле (6.13) для того, чтобы ε_ν увеличилось в ~ 100 раз, при $\gamma = 2{,}6$, нужно, чтобы поле увеличилось в $\sim 3{,}5$ раза, т. е. сравнительно намного. Заметим, что находящиеся в области «жгута» релятивистские электроны, двигаясь по винтовым линиям вокруг силовых линий, за время существования «жгута» ($\sim 10^7$ *сек*) не успевают выйти из него. Они могут покинуть «жгут», только двигаясь вдоль его оси, длина которой $\sim 2 \cdot 10^{17}$ *см*, причем шаг их винтовой траектории мал. Последнее следует из адиабатического инварианта. В то же время за несколько месяцев существования «жгута» релятивистские электроны, ответственные за его оптическое излучение, не успеют потерять существенную часть своей энергии. Ведь в «нормальных» областях туманности, при $H_\perp = 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ *э*, $t_{\frac{1}{2}} = 70$ лет. При усилении поля в 3,5 раза $t_{\frac{1}{2}}$ будет $\sim 10^2$ лет. Отчего же исчезает «жгут»? Единственная причина этого — рассасывание магнитного возмущения по мере распространения волны.

Рассматривая движение «жгута» как распространение одиночного импульса поперек магнитного поля, мы можем из обычного условия $\frac{H^2}{8\pi} = \frac{\rho v_A^2}{2}$, где v_A — скорость распространения волны ($\sim 3 \cdot 10^9$ *см/сек*), оценить плотность окружающей среды ρ. Полагая $H \sim 3 \cdot 10^{-3}$ *э*, найдем $\rho \sim 8 \cdot 10^{-26}$ *г/см*^{3}, откуда $N_e \sim 5 \cdot 10^{-2}$ *см*$^{-3}$, в хорошем согласии с оценкой N_e по поляризационным наблюдениям, о которой шла речь в § 13.

Какова же причина быстрого сжатия магнитных силовых линий, вызвавшего появление «жгута» и его движение? Нам представляется наиболее вероятным, что такой причиной может быть выброс большого количества релятивистских частиц из малой области, окружающей бывшую сверхновую. Известно, что при внезапном появлении большого количества энергетических заряженных частиц они «выталкивают» окружающее их магнитное поле. Хорошим примером этого явления служит эксперимент «Аргус», в результате которого на некоторое время в магнитном поле Земли образовалась «каверна» размерами в несколько сотен километров. Только после того как давление релятивистских частиц станет близко к давлению магнитного поля, их свободный разлет прекратится, и они начнут двигаться в направлении магнитного поля.

Допустим теперь, что из некоторой малой области в центральной части Крабовидной туманности выброшено облако релятив-

вистских частиц. Такие периодически повторяющиеся выбросы и приводят к инжектированию частиц. Так как эти выбросы происходят в среднем раз в $\sim 5\cdot10^6$ *сек*, то суммарная энергия релятивистских электронов в одном выбросе $E = 5\cdot10^6\cdot10^{38} \sim 5\cdot10^{44}$ *эрг*. Из условия

$$\frac{E_в}{\frac{4}{3}\pi R_1^3} = \frac{H^2}{8\pi}$$

можно оценить радиус области, в которой релятивистские частицы «вымели» первоначальное невозмущенное магнитное поле; напряженность последнего можно принять $\sim 10^{-3}$ *э*: $R_1 \sim 1{,}4\cdot10^{17}$ *см*. При расстоянии до Крабовидной туманности ~ 1700 *пс* это составит около 6″. Но именно на таком расстоянии и появляется всегда «жгут» (см. § 12).

Набросанная выше схема образования «жгута» является, конечно, очень грубой. Все же она дает объяснение всем основным наблюдаемым особенностям этих замечательных образований (величина и направление движения, почему они никогда не появляются в непосредственной близости от центральной звездочки, и т. п.). Вспомним, что характерные образования, похожие на «жгуты», возникают и к востоку от центральной звездочки (см. рис. 99). Это обстоятельство также непринужденно объясняется нашей гипотезой.

Во внутренней области туманности, окружающей центральную звезду, обычно имеется «каверна» магнитного поля, которое выталкивается инжектируемыми облаками релятивистских частиц. Поэтому релятивистские электроны, движущиеся прямолинейно в условиях свободного разлета, практически не излучают. Неслучайно яркость «аморфной массы» Крабовидной туманности в этом месте невелика. По-видимому, она обусловлена проекцией более периферических областей туманности. После того как давление релятивистских частиц уравновесилось магнитным давлением, последние, двигаясь вдоль силовых линий по каналу шириной $\sim 3\cdot10^{17}$ *см*, «вольются» в туманность и смешаются с уже имеющимися в ней релятивистскими частицами. В это же время в центральной части начнет довольно быстро «восстанавливаться» магнитное поле, с тем, чтобы следующая порция релятивистских частиц, выброшенная в центральную область, опять его «разметала».

Такова картина инжекции релятивистских частиц в Крабовидную туманность, которую можно представить из анализа наблюдаемых метаморфоз в ее центральной области. Как говорилось выше, естественно связать эти периодически повторяющиеся выбросы облаков релятивистских частиц с продолжающейся активностью бывшей сверхновой.

Что же можно сказать об этой звезде, основываясь на известных в настоящее время наблюдательных данных? Мы знаем, что в центральной части Крабовидной туманности находятся две звезды, удаленные друг от друга на угловое расстояние 4″,9. Эти звезды согласно Бааде имеют почти одинаковую видимую звездную величину $m_{ph} = 15{,}9$ [162]. Северная звезда имеет показатель цвета $+0{,}80$, а южная $+0{,}41$. Таким образом, показатель цвета не дает указаний на то, что какой-нибудь из этих объектов имеет аномально высокую температуру излучающей поверхности. Любопытно, что ни одна из слабых звезд в этой части туманности вплоть до $m = 20$ не обнаруживает аномалий в цвете, которые могли бы указывать на высокую температуру. Следует, однако, иметь в виду, что по причине межзвездного поглощения показатель цвета должен быть меньше, следовательно, цветовая температура выше. Исправленные на межзвездное поглощение значения показателя цвета равны $+0{,}14$ и $+0{,}53$ для южной и северной звезд соответственно. Отсюда можно оценить спектральные классы звезд, которые оказываются F1 и G4.

Эти фотометрические наблюдения были дополнены спектрографическими наблюдениями Минковского [163]. Следует заметить, что получение щелевых спектрограмм этих звездочек — задача в высшей степени трудная. Дело в том, что эти слабые объекты проектируются на очень яркую туманность. Сколько-нибудь надежный результат может быть получен только при очень хороших изображениях, когда можно воспользоваться достаточно узкой щелью спектрографа, чтобы повысить контраст спектров звезд по отношению к непрерывному спектру туманности.

Спектр северной звезды указывает на то, что температура ее фотосферы заметно ниже, чем у южной. Видны слабые линии поглощения, однако точную спектральную классификацию выполнить затруднительно из-за слабого контраста с фоном туманности и присутствия эмиссионных линий, пересекающих спектр. Можно только утверждать, что ее спектральный класс находится где-то между ранним F и ранним G. Спектр южной звезды является чисто непрерывным, линий поглощения на нем не заметно. Из сравнения распределения энергии в непрерывном спектре южной и северной звезд следует, что спектральный тип первой более поздний, чем поздние подклассы B. Это не противоречит оценке Бааде, которая была приведена выше. Следует еще заметить, что спектр южной звездочки не простирается столь далеко в ультрафиолетовую сторону, как у горячих звезд типа бывших новых, новоподобных и пр.

Минковский, проведя наблюдения, разделял господствующую идею, что свечение Крабовидной туманности имеет ту же

причину, что и свечение планетарных туманностей, т. е. обусловлено наличием в ней «центральной» звезды с весьма высокой температурой поверхности. Поэтому он всячески стремился показать, что таким горячим «ядром» Крабовидной туманности может быть южная из двух звезд, находящихся в ее центральной части. Однако анализ весьма скудного наблюдательного материала не позволяет все же сделать вывод, что эта звезда очень горяча. Недавно появилось краткое сообщение, что будто бы Крафт, впервые после Минковского получивший спектрограмму южной звезды, нашел в ее спектре фраунгоферовы линии H и K ионизованного кальция, что позволяет считать ее заурядной звездой спектрального класса F [259]. К сожалению, наблюдения Крафта нигде не опубликованы, и степень достоверности сообщения, содержащегося в [259], нам не ясна.

Все же у этой звезды есть одна интересная особенность, невольно обращающая на себя внимание. Согласно наблюдениям Дункана собственное движение южной звезды $\mu_\alpha = -0''{,}019$, $\mu_\delta = 0''{,}000$, в то время как для соседней северной звезды $\mu_\alpha = 0''{,}000$, $\mu_\delta = 0''{,}000$ [160]. Старые пулковские наблюдения А. Н. Дейча и В. В. Лавдовского хорошо согласуются с результатами Дункана, давая для южной звезды $\mu_\alpha = -0''{,}018$, $\mu_\delta = 0''{,}003$, а для северной $\mu_\alpha = 0''{,}000$, $\mu_\delta = 0''{,}002$ [161]. Вероятная ошибка этих наблюдений не превышает $\pm 0''{,}008$. Заметим, что исходя из старых и недостаточно точных наблюдений ван Маанена, Бааде для южной звезды нашел вдвое меньшее значение собственного движения: $\mu_\alpha = -0''{,}010$ [162]. Однако этот результат расходится с описанными выше тремя независимыми измерениями и имеет незначительный вес. Интересно, что собственное движение всей системы волокон Крабовидной туманности согласно [160] близко по величине к указанному и имеет тот же знак: $\mu_\alpha = -0''{,}022 \pm 0''{,}007$.

Если южная звезда находится в Крабовидной туманности, то ее тангенциальная скорость получается очень высокой, ~ 150 *км/сек*, а вероятная пространственная скорость 190 *км/сек*, что в 6—7 раз превышает дисперсию скоростей для звезд главной последовательности спектрального класса F. У субкарликов дисперсия скоростей достигает ~ 150 *км/сек* [260]. Однако субкарлик класса F имеет абсолютную величину $+5^m$ и, находясь в Крабовидной туманности, имел бы видимую величину $18^m{,}5$ (с учетом поглощения света), т. е. был бы на 2,5 величины слабее южной звезды в центральной ее части. Вряд ли вообще сверхновые I типа до вспышки можно считать субкарликами, так как этому предположению противоречат наблюдаемые положения сверхновых этого типа в спиральных галактиках (большинство их вспыхивает в пределах диска).

Можно было бы предположить, что эта звезда случайно проектируется на Крабовидную туманность. Однако нетрудно убедиться в том, что вероятность такого положения звезды относительно туманности очень мала. Дело в том, что «физический центр» туманности, понимаемый как область, где находится источник продолжающейся до сих пор активности и мощного выделения энергии, определен довольно хорошо. Как следует из анализа проблемы образования «жгутов» (см. выше), он во всяком случае находится в области, окружающей южную звезду, радиус которой меньше $3''$. С другой стороны, согласно данным звездной статистики, в области галактического экватора число звезд до 16^m составляет 10^4 на кв. градус, откуда следует, что вероятность случайного попадания такой звезды в кружок радиусом $3''$ около $2 \cdot 10^{-2}$. К этому следует еще добавить, что интересующая нас звезда имеет спектральный класс F. Нетрудно показать, что только звезды этого спектрального класса, имеющие видимую фотовизуальную величину $15^m{,}5$, могут находиться на расстоянии, равном расстоянию до Крабовидной туманности (с учетом межзвездного поглощения света $A_v \approx 1^m{,}5$). Априорная вероятность того, что звезда типа F находится случайно в области «физического центра» Крабовидной туманности, станет тогда уже $\sim 10^{-3}$, т. е. весьма малой величиной. Следовательно, с большой вероятностью можно утверждать, что южная звезда в центральной части Крабовидной туманности связана с последней генетически. Однако, эта звезда, как можно судить на основании скудных наблюдательных данных, не является настолько необычной, чтобы считать ее бывшей сверхновой. Спектрограмма, полученная Минковским, при всем ее плохом качестве как будто говорит за то, что звезда не очень горяча. Если упоминавшиеся выше результаты наблюдений Крафта подтвердятся, то мы имеем перед собой тривиальную звезду спектрального класса F. Очень трудно представить себе, что звезда, пережившая такую катастрофу, не претерпела радикальных изменений.

Автор этой книги недавно высказал гипотезу, что наблюдаемая звезда есть один из компонентов в двойной системе, причем второй компонент вспыхнул как сверхновая и в настоящее время оптически ненаблюдаем [261]. Аргументом в пользу этой гипотезы является аномально большая пространственная скорость этой звезды. Столь высокую скорость можно пытаться объяснить «эффектом пращи» (см. § 4). Рассмотрим следующую упрощенную модель явления. Предположим, что бывшая сверхновая была компонентом тесной двойной системы, причем массы обеих звезд были близкими. Допустим, что после взрыва система не распалась, т. е. движение осталось эллиптическим, но с сильно изменившимися параметрами. Будем считать, что наблюдаемая

пространственная скорость южной звезды Крабовидной туманности близка к скорости движения центра тяжести системы после взрыва одного из компонентов. Мы можем к нашей задаче полностью применить теорию, развитую в § 4. Для определенности предположим, то отношение масс компонентов до взрыва $\frac{M_2}{M_1} = 0{,}8$, причем первоначальная орбита была круговой. Дальнейший анализ будет основываться на данных табл. 5. Из этой таблицы видно, что если звезда во время взрыва потеряла свыше 50% своей массы (т. е. $q < 0{,}5$), т. е. скорость центра тяжести системы после взрыва (по отношению к «старому» центру тяжести) составляет существенную часть первоначальной орбитальной скорости. Например, если $q = 0{,}3$ (т. е. взорвавшаяся звезда потеряла 70% своей первоначальной массы), то скорость движения центра тяжести после взрыва будет $\sim 0{,}5$ первоначальной орбитальной скорости. Отсюда следует, что если мы хотим объяснить наблюдаемую высокую пространственную скорость звезды в центре Крабовидной туманности «эффектом пращи», то первоначальная орбитальная круговая скорость должна быть очень высокой, ~ 300—400 *км/сек*. При массе компонентов $\sim 1 M_\odot$ расстояние между ними должно было быть ~ 3—$4\, R_\odot$, т. е. это была очень тесная пара с периодом обращения около 1 суток.

Из табл. 5 следует, что при достаточно быстрой потере массы (в нашем случае — за несколько часов) орбита может стать резко эллиптической. Например, если $\tau_c = 0{,}2$ (т. е. время потери массы у взорвавшейся звезды $\sim 0{,}2$ периода), а $q = 0{,}1$, то большая полуось орбиты после взрыва станет в 21 раз больше радиуса первоначальной круговой орбиты. При этом период обращения увеличится в ~ 100 раз, т. е. станет порядка нескольких месяцев.

Таким образом, наблюдаемую высокую пространственную скорость звезды в центре Крабовидной туманности можно объяснить, если предположить, что звезда, вспыхнувшая как сверхновая I типа, имела до взрыва массу, близкую к массе Солнца, а во время взрыва за несколько часов потеряла по крайней мере 80—90% своей массы. Предположение о сравнительно малой первоначальной массе взорвавшейся звезды вполне естественно, так как сверхновые I типа принадлежат ко второму типу населения галактик. Однако условие, что взорвавшаяся звезда потеряла 80—90% своей массы, является очень тяжелым. Следует, впрочем, иметь в виду, что потеря массы может быть обусловлена не только выбросом газов, но и мощным нейтринным излучением. Мы здесь, однако, коснулись основного вопроса о причине и механизме взрыва сверхновых, которого пока не затрагивали. Этой, еще весьма далекой от решения проблеме будет посвящен § 18. Однако сразу же следует сказать, что современные теории и гипотезы не приводят к таким большим потерям массы у сверхновых звезд, так что в этом пункте наша гипотеза сталкивается с серьезной трудностью.

Если считать, что существенная часть массы взорвавшейся звезды была выброшена в форме газа (а не нейтринного излучения), то следует ожидать, что масса волокон Крабовидной туманности должна быть $\sim 1 M_\odot$, между тем как существующие оценки массы волокон приводят к значению, в 10 раз меньшему (см. § 10). Эта трудность, однако, нам не представляется непреодолимой. Можно, например, считать, что большая часть массы волокон состоит из холодного, несветящегося газа (например, из нейтрального гелия и водорода с низкой степенью ионизации). Основанием для такого предположения является довольно интенсивная эмиссия волокон в линиях [O I], указывающая на то, что внешние части волокон могут состоять из нейтрального газа. Как мы уже видели (см. § 13), оценка полной массы волокон Крабовидной туманности по наблюдаемому ускорению довольно сильно зависит от принятого значения H на ее периферии. В частности, если увеличить поле в 2—3 раза, то масса волокон получится $\sim 1 M_\odot$. Имеется и еще одна трудность: закон сохранения импульса требует, чтобы скорость движения центра тяжести газовой оболочки, выброшенной при взрыве, была противоположна скорости звезды. Между тем, как уже упоминалось, согласно старым наблюдениям Дункана остаточное собственное движение системы волокон Крабовидной туманности $\mu_\alpha = 0''{,}022$, $\mu_\delta = 0{,}000$, т. е. почти равно по величине и имеет то же направление, что и собственное движение южной звезды в центре Крабовидной туманности [160]. Следует, однако, заметить, что на предполагаемое собственное движение системы волокон Крабовидной туманности накладывается по крайней мере на порядок большее расширение (см. рис. 65). Поэтому получение собственного движения системы волокон как некоторого дифференциального эффекта — весьма трудная, а главное — не вполне определенная задача. Если выброшенная масса составляет ~ 80—90% массы звезды, то ожидаемое собственное движение системы волокон должно быть очень малым и вряд ли обнаруженным.

Мы достаточно подробно остановились на многочисленных трудностях, с которыми сталкивается наша гипотеза. Вместе с тем она, по-видимому, способна (хотя бы в принципе) объяснить некоторые важные явления, следующие из анализа результатов наблюдений центральной части Крабовидной туманности. Если остаток взорвавшейся звезды движется по весьма эксцентричной орбите с периодом в несколько месяцев, то можно ожидать, что он периодически в периастрии своей орбиты будет как бы «окунаться» в атмосферу невзорвавшейся звезды. При этом могут

происходить мощные процессы, приводящие к генерации большого количества релятивистских частиц. Имеются серьезные основания полагать, что после взрыва сверхновая превращается в объект почти ядерной плотности, размеры которого близки к шварцшильдовскому радиусу (см. § 18). Поэтому каждая частица, падающая на такую звезду, будет иметь скорость, близкую к скорости света. Если считать, что причиной продолжающейся активности ядра Крабовидной туманности является аккреция газа сжавшейся звездой (см. § 19), то наблюдаемая ~100-дневная периодичность описанных выше метаморфоз в центральной части Крабовидной туманности может быть объяснена орбитальным движением бывшей сверхновой. Когда последняя будет периодически «окунаться» в атмосферу невзорвавшегося компонента, из него будут выбрасываться мощные струи газов, которые станут падать на бывшую сверхновую и обтекать ее. Процесс такого выбрасывания будет длиться примерно несколько часов, после чего наступит сравнительно спокойный двух-трехмесячный период. Расчет возможной мощности генерируемых при этом релятивистских частиц будет проведен в § 19.

Для проверки этой гипотезы было бы весьма важно систематически наблюдать блеск центральной звезды. Если эта гипотеза справедлива, можно ожидать периодически повторяющихся вспышек яркости звезды, причем длительность вспышек будет порядка нескольких часов, а период — порядка нескольких месяцев.

Нельзя исключить возможность того, что явление двойственности или вообще кратности является фундаментальным свойством всех взрывающихся объектов. Хорошо известно, что обычные новые звезды периодически вспыхивают только потому, что они являются тесными компонентами двойных систем [262]. При некоторых условиях нормальная эволюция таких объектов становится невозможной, и возникают различного типа неустойчивости. Можно допустить, что при особых условиях, которые реализуются сравнительно редко, компоненты тесной двойной системы могут взрываться как сверхновые. Мы, однако, опять коснулись вопроса о причине взрывов сверхновых, который будет рассматриваться дальше.

С проблемой продолжающейся активности ядра Крабовидной туманности, по-видимому, связан также вопрос об одной интересной особенности энергетического спектра релятивистских электронов в ней. Из анализа спектра синхротронного излучения этой туманности в области сравнительно низких частот (< 50 *Мгц*) следует, что энергетический спектр излучающих релятивистских электронов довольно резко обрывается для энергии ~100 *Мэв* (см. § 11). Какова причина такого обрыва? В самой туманности релятивистские электроны с такими энергиями не могут испытывать сколько-нибудь существенных энергетических потерь. При $H \sim 10^{-3}$ *э* для таких электронов $t_{\frac{1}{2}} \sim 10^5$ лет, а для того, чтобы

были существенны ионизационные потери, как можно показать, релятивистские электроны должны пройти слой вещества ~ 1 *г/см*^{2}. За время $\sim 3 \cdot 10^{10}$ *сек* каждый релятивистский электрон пройдет путь $\sim 10^{21}$ *см*, следовательно, чтобы пройти указанную выше толщу вещества, он должен двигаться в среде с плотностью $\sim 10^{-21}$ *г/см*^{3}. В действительности средняя плотность вещества в аморфной массе Крабовидной туманности должна быть по крайней мере на четыре порядка меньше (см. § 13).

Мы можем сделать отсюда вывод, что обрыв в энергетическом спектре должен быть у инжектируемых электронов. Одно из возможных объяснений такого обрыва, и притом, на наш взгляд, наиболее естественное, состоит в предположении, что в области инжекции релятивистские электроны проходят через слой вещества с поверхностной плотностью ~ 1 *г/см*^{2}.

Зная поверхностную плотность, можно найти нижнюю границу концентрации газа в области инжекции. Так как характерное время между появлением двух последовательных «жгутов» $\sim 10^7$ *сек* должно быть равно промежутку времени между двумя инжекциями, то путь, проходимый каждой релятивистской частицей за это время, должен быть $\sim 3 \cdot 10^{17}$ *см*. Очевидно, только малая часть этого пути l проходит через область инжекции. Из условия

$$c\tau N_{\text{н}} m_{\text{н}} > l N_{\text{н}} m_{\text{н}} \sim 1 \text{ г/см}^2$$

найдем, что $N_{\text{н}} > 2 \cdot 10^6$ *см*$^{-3}$, откуда следует, что в области инжекции плотность газа $\geqslant 3 \cdot 10^{-18}$ *г/см*^{3}. Скорее всего, эта оценка является сильно заниженной. Мы можем, следовательно, сделать вывод, что инжекция релятивистских частиц в Крабовидной туманности происходит в сравнительно плотной плазме, где концентрация газа по крайней мере в сотни миллионов раз превышает концентрацию частиц в «аморфной массе» туманности и по меньшей мере в сотни тысяч раз превосходит концентрацию газа в волокнах. Этот результат, полученный из анализа спектра синхротронного излучения Крабовидной туманности в области низких частот, является независимым аргументом в пользу утверждения, что в центральной части Крабовидной туманности имеется инжектор релятивистских частиц, физические условия в котором резко отличаются от «средних».

Представляется очень заманчивым связать эту особую область в центральной части Крабовидной туманности с мощным источником низкочастотного радиоизлучения, имеющим малые угловые размеры (см. § 11). Напомним, что из наблюдений спинтилляций на частоте 38 *Мгц* следует, что в Крабовидной туманности

находится источник, угловые размеры которого $\leqslant 0'',1$, а линейные $\leqslant 10^{15}$ *см*, причем яркостная температура его $\geqslant 10^{14}$ *град*. Вполне возможно, что этот источник меняет свою мощность со временем. В пользу такого предположения говорит, например, наблюдаемое отсутствие сцинтилляций в течение нескольких месяцев (в октябре — феврале; см. рис. 85). Если отсутствие сцинтилляций в период от конца мая до начала июля естественно объясняется влиянием сверхкороны Солнца, через которую проходят радиоволны от Крабовидной туманности, то отсутствие их в октябре — феврале можно объяснить либо отсутствием заметных неоднородностей в электронной плотности в межпланетной плазме, либо же резким уменьшением потока от источника малых угловых размеров. Пока что имеющиеся довольно скудные наблюдательные данные не позволяют сделать выбор между этими двумя возможностями.

При попытке связать центр активности Крабовидной туманности с источником низкочастотного радиоизлучения малых угловых размеров самой большой трудностью являются результаты наблюдений покрытия туманности Луной на сравнительно низких частотах (см. § 11). Согласно этим наблюдениям источник низкочастотного радиоизлучения смещен на $1',2$ относительно центра Крабовидной туманности. Вряд ли можно сомневаться, что этот источник тождествен источнику, показывающему сцинтилляции потока. Как указывалось в § 11, нам представляется совершенно невероятным, чтобы этот очень малый источник находился на периферии туманности в области яркого волокна. Может быть, более внимательное рассмотрение условий распространения длинноволнового радиоизлучения (например, учет рефракции) позволит устранить эту трудность и поставить малый источник на его «законное место»— в центре Крабовидной туманности.

В § 11 говорилось, что механизм радиоизлучения источника малых угловых размеров, находящегося в Крабовидной туманности, не может быть синхротронным. Естественно предположить, что причиной его радиоизлучения являются плазменные колебания, вызываемые потоками быстро движущихся корпускул. Как известно, аналогичный механизм ответствен за возникновение больших всплесков радиоизлучения Солнца.

Если механизм радиоизлучения — плазменные колебания, то из наблюдаемой частоты излучения можно сразу же оценить электронную концентрацию плазмы, через которую проходят релятивистские частицы, возбуждающие плазменные колебания, пользуясь известным соотношением:

$$2\pi\nu_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}} = 5{,}64\cdot 10^4 \sqrt{N_e}\ \text{сек}^{-1},$$

откуда $N_e \sim 10^7$ *см*$^{-3}$, т. е. примерно такая же, как в средней части солнечной короны. Оценим полную мощность излучения источника малых угловых размеров: $L = 4\pi R^2 F$, где F — проинтегрированный по частотам поток от этого источника — может быть найден на рис. 82. Выполнив вычисления, найдем, что $L \sim 2\cdot 10^{32}$ *эрг/сек*, что в $\sim 500\,000$ раз меньше синхротронного излучения Крабовидной туманности на всех частотах (см. § 13). С этой величиной интересно сравнить мощность радиоизлучения большого солнечного всплеска II типа, при котором эффективная температура Солнца на метровых волнах достигает $\sim 10^{12}$ *град*. Полагая ширину полосы частот, в которой сосредоточено радиоизлучение всплеска, $\Delta\nu \sim 3$ *Мгц*, найдем его мощность $\sim 10^{21}$ *эрг/сек*. Примем теперь во внимание, что размеры области, в которой генерируются радиоволны во время солнечного всплеска, $\sim 10^{10}$ *см*, что на пять порядков меньше размеров малого источника, излучающего, как мы предполагаем, плазменным механизмом. Тогда мощность генерации у этого источника, рассчитанная на единицу объема, будет в тысячи раз меньше, чем в области солнечного всплеска, т. е. сравнительно умеренной. Следует иметь в виду, что радиоволны могут поглощаться в плазме, колебания которой их порождают. Между тем мы в первом приближении считали (хотя это совершенно не обязательно), что самопоглощение отсутствует. Так как коэффициент поглощения радиоволн $\varkappa_\nu \sim \nu^{-2} N_e^2 l T_e^{-3/2}$, то при $\nu \sim 3\cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$ $N_e \sim 10^7$ *см*$^{-3}$, $l \sim 10^{15}$ *см* плазма будет прозрачна, если ее электронная температура $T_e > 10^8$ *град*. До такой высокой температуры среду могут нагреть плазменные волны, возбуждаемые мощными потоками проходящих через нее релятивистских частиц.

Может быть, следует обратить внимание на одно любопытное обстоятельство: мощность низкочастотного излучения малого источника, которое мы считаем обусловленным плазменными колебаниями, составляет $\sim 10^{-6}$ от мощности всего потока энергии релятивистских частиц, по предположению, возбуждающих плазменные колебания. Но как раз этой величине должен быть равен «коэффициент трансформации» энергии корпускулярных потоков в энергию поперечных электромагнитных волн (см. [263]). Возможно, что это является некоторым аргументом в пользу развитых выше представлений. Последние, конечно, являются сугубо предварительными. Мы только начинаем как следует изучать поразительное явление активности остатков вспышек сверхновых спустя много столетий после взрыва.

Сейчас важнее всего иметь как можно больше наблюдательных данных. Прежде всего нужны систематические наблюдения центральной части Крабовидной туманности на больших инструментах, желательно в поляризованном свете. Такие наблюдения

позволят уточнить и, может быть, существенно дополнить всю картину возникновения, развития и диссипации «жгутов». Кто знает, может быть, недалеко то время, когда астрономы будут иметь кинофильмы, показывающие развитие отдельных деталей в центральной части Крабовидной туманности, примерно такие, как фильмы о развитии протуберанцев, получаемые сейчас в большом количестве на солнечных обсерваториях мира. Очень важны систематические наблюдения сцинтилляций, желательно на разных частотах в диапазоне 20—50 *Мгц*. Особенно интересно исследовать возможную переменность источника малых угловых размеров. Весьма желательны длительные систематические наблюдения потока рентгеновского излучения от Крабовидной туманности в диапазоне энергий квантов 30—60 *кэв* с целью выявить возможную переменность его. Наконец, необходимы новые высококачественные спектрографические и электрофотометрические наблюдения звезды в центре Крабовидной туманности, которая, как можно полагать, генетически с ней связана.

Перечисленные выше наблюдения, конечно, не исчерпывают всех возможных источников получения информации об активности ядра Крабовидной туманности. Здесь могут быть совершенно неожиданные открытия, которые по-новому осветят всю проблему.

§ 15. Остатки вспышек сверхновых Тихо и Кеплера

До сих пор мы занимались исследованием физических условий в Крабовидной туманности — остатке вспышки сверхновой I типа, наблюдавшейся в 1054 г. Возникает вопрос: в какой степени Крабовидная туманность является типичным представителем объектов этого класса? Для ответа на этот вопрос необходимо проанализировать наблюдательные данные о других остатках вспышек сверхновых этого типа. В нашей Галактике в 1572 и 1604 г. наблюдались сверхновые, кривые блеска которых позволяют отнести их к I типу (см. § 3). Следует, однако, заметить, что остатки этих вспышек в оптических лучах являются очень слабыми. Поэтому информация, которая может быть получена из анализа их астрономических наблюдений, довольно скудна и не идет в сравнение с той богатой информацией, которую дают наблюдения Крабовидной туманности на разных частотах. Положение осложняется и тем, что мы не знаем точных расстояний до вспыхнувших звезд. Важнейшей задачей является оценка этих расстояний по имеющимся наблюдательным данным.

После того как Бааде исследовал кривую блеска новой 1604 г. (Кеплера) и показал, что она тождественна с кривыми блеска сверхновых I типа (см. § 3), он предпринял поиски туманности

на месте вспышки [62]. Если эта новая действительно является сверхновой I типа, то следовало ожидать туманности (образованной выброшенными во время взрыва массами газа), подобно тому как вокруг места, где вспыхнула сверхновая 1054 г., мы наблюдаем сейчас Крабовидную туманность. Так как новая 1604 г., вспыхнувшая в созвездии Змееносца, находилась в области неба, где межзвездное поглощение света довольно велико, то фотографирование проводилось в красных лучах. Полоса пропускания использовавшегося фильтра была от 6300 до 6700 Å. Наблюдения Бааде увенчались полным успехом: 18.VI 1941 г. на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт Уилсон искомая туманность была обнаружена около того места, где в 1604 г. вспыхнула новая. Центр туманности оказался смещенным по отношению к месту вспышки всего лишь на $-2^s,1$ по α и на $+1''$ по δ. Туманность представляет собой совокупность ярких узлов и волокон, покрывающих площадь протяженностью в $40''$ (рис. 111). По-видимому, наблюдались только самые яркие волокна и узлы, более слабые детали по причине межзвездного поглощения Бааде не смог сразу обнаружить. На пределе видимости можно зарегистрировать отдельные слабые конденсации, разбросанные по области диаметром $80—100''$. Заметим, что вся картина немного напоминает туманность Кассиопею-А (см. § 5).

В фотографических лучах туманность очень слаба. Усредненная по $40''$ области, поверхностная яркость в спектральной области λ 5000—3600 составляет всего лишь $25^m,2$ с кв. секунды дуги, что на 4^m слабее, чем для Крабовидной туманности. Заметим, однако, что последняя излучает очень яркий непрерывный спектр. Если сравнивать яркости туманности около сверхновой 1604 г. и системы волокон Крабовидной туманности (т. е. отбросить непрерывный спектр последней), то разница будет не так уж велика и вполне может быть объяснена межзвездным поглощением света. В самом деле, интегральная фотографическая величина туманности по оценке Бааде равна $19^m,0$, а системы волокон Крабовидной туманности $\sim 13^m,5$. С другой стороны, угловые размеры последней в 7,5 раза больше. Отсюда непосредственно следует, что поверхностная яркость открытой Бааде туманности всего лишь на $\sim 1^m$ превышает усредненную по диску яркость волокон Крабовидной туманности.

Интересно отметить, что структура туманности вокруг сверхновой 1604 г. в фотографических лучах значительно отличается от структуры в красных лучах. В первых она более однородна и не показывает таких сильно выделяющихся над фоном ярких конденсаций, какие видны на фотографии, полученной с красным фильтром. Весьма важным результатом наблюдений Бааде является определенное указание на отсутствие сколько-нибудь

яркого непрерывного спектра у этой туманности. Специально сделанная фотография с фильтром на область λ 8400—7200 (в этой части спектра практически отсутствуют эмиссионные линии) не обнаружила следов туманности. Совершенно другую

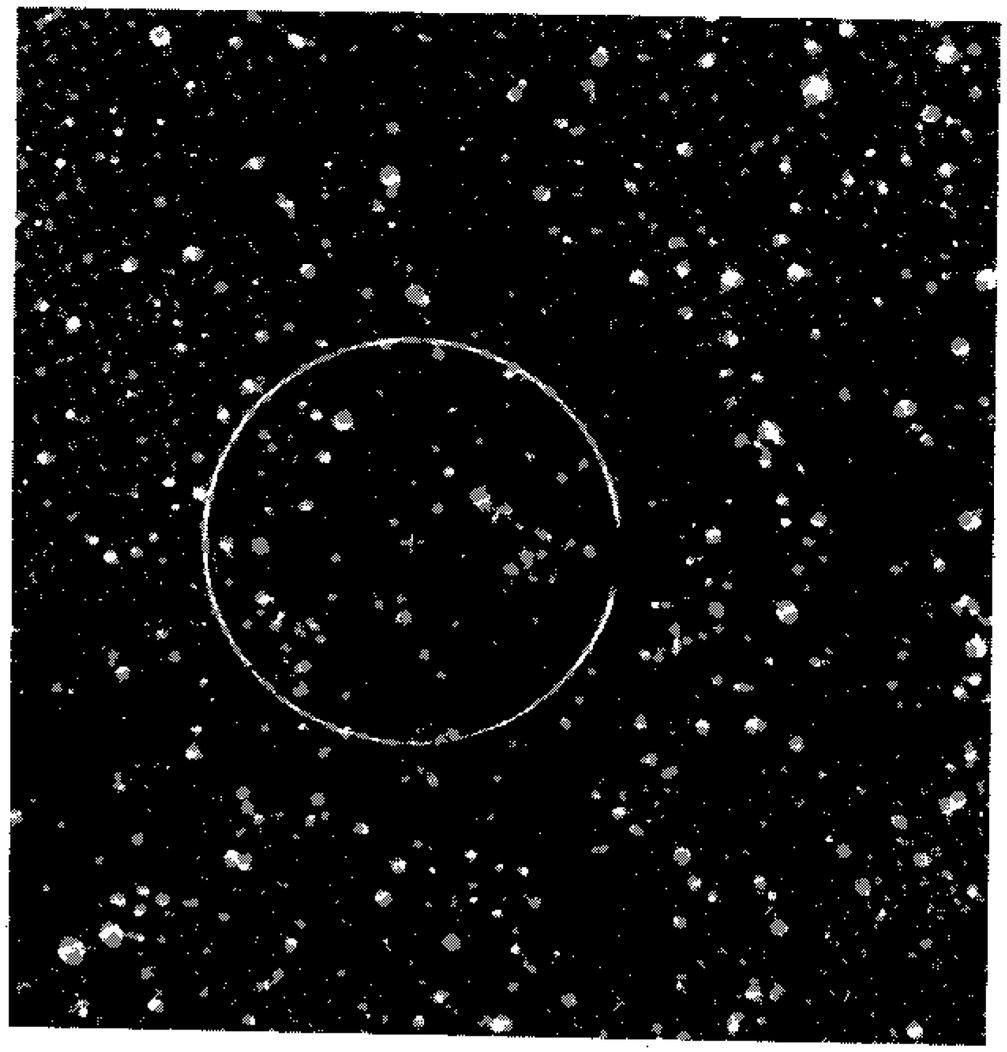


Рис. 111. Фотография туманности — остатка вспышки сверхновой 1604 г. [62].

картину мы наблюдаем в Крабовидной туманности, где «аморфная масса», излучающая яркий непрерывный спектр, лучше всего видна на снимках, полученных с этим красным фильтром (см. рис. 63). Таким образом, фундаментальное отличие туманности, образовавшейся вокруг сверхновой 1604 г. от Крабовидной туманности — полное отсутствие оптического излучения с непрерывным спектром. Это обстоятельство особенно важно, так как

в Крабовидной туманности непрерывный спектр имеет синхротронную природу.

Наблюдения Бааде показали, что на месте, где вспыхнула сверхновая 1604 г., никакой подходящей звезды, которую можно было бы заподозрить как бывшую сверхновую, нет. В самом центре туманности, правда, имеется звезда 18,6 величины с малым показателем цвета, указывающим на ее высокую поверхностную температуру. Нельзя, конечно, исключить, что эта звезда случайно проектируется на то место, где вспыхнула сверхновая 1604 г. С 1942 г. никто, к сожалению, не предпринимал попыток исследовать эту звезду.

Вскоре после того как Бааде обнаружил на месте сверхновой 1604 г. слабую туманность, Хьюмэсон попытался получить ее спектр в фотографической области [264]. Ему удалось обнаружить только одну очень слабую линию, которую можно интерпретировать как λ 5007 [O III] с лучевой скоростью —200 *км/сек*. Так как на фотографиях туманность в красных лучах выглядит значительно ярче, можно было ожидать, что спектрографирование в более длинноволновой области приведет к обнаружению более интенсивных линий. Две спектрограммы в этой области с разными позиционными углами щели были получены Минковским в середине мая 1942 г. [264]. На этих спектрограммах хорошо видны две известные линии [N II], H_α, а также [S II] λ 6731 и [O I] λ 6300, которая накладывается на соответствующую линию свечения ночного неба. По своему виду спектры очень напоминают спектры волокон Крабовидной туманности. На рис. 112 в одинаковом масштабе приведены спектры туманности вокруг сверхновой 1604 г. и Крабовидной туманности. Видно, что на обоих спектрах интенсивности линий H_α и [N II] приблизительно равны. Интенсивность линий [N II] по отношению к H_α довольно велика по сравнению со спектрограммами диффузных туманностей. Так как отношение интенсивностей линий [S II], [N II] и [O I] более или менее обычное, то Минковский, на наш взгляд, без достаточных оснований, считает, что линии водорода в новой туманности относительно слабы, и связывает это с возможным недостаточным обилием водорода.

По сравнению со спектром Крабовидной туманности линия [O III] λ 5007 в спектре новой туманности значительно слабее. Почти наверняка это объясняется межзвездным поглощением света. Отношение интенсивностей линий [N II] и [O III] в новой туманности приблизительно в 4,5 раза больше, чем в Крабовидной. Сделав предположение, что единственной причиной такого различия является межзвездное поглощение света, и учитывая, что обе туманности наблюдались на разных зенитных расстояниях, Минковский получил избыток цвета между λ = 5000 и λ = 6500

$CE = 1^m,6$. Отсюда следует, что полное поглощение света в визуальной области $A_v = 6^m,3$! Столь большое значение для A_v, хотя и не представляется исключительным, но все же настораживает. Ведь

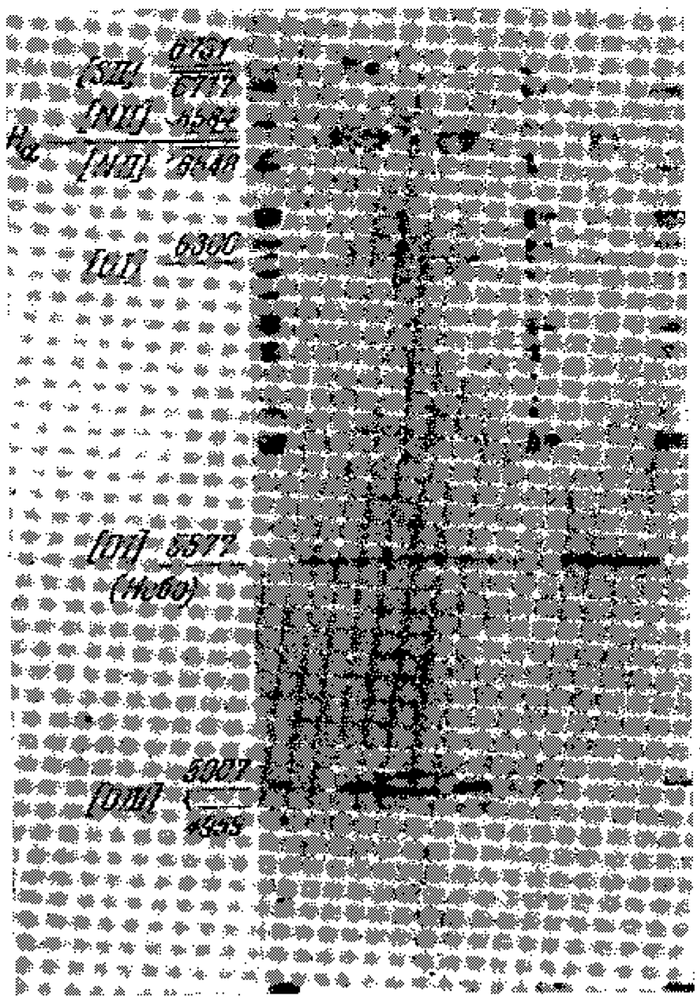


Рис. 112. Спектры туманностей — остатков вспышек сверхновых 1604 и 1054 гг. [264].

не следует забывать, что мы молчаливо принимали, что на отношение интенсивностей линий [N II] и [O III] для Крабовидной туманности не наложен эффект поглощения. На самом деле, если для этой туманности $A_v = 1^m,6$ (см. § 13), то избыток цвета между λ 5000 и λ 6500 Å $CE = 0^m,37$. В таком случае для туманности, образовавшейся при вспышке сверхновой 1604 г., $A_v = 8^m$ — величина явно завышенная. Вполне возможно, что с учетом поглощения линия [O III] действительно слабее, чем [N II].

В другой работе Минковский пробует оценить поглощение света от сверхновой 1604 г., пользуясь глазомерными оценками цвета звезды, которые делали наблюдатели XVII в. (они сравнивали цвет звезды с цветом находившихся поблизости планет) [13]. На диаграмме (см. рис. 7) была приведена зависимость между наблюдаемым показателем цвета и временем, прошедшим после максимума для двух типичных сверхновых I и II типа. Кружки соответствуют оценкам цвета для сверхновой 1604 г., квадраты — для сверхновой 1572 г. Хотя эти оценки довольно ненадежны, все же видно, что показатель цвета для сверхновой 1572 г. на $0^n,7$, а для сверхновой 1604 г.— на $1^m,1$ больше «нормального». Считая эти избыточные показатели цвета обусловленными межзвездным поглощением, Минковский находит значение A_v для обеих сверхновых $2^m,1$ и $3^m,3$ соответственно.

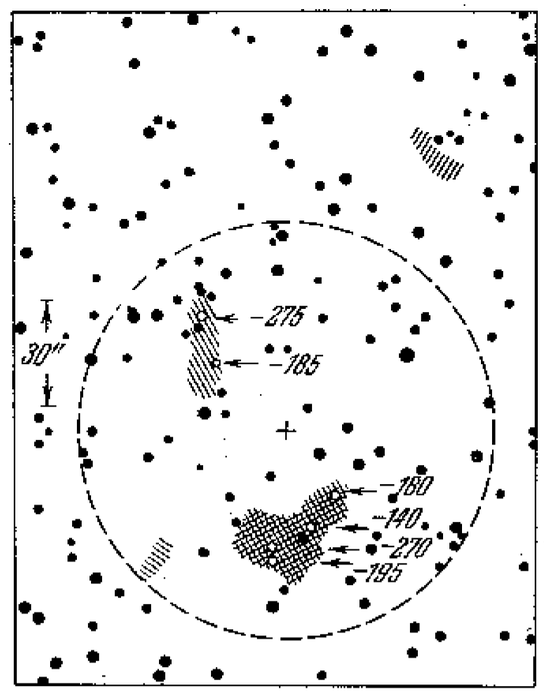


Рис. 113. Схема деталей туманности — остатка вспышки сверхновой 1604 г. [83].

Измеренные Минковским лучевые скорости линий туманности, образовавшейся после вспышки сверхновой 1604 г., дают значение около — 200 *км/сек*. По линии [N II] λ 6584 можно, правда, не вполне уверенно, сделать вывод, что на протяжении туманности лучевая скорость меняется от -190 ± 30 до -260 *км/сек*.

В более поздней работе Минковского содержится некоторая дополнительная информация об остатке вспышки сверхновой 1604 г. [83]. К сожалению, детали этих исследований и репродукции с оригинальных материалов не приводятся. По-видимому, в области вспышки были обнаружены новые газовые волокна и конденсации. На рис. 113 схематически показано расположение отдельных деталей этой туманности. Пунктирная окружность указывает на точность локализации положения сверхновой на небе, крестик — наиболее вероятное место вспышки. Кроме обнаруженной Бааде туманности (более густая штриховка), видны еще три слабые детали. Вся область, в которой располагаются «клочья» туманности, возможно, находится внутри эллипса с большой

осью 2′,5, позиционный угол которой ~55°. Минковский полагает, что «клочья» туманности находятся на периферии оболочки, причем векторы их скоростей близки к картинной плоскости.

Остаток вспышки сверхновой 1572 г. представляет собой в оптических лучах еще более слабый объект, чем остаток сверхновой 1604 г. Его удалось обнаружить только после того, как радиоастрономические наблюдения уточнили положение сверхновой. Согласно [81] очень слабая туманность, которая находится на месте вспышки сверхновой 1572 г., состоит из двух «нитей», более длинной и короткой, и очень слабой дуги (рис. 114). Возможно, эти детали находятся на периферии туманности. Лучевые их скорости близки к нулю. Следует, однако, заметить, что измерения лучевой скорости приводились только по одной линии H_α и были довольно неточными. Если система нитей и дуги находится на некотором эллипсе, то угловые размеры его большой полуоси около 7′, а позиционный угол 130°. Обращает на себя внимание несовпадение центра этого эллипса с положением вспыхнувшей звезды, найденным на основании наблюдений Тихо Браге. Расхождение координат по прямому восхождению достигает 40^s, т. е. больше 4′. Столь большая ошибка представляется весьма удивительной для наблюдений Тихо Браге, отличавшихся высокой (по тем временам) точностью (около 1′).

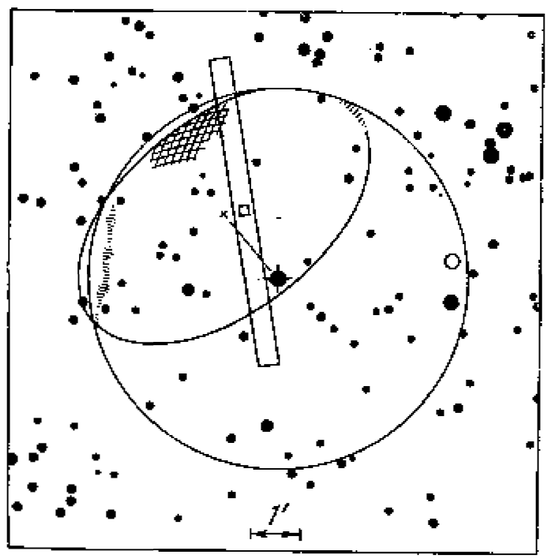


Рис. 114. Схема деталей туманности — остатка вспышки сверхновой 1572 г. [83].

Пожалуй, основным результатом оптических наблюдений остатков вспышек сверхновых Тихо и Кеплера является вывод о сравнительной малости лучевых скоростей волокон и узлов соответствующих туманностей. Минковский считал, что это объясняется их расположением на краях расширяющихся оболочек, и что компоненты скоростей в картинной плоскости должны быть большими, составляя, например, несколько тысяч *км/сек* [264, 83]. Вряд ли с этим можно согласиться. Например, если считать, что для сверхновой 1572 г. скорость расширения «дуги» ~ 1000 *км/сек*, в то время как наблюдаемая лучевая скорость не превышает нескольких десятков *км/сек*, то необходимо допустить, что направление движения отдельных ее элементов отклоняется от картинной плоскости не больше, чем на 1—2°. Представляется, однако, весьма маловероятным, чтобы все элементы сравнительно протяженного объекта, каким является эта дуга, двигались почти строго параллельно. Подозрительно также то обстоятельство, что и у более ярких эмиссионных волокон — остатков вспышки сверхновой 1604 г.— лучевые скорости сравнительно невелики, ~200 *км/сек*. И этот случай Минковский трактует как случайное по отношению к земному наблюдателю «краевое» расположение волокон. Не слишком ли много случайностей? Полемизируя с автором этой книги, Минковский замечает, что такое «краевое» (по отношению к наблюдателю) расположение волокон естественно, так как расширяющаяся оптически тонкая туманность уярчается к краю [13]. Но в том и дело, что у этих слабых остатков никакой регулярной оболочки не наблюдается. Имеются только более или менее компактные отдельные конденсации и волокна, которые движутся со своими скоростями. Во всяком случае, сравнительно большую область размерами в 40″ с резко очерченными краями [83] у туманности, связанной со сверхновой 1604 г., никак нельзя приписывать эффекту уярчения к краю оптически тонкой оболочки. Заметим в этой связи, что у Крабовидной туманности, даже очень близко к ее краю, лучевые скорости все же остаются порядка нескольких сотен *км/сек*.

Мы приходим, таким образом, к выводу, что скорости расширения волокон и конденсаций обеих туманностей сравнительно невелики, во всяком случае, значительно меньше, чем у Крабовидной туманности, в которой скорость расширения ~1100 *км/сек*. Между тем первоначальная скорость выброшенных при взрывах оболочек должна быть не менее 1000 *км/сек*. На примере Крабовидной туманности мы знаем, что на некотором этапе расширения волокна могут двигаться ускоренно. Это объясняется эффектом давления магнитного поля и релятивистских частиц (см. § 13). Причиной, способной затормозить расширяющуюся оболочку, является сопротивление межзвездной газовой среды, теория которого рассматривалась в § 8. Можно, следовательно, считать, что в случаях остатков вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. мы наблюдаем затормозившиеся оболочки, причем в первом случае оболочка, по-видимому, успела сильно затормозиться.

Но тогда возникает другая проблема. Угловые размеры оболочек, особенно у сверхновой 1572 г., довольно велики, а время, прошедшее после вспышек, сравнительно мало. Чтобы оболочка, имевшая первоначальную скорость ~1000 *км/сек*, затормозилась до скорости ~200 *км/сек* (а бо́льшую скорость оболочке сверхновой 1572 г. приписать трудно, так как ее лучевая скорость

не превышает 50 *км/сек*), нужно, чтобы при плотности межзвездной среды $\sim 10^{-24}$ *г/см*^{3} масса оболочки была $\sim 10^{30}$ *г* или $5 \cdot 10^{-4}\ M_\odot$. Если плотность межзвездной среды $\sim 2 \cdot 10^{-23}$ *г/см*^{3} (а это будет в том случае, когда вспыхнувшая звезда находится в облаке межзвездного газа с $n_0 \sim 10$ *см*$^{-3}$), то масса оболочки будет $\sim 10^{-2}\ M_\odot$, т. е. опять-таки небольшой. При этом мы учли, что средняя скорость расширения сильно затормозившейся оболочки равна значению современной скорости расширения, умноженному на 2,5 (см. (8.11)). Следовательно, радиус оболочки сверхновой 1572 г. $R \leqslant 2{,}5\ v_t\ (t - t_0) \leqslant 10^{18}$ *см*, если $v_t \leqslant 2 \cdot 10^7$ *см/сек*. С другой стороны, угловой радиус оболочки этой сверхновой $\sim 3'$. Отсюда следует, что расстояние до сверхновой 1572 г. меньше 370 *пс*! Заметим, что этот результат не зависит от величины начальной скорости оболочки; предполагается только, что она сильно затормозилась и скорость ее расширения меньше 200 *км/сек*.

Рассмотрим теперь оболочку сверхновой 1604 г. В этом случае лучевые скорости конденсаций известны (~ 200 *км/сек*). Грубая оценка пространственной скорости приводит к значению ~ 400 *км/сек*. Если первоначальная скорость оболочки была ~ 1000 *км/сек*, а ускорения не было, то можно сделать вывод, что процесс эффективного торможения начался недавно. Тогда $R \approx v_0 t \sim 10^{18}$ *см*. При угловых размерах большой полуоси эллипса, в котором находятся конденсации и узлы туманности, $\sim 2'{,}5$, мы получим расстояние до сверхновой 1604 г. около 1000 *пс*. Даже при плотности межзвездной среды $\rho \sim 10^{-23}$ *г/см*^{3} масса оболочки (которая при условиях начинающегося торможения должна быть $\sim \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$) будет $\sim 4 \cdot 10^{31}$ *г*, или 0,05 $M_\odot$.

Рассмотрим теперь другой крайний случай: либо первоначальная скорость была очень велика, например, $5 \cdot 10^3$ *см/сек* (как это считает Минковский [13]), либо на сравнительно раннем этапе развития туманности выброшенная при вспышке оболочка была ускорена (давлением магнитного поля и релятивистских частиц) так, что некоторое время ее скорость была значительно больше 10^3 *см/сек*. Так как современная пространственная скорость вряд ли превышает 400 *км/сек* (см. выше), то оболочка успела сильно затормозиться. В этом случае мы можем воспользоваться соотношением (8.11): $R = 2{,}5\ v_t t$, откуда $R \sim 10^{18}$ *см*, $r \sim 1000$ *пс* и масса оболочки при $\rho \sim 10^{-23}$ *г/см*^{3} составляет $M \sim 0{,}05\ M_\odot$, а при $\rho \sim 10^{-24}$ *г/см*^{3} соответственно на порядок меньше. Мы видим, что обе оценки дают почти одинаковый результат.

Если интерпретировать наблюдаемые сейчас на месте вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. слабые туманности, как затормозившиеся в окружающей межзвездной среде оболочки, неизбежен

вывод, что расстояния до них невелики, соответственно ~ 500 и 1000 *пс*. При таких расстояниях их абсолютные величины в максимуме без учета межзвездного поглощения будут $-12^m{,}5$. Учет межзвездного поглощения может изменить эту оценку на $1-2^m$, особенно для Сверхновой Кеплера.

Полагая, что эти сверхновые являются «обычными» сверхновыми I типа, подобные наблюдаемым в других галактиках ($M_0 \approx \approx -18{,}3$), мы с необходимостью должны сделать вывод, что наблюдаемые в области вспышек туманности *не являются затормозившимися оболочками*. Выше уже обращалось внимание на сходство волокон и «клочьев» туманности около сверхновой 1604 г. с туманностью около Кассиопеи-А. Возможно, что туманности около сверхновых Кеплера и Тихо никакого отношения к выброшенным во время взрыва оболочкам не имеют, а представляют собой сжатый релятивистскими частицами и магнитными полями межзвездный газ. Как раз аналогичную ситуацию мы наблюдаем у Кассиопеи-А («стационарные конденсации», см. § 5). Такое предположение естественно объясняет малую величину лучевых скоростей оптических остатков вспышек сверхновых Кеплера и Тихо. Вспомним, что у «стационарных конденсаций» Кассиопеи-А лучевые скорости также малы.

Если наблюдаемые в области вспышек сверхновых Кеплера и Тихо слабые туманности не являются затормозившимися оболочками, расстояния до них нельзя, конечно, определять применявшимся выше методом. Таким образом, мы можем сказать, что методами оптической астрономии однозначный вывод о расстоянии до этих объектов сделать нельзя. Такой вывод можно сделать только из анализа радиоастрономических данных.

Радиоизлучение остатков вспышки сверхновой 1572 г. впервые было обнаружено в 1952 г. Брауном и Хазардом на большом радиотелескопе обсерватории Джодрелл Бэнк [265]. В то время как радиоизлучение от Крабовидной туманности было обнаружено случайно, открытие радиоизлучения от сверхновой 1572 г. было результатом сознательного поиска. Наблюдения проводились на частоте 158 *Мгц*. Координаты источника: $\alpha = 00^h 21^m 49^s \pm 2^s$, $\delta = +64°15' \pm 35'$ (1950,0), тогда как координаты сверхновой, найденные из описаний наблюдений XVI в. (см. выше) для той же эпохи, $\alpha = 00^h 22^m 02^s$, $\delta = +63°\ 52'$ с точностью $\pm 2'$. Поток на этой частоте $F_\nu = 1{,}7 \cdot 10^{-24}$ *вт/г·гц*, т. е. приблизительно в 10 раз меньше, чем от Крабовидной туманности. Это дало основание Брауну и Хазарду высказать гипотезу, что поток радиоизлучения от остатка вспышки сверхновой пропорционален потоку оптического излучения от нее в максимуме. Последний определяется видимой звездной величиной в максимуме блеска сверхновой. Эта гипотеза, однако, лишена каких бы то ни было

серьезных оснований. Во-первых, различные источники, связанные с остатками вспышек сверхновых, имеют различные спектральные индексы. Поэтому, например, если на волне $\lambda \sim 1{,}9$ *м* поток от Крабовидной туманности в 10 раз превышает поток от остатков сверхновой 1572 г., то на волне 20 *см* он будет в ~20 раз больше. Во-вторых, поток радиоизлучения благодаря расширению источника должен убывать со временем, причем скорость убывания сильно зависит от спектрального индекса (см. § 7). По этим причинам вряд ли имеет смысл устанавливать прямую связь потока радиоизлучения от остатков вспышки сверхновой в некоторую эпоху их эволюции со светимостью сверхновой в максимуме. С другой стороны, количество релятивистских частиц, находящихся в остатках вспышки и ответственных за ее синхротронное излучение, вообще говоря, может зависеть от мощности оптического излучения в максимуме. Но, помимо этой характеристики вспышки, поток должен еще зависеть от спектрального индекса и времени, прошедшего после вспышки.

В 1955 г. открытие Брауна и Хазарда было подтверждено в Кембридже [266]. Объект под № 36 во втором кембриджском каталоге дискретных источников имеет следующие координаты: $\alpha = 00^h22^m46^s \pm 5^s$, $\delta = +63^\circ\,57' \pm 5'$ (1950,0). На частоте 81 *Мгц* спектральная плотность потока оказалась равной $F_\nu = 2{,}86 \cdot 10^{-24}$ *вт/см²гц*. Кембриджские интерференционные измерения показали, что источник, связанный со вспышкой сверхновой 1572 г. имеет довольно большие угловые размеры — около 9′. Уже первые наблюдения позволили установить, что спектральный индекс этого источника значительно больше, чем у Крабовидной туманности.

На месте сверхновой 1604 г. находится довольно мощный источник в том же кембриджском каталоге под № 1485. Его координаты: $\alpha = 17^h26^m24^s \pm 15^s$, $\delta = -21^\circ\,22' \pm 15'$. Спектральная плотность потока радиоизлучения от этого источника на частоте 81 *Мгц* равна $1{,}36 \cdot 10^{-24}$ *вт/м²·гц*.

В свое время описанные выше наблюдения сыграли большую роль в развитии радиоастрономии, так как они наглядно продемонстрировали, что все остатки вспышек сверхновых являются источниками радиоизлучения. Между тем остатки вспышек обычных новых, даже сравнительно близких к нам и «молодых» (например, новые Персея 1902, Орла 1918, Кормы 1942) не являются источниками радиоизлучения измеримой мощности. Во всяком случае, можно утверждать, что поток от них меньше единиц 10^{-26} *вт/м²·гц*. В то же время видимая звездная величина их в максимуме достигала 0^m, -1^m, что всего лишь на $1{,}5-2^m$ слабее сверхновой 1604 г. Это интересное обстоятельство может означать, что существует качественное различие между вспышками

обыкновенных новых и сверхновых — вывод, вытекающий также из других наблюдательных данных (например, из отсутствия наблюдаемых звезд — бывших сверхновых, в то время как обычные новые наблюдаются до и после вспышки).

Нет нужды подробно описывать большое количество измерений потоков от остатков вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг., которое было выполнено после 1955 г. на разных частотах.

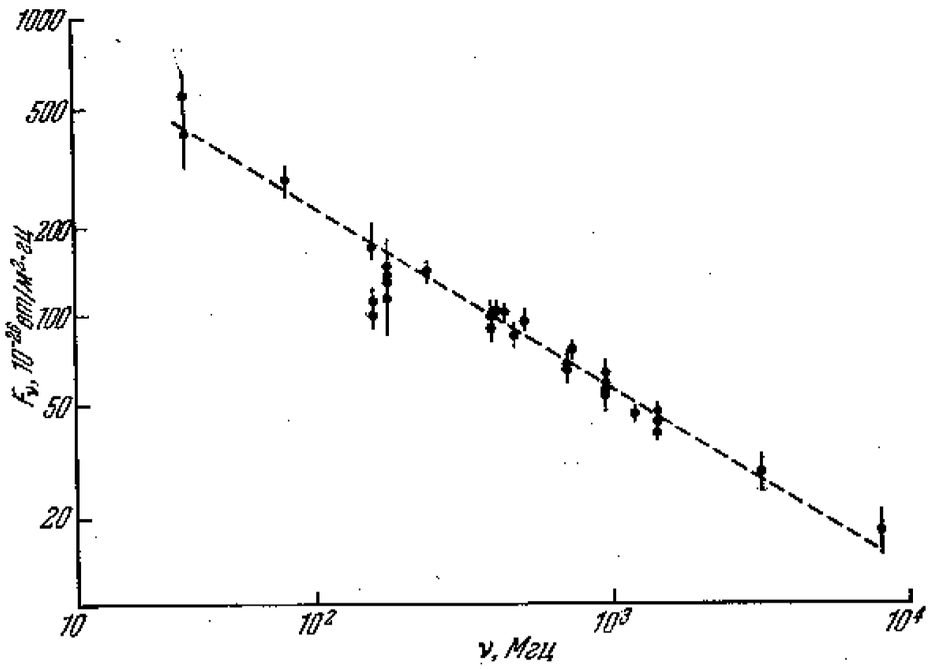


Рис. 115. Радиоспектр остатков вспышки сверхновой 1572 г.

На рис. 115 и 116 приведена графическая зависимость спектральной плотности потока от частоты для обеих источников. Точки нанесены на основании всех опубликованных наблюдений. Из графиков можно получить спектральные индексы этих источников. Для остатков вспышки сверхновой 1572 г. $\alpha = 0{,}67$ [272], а для 1604 г.—0,62 [273]. Данные о распределении яркости для этих источников пока еще довольно скудны. Можно в первом приближении считать, что источник, связанный с остатками вспышки сверхновой 1572 г., имеет приблизительно круглую форму и его размеры по половине яркости ~6′. Следует отметить, что этот источник имеет, по-видимому, сложную структуру. Согласно интерференционным наблюдениям Лекё на частоте 1420 *Мгц* источник, возможно, является двойным [96]. Один компонент его имеет угловые размеры ~8′, в то время как другой, поток от которого вдвое меньше, имеет угловые размеры 1′,8. Этот интересный результат, однако, нуждается в подтверждении.

Еще более скудны данные о распределении яркости в пределах источника радиоизлучения, связанного со Сверхновой Кеплера. Скорее всего, его угловые размеры около 3′ [267], что согласуется с угловыми размерами туманности, находящейся на месте этого источника. В то же время отдельные наблюдения давали значение $<1',5$ (см. [268, 269]), а единичное наблюдение на частоте 86 *Мгц* во время покрытия этого источника Луной привело к явно завышенному значению $\sim 10'$ [271]. Согласно

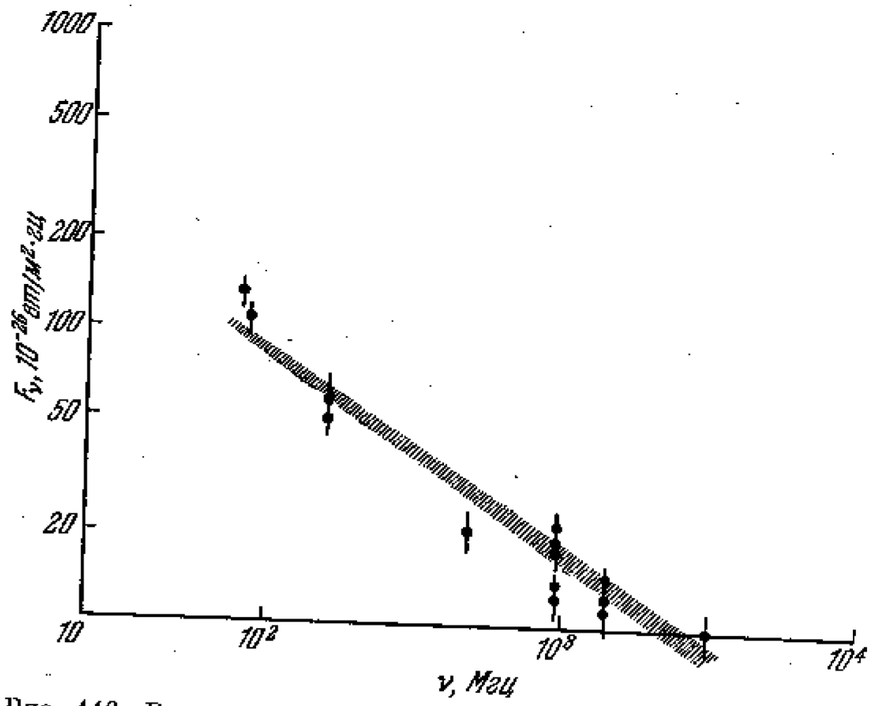


Рис. 116. Радиоспектр остатков вспышки сверхновой 1604 г.

[272] угловые размеры его меньше 0°,2. В дальнейшем мы будем считать, что угловые размеры этого источника 3′.

Как и для всякого нетеплового источника радиоизлучения, интересен вопрос о поляризации этих объектов. Имеющиеся скудные данные противоречивы. Во всяком случае, если и имеется линейная поляризация, то она невелика. Так, например, согласно [274] на частоте 1410 *Мгц* степень поляризации радиоизлучения остатков сверхновой 1572 г. $\sim 2\%$. Согласно [275] на частотах 1420 и 1670 *Мгц* поляризация радиоизлучения от этого источника не обнаружена, на частоте 300 *Мгц* степень поляризации 2,7%, а позиционный угол электрического вектора около 45°. Заметим, что согласно Минковскому позиционный угол большой оси эллиптического остатка этой сверхновой около 130°. Следовательно, на основании синхротронной теории можно сделать

вывод, что магнитное поле этого источника имеет тенденцию ориентироваться в направлении большой оси. Этот вывод, однако, необходимо подтвердить новыми поляризационными наблюдениями.

Вероятная степень поляризации источника, связанного со Сверхновой Кеплера, еще меньше. Согласно [275] на частоте 3000 *Мгц* степень поляризации 0,8%, а позиционный угол электрического вектора $117° \pm 34°$. В то же время на частотах 1420 и 1670 *Мгц* поляризация не обнаружена. Интересно, что независимые наблюдения на частоте 2800 *Мгц* дали такое же значение поляризации, $0,8 \pm 0,9\%$, с таким же позиционным углом электрического вектора [276].

Этим исчерпываются имеющиеся в настоящее время (конец 1965 г.) данные о различных характеристиках радиоизлучения источников, связанных с остатками вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. Перейдем теперь к теоретической интерпретации этих наблюдений. Прежде всего оценим количество релятивистских электронов, их энергию и напряженность магнитного поля в обоих источниках. С этой целью, как обычно, воспользуемся основной формулой синхротронной теории (6.7).

Применим для оценки расстояния до этих сверхновых формулу (7.37), используя в качестве эталонного источника Кассиопею-А. Полагая спектральный индекс для всех источников $\alpha = 0,7$ (среднее между спектральным индексом Кассиопеи-А и сверхновых Тихо и Кеплера) и учитывая угловые размеры и поверхностные яркости источников, найдем, что расстояние до Сверхновой Тихо ~ 4400 *пс*, а до Сверхновой Кеплера — вдвое больше, так как мощность взрыва Кассиопеи-А была примерно на порядок больше, чем у сверхновых 1572 и 1604 гг. Найденные расстояния следует уменьшить на 20—30% [см. (7.37)]. Окончательно, расстояние до Сверхновой Тихо получается ~ 3300 *пс*, а до Сверхновой Кеплера ~ 6600 *пс*.

Прямым радиоастрономическим методом определения расстояния до остатков вспышек сверхновых является исследование профиля линии поглощения $\lambda = 21$ *см* в их радиоспектре. Именно таким способом впервые было определено расстояние до Кассиопеи-А (см. §.6). Недавно Менон наблюдал линию 21 *см* в поглощении в источниках радиоизлучения, связанных с остатками вспышек сверхновых Кеплера и Тихо *). Результаты этих наблюдений совершенно определенны: профиль линии поглощения у источника, связанного со сверхновой 1572 г., *двойной*, примерно такой же, как и у Кассиопеи-А (см. рис. 40). Так как

*) Я очень признателен д-ру Менону, который информировал меня о результатах этих наблюдений до их публикации.

угловое расстояние этого источника от Кассиопеи-А сравнительно невелико ($\sim 10°$), то в этих направлениях спиральная структура Галактики сходна. Это означает, что Сверхновая Тихо (так же как и Кассиопея-А) находится за вторым рукавом спирали, следовательно, расстояние до нее больше 3300 *пс*. Нижняя граница расстояния до Сверхновой Кеплера также получается большой.

Найденные прямым методом расстояния находятся в полном согласии с нашей оценкой по косвенному радиоастрономическому методу. Таким образом, расстояния до сверхновых Тихо и Кеплера велики, а их абсолютные величины примерно такие же, как у сверхновых I типа, вспыхивающих в других галактиках. Интересно отметить, что так как галактическая широта Сверхновой Кеплера довольно велика, $b^{II} = -6°$, то расстояние ее от галактической плоскости весьма значительно, ~ 600 *пс*. Ожидаемая плотность межзвездной среды вокруг этой сверхновой должна быть незначительна, поэтому нелегко понять происхождение наблюдаемой там туманности, если последнюю трактовать как «обжатый» межзвездный газ. Впрочем, недавно на высоких галактических широтах были обнаружены облака межзвездного газа, движущиеся с довольно большими скоростями. Может быть, Сверхновая Кеплера находилась в одном из таких облаков?

Принимая расстояние до Сверхновой Тихо 3300 *пс*, при помощи основной формулы синхротронной теории (6.7) найдем, что $K \cdot H_{\perp}^{1,6} = 9{,}1 \cdot 10^{-19}$, $H_{\perp} \approx 6 \cdot 10^{-5}$. При расчете было принято, что спектральный индекс $\alpha = 0{,}6$, $U(\gamma) = 0{,}125$, а яркостная температура источника на частоте 158 *Мгц* $T_b = 10^5$ *град*. При расстоянии $r = 3300$ *пс* радиус туманности $R = 9 \cdot 10^{18}$ *см*, объем туманности $V = 2{,}7 \cdot 10^{57}$ *см*^{3}, а магнитная энергия $W_м = V \frac{H^2}{8\pi} \approx$ $\approx 7 \cdot 10^{47}$ *эрг*, т. е. примерно такая же, как в Крабовидной туманности. Близкими характеристиками обладает источник, находящийся на месте Сверхновой Кеплера.

Существенным различием между остатками вспышек сверхновых 1572 и 1604 гг. и Крабовидной туманностью является отсутствие у первых синхротронного излучения наблюдаемой интенсивности в оптической части спектра. Вероятнее всего, это объясняется их более крутым спектром. Оценим, например, спектральную плотность потока оптического синхротронного излучения от остатков Сверхновой Тихо. По аналогии с Крабовидной туманностью следует ожидать, что для частот $\nu > \nu_1$ спектральный индекс синхротронного излучения станет на 0,5 больше. Значение ν_1 для остатков вспышки сверхновой 1572 г. должно быть много больше, чем для Крабовидной туманности, так как в первом случае возраст объекта t_1 и $H_{\perp}$ меньше. Из формулы (13.8) следует, что $\nu_1 \sim H_{\perp}^3 t_1^{-2}$. Так как в остатках вспышки Сверхновой Тихо (а также Кеплера) $H_{\perp}$ на порядок меньше, чем в Крабовидной туманности, а t_1 в 2,3 раза меньше, то ν_1 у этих объектов должно быть в ~ 5000 раз больше и равно $\sim 5 \cdot 10^{15}$ *гц*. Следовательно, «перелома» в синхротронном спектре можно ожидать только в ультрафиолетовой области. Это означает, что плотность потока синхротронного излучения можно экстраполировать из радиообласти в оптическую, пользуясь спектральным индексом для радиодиапазона $\alpha \approx 0{,}60$. Не исключено, однако, что энергетический спектр инжектированных релятивистских электронов для достаточно высоких энергий будет «заваливаться», как это имеет место в Крабовидной туманности (см. рис. 108). Поэтому оценка спектральной плотности потока синхротронного излучения от остатков вспышек Сверхновых Тихо и Кеплера будет являться верхней границей.

При $\nu = 960$ *Мгц* спектральная плотность потока от остатков сверхновой 1572 г. равна $57 \cdot 10^{-26}$ *вт/м*$^2 \cdot$ *гц*. Следовательно, при $\nu = 7 \cdot 10^{14}$ *гц* ($\lambda = 4250$ Å) $F_\nu = 57 \cdot 10^{-26} \frac{(9{,}6 \cdot 10^8)^{0{,}61}}{7 \cdot 10^{14}} =$ $= 1{,}5 \cdot 10^{-28}$ *вт/м*$^2 \cdot$ *гц*, или в ~ 100 раз меньше, чем от Крабовидной туманности. Поэтому видимая звездная величина оптического источника синхротронного излучения, находящегося на месте вспышки Сверхновой Тихо, должна быть слабее 14^m, а с учетом межзвездного поглощения света — слабее 15^m. При угловом диаметре источника $6'$ поверхностная яркость его должна быть меньше одной звезды 10^m на градус, т. е. по крайней мере в 100 раз меньше яркости фона ночного неба. Аналогичный результат получается и для остатков Сверхновой Кеплера. Таким образом, оптическое синхротронное излучение от остатков Сверхновых Тихо и Кеплера имеет ничтожную интенсивность и вряд ли может быть наблюдаемо. Впрочем, может быть, представляет интерес применить к этим объектам современные методы выделения объектов низкой поверхностной яркости из яркого фона путем контрастирования (см., например, [277]).

Что можно сказать об остатках вспышек других сверхновых, наблюдающихся в нашей Галактике за последние 1000 лет? В § 4 были приведены некоторые сведения о наблюдениях очень яркой звезды, вспыхнувшей в 1230 г. Весьма вероятно, что это была сверхновая, по своим характеристикам близкая к сверхновым 1572 и 1604 гг. Вблизи места вспышки находится источник радиоизлучения 3С 286 — обстоятельство, на которое впервые обратил внимание Ю. П. Псковский [278]. На месте этого источника находится оптический объект 15-й величины с малыми угловыми размерами, который до последнего времени считался внегалактической туманностью [279]. Однако недавно было измерено

красное смещение этого объекта, оказавшееся неожиданно малым: ~ 30 *км/сек* [280]. Между тем ожидаемое красное смещение для радиогалактик 15-й величины должно быть $\sim 15\,000$ *км/сек*. Поэтому Ю. П. Псковский вполне обоснованно считает, что этот объект является галактическим [278]. Так как согласно [280] спектр не является эмиссионным, в [278] предполагается, что наблюдается наложение спектра звезды на очень слабую туманность.

Угловые размеры источника 3С 286 равны 1′,9 [281], спектральная плотность потока на частоте 400 *Мгц* равна $1{,}7 \cdot 10^{-25}$ *вт/м²·гц*, в то время как спектральный индекс $\alpha = 0{,}64$ [282]. Полагая, что этот источник по своей природе близок к остаткам вспышек Сверхновых Тихо и Кеплера, оценим расстояние до него. Поверхностная яркость 3С 286 всего лишь в $\sim 1{,}4$ раза больше, чем у источников, связанных со вспышками сверхновых 1572 и 1604 гг. Отсюда из формулы (7.38) следует, что расстояние до 3С 286 около 10 000 *пс*. Если видимая величина этой звезды во время вспышки была -3^m (как это предполагается в [278]), то абсолютная величина $\sim -18^m$. Следует, однако, заметить, что оценка видимой величины новой 1230 г. является в высшей степени неуверенной. Можно полагать, что объект 3С 286, подозреваемый как остаток вспышки сверхновой 1230 г., станет предметом внимания астрономов и радиоастрономов.

В § 4 довольно подробно были описаны старинные наблюдения необыкновенно яркой звезды, вспыхнувшей в 1006 г. Недавно Гарднор и Милн в области вспышки этой звезды обнаружили протяженный ($\sim 40'$) источник с небольшой поверхностной яркостью. Координаты источника $\alpha_{1950} = 14^h 59^m,6; \delta_{1950} = -41°42'$. Как показывают изофоты на волне 11 *см*, этот источник имеет оболочечную структуру. Степень поляризации отдельных деталей достигает 10%, спектральный индекс $\alpha = 0{,}6$. Весьма возможно, что этот источник является остатком вспышки сверхновой 1006 г. Из сравнения с остатками сверхновых Тихо и Кеплера можно сделать вывод, что расстояние до этого источника $\sim 1\,000$ *пс*, а линейные размеры вдвое больше. Было бы интересно на месте этого источника попытаться обнаружить слабую оптическую туманность типа той, которая наблюдается около места вспышки сверхновой 1572 г.

ГЛАВА IV

СВЯЗЬ С ДРУГИМИ ПРОБЛЕМАМИ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

16. Сверхновые звезды и происхождение космических лучей

Вопрос о происхождении первичных космических лучей, несомненно, принадлежит к числу важнейших проблем современного естествознания. Как известно, космические лучи были открыты немногим более полувека назад. Первые десятилетия изучение их продвигалось очень медленно. Довольно долго, по причине большой проникающей способности, их принимали за жесткое γ-излучение. Обнаружение зависимости интенсивности космических лучей от геомагнитной широты позволило сделать вывод, что по крайней мере основная их часть представляет собой весьма энергичные заряженные частицы. Попадая в земную атмосферу, они на сравнительно большой высоте взаимодействуют с ядрами атмосферных атомов и образуют вторичные частицы. Именно такие частицы и можно наблюдать на уровне моря и под землей.

Много лет непосредственно изучались различными методами экспериментальной ядерной физики только вторичные частицы. Это была превосходная лаборатория, где сама природа создала частицы высоких и сверхвысоких энергий. Современных ускорителей тогда еще не было, да и сейчас никакие ускорители не могут дать частиц такой энергии, которая наблюдается в космических лучах. Для ядерной физики изучение космических лучей имело огромное значение: достаточно сказать, что позитроны и мезоны впервые были открыты в составе вторичных космических лучей.

Однако при всей важности исследований космических лучей в аспекте ядерной физики основным все же является вопрос: откуда они приходят? Указания на Космос, содержащегося в их названии, конечно, совершенно недостаточно. Необходимо было получить ответ на следующие важные вопросы: а) каково пространственное распределение космических лучей во Вселенной? Локализованы ли они только в солнечной системе, или, может быть, в Галактике и даже Метагалактике? б) Какие космические объекты являются (или являлись) источниками космических

лучей? Каков механизм ускорения заряженных частиц, образующих космические лучи? г) Каков характер движения космических лучей во Вселенной? д) Какова их роль во Вселенной?

Сразу же заметим, что и сейчас мы не можем дать исчерпывающие ответы ни на один из поставленных выше вопросов, хотя о природе первичных космических лучей мы уже знаем довольно много.

Для того чтобы попытаться ответить на поставленные выше вопросы, необходимо было прежде всего изучить природу первичных космических лучей, наблюдаемых около Земли. Эта задача была не из легких, так как первичные космические лучи непосредственно на низких высотах над уровнем моря наблюдать нельзя. Развитие техники физического эксперимента на больших высотах (с применением баллонов) позволило к 1948 г. решить важнейшую задачу о химическом составе первичных космических лучей. Оказалось, что в составе этих лучей наряду с протонами сверхвысоких энергий (являющимися главной компонентой) имеются ядра всех элементов. Примечательно, однако, что относительное содержание различных ядер значительно отличается от того, что принято называть «средним космическим». В табл. 25 приведены данные о химическом составе космических лучей.

ТАБЛИЦА 25

Группа ядер	Порядковый номер ядра Z	Атомный вес A	Интенсивность ($см^{-2} \cdot стер^{-1} \cdot сек^{-1}$)	$\frac{N}{N_H}$	$\left(\frac{N}{N_H}\right)_{\text{Всел}}$
p	1	1	0,13	680	6830
α	2	4	$8{,}8 \cdot 10^{-3}$	46	1040
L	3—5	10	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	1,0	10^{-5}
M	6—9	14	$5{,}7 \cdot 10^{-4}$	3,0	10
H	10	31	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	1,0	1
VH	20	51	$5{,}3 \cdot 10^{-5}$	0,28	0,05

В табл. 25 согласно установившейся классификации ядра распределены по шести группам. Группа L — легкие ядра (литий, бериллий, бор); группа M — ядра со средним атомным весом (C, N, O, F), группа H — тяжелые ядра ($Z \geqslant 10$) и группа VH (входящая в группу H) — очень тяжелые ядра. В пятом столбце приведены относительные концентрации ядер в космических лучах, нормированные к группе H. В последнем столбце таблицы приведены взятые из [137] относительные обилия элементов во Вселенной (нормированные к той же группе H). Бросаются в глаза характерные различия относительных обилий ядер в космических лучах и во Вселенной в среднем. Космические лучи довольно богаты ядрами группы L, между тем во Вселенной

обилие этих ядер ничтожно. Другой важной особенностью космических лучей является сравнительно большое обилие ядер групп M, H и VH по отношению к протонам и α-частицам.

Важнейшей особенностью космических лучей является их изотропность. Для проблемы происхождения космических лучей изотропность является весьма осложняющим обстоятельством, так как она не дает возможности непосредственно установить, из каких источников во Вселенной они к нам приходят. Изотропность космических лучей является следствием того, что они движутся не по прямолинейным траекториям (подобно квантам света), а по весьма запутанным кривым. Такой характер движения легко понять, если учесть, что во Вселенной повсюду имеются магнитные поля весьма различных масштабов и напряженности. Например, в рукавах спиралей нашей звездной системы напряженность магнитного поля $H \sim 10^{-5}$ *э*. Поэтому радиус винтовой траектории, которую заряженная релятивистская частица будет описывать в таком поле, $r = \frac{E}{300H} \sim 3 \cdot 10^{12}$ *см*, если $E \sim 10^{10}$ *эв*. Эта величина очень мала по сравнению с самыми малыми характерными масштабами для межзвездной среды. Поэтому в первом приближении релятивистские частицы будут двигаться вдоль силовых линий, следуя за всеми их изгибами. Казалось бы, практически полная изотропность первичных космических лучей около Земли исключает возможность дать однозначный ответ об их происхождении. В действительности это, однако, не так (см. ниже).

Важной характеристикой первичных космических лучей является их энергетический спектр. Подавляющее большинство первичных космических лучей, энергии которых заключены в пределах $2 \cdot 10^9 < E < 10^{15}$ *эв*, имеет степенной энергетический спектр

$$dI_A = K_A E^{-\gamma}\, dE, \tag{16.1}$$

где I_A — интенсивность космических лучей, принадлежащих к группе A (например, M, H и т. д.) Величина γ в пределах ошибок измерений одинакова для космических лучей всех групп и близка к $2{,}5 \pm 0{,}2$.

Интенсивность космического излучения зависит от геомагнитной широты. Например, на геомагнитной широте 58° полная интенсивность первичной компоненты составляет (для энергий выше $1{,}2 \cdot 10^9$ *эв*/нуклон) ~0,3 частиц/$см^2 \cdot сек \cdot стер$. Так как первичное космическое излучение изотропно, то концентрация релятивистских частиц у Земли равна

$$N(E > 1{,}5 \cdot 10^9\ эв) = \frac{4\pi}{c} I(E > 1{,}5 \cdot 10^9\ эв) \approx 10^{-10}\ см^{-3}. \tag{16.2}$$

Плотность энергии первичных космических лучей определяется следующим выражением:

$$w_{\text{к. л}} = \int\limits_{E_1=1{,}5\cdot 10^9\ эв} N(E)\,E\,dE\,dE \approx 1{,}2\cdot 10^{-12}\ \frac{эрг}{см^3} \sim 1\ \frac{эв}{см^3}\ . \quad (16.3)$$

Важным обстоятельством является то, что, начиная примерно с 58° геомагнитной широты, интенсивность космических лучей по мере приближения к магнитному полюсу практически не растет. Отсюда можно сделать вывод, что по каким-то причинам протоны с энергией меньше $1{,}2\cdot 10^9$ *эв* до Земли не доходят. Исследования показали, что это «высокоширотное обрезание» носит магнитный характер, т. е. малоэнергичные частицы не попадают на Землю в районах магнитных полюсов вследствие действия некоторого внешнего (по отношению к Земле) магнитного поля. Это поле, скорее всего, имеет межпланетное происхождение и связано с солнечной активностью. Само Солнце в этом диапазоне энергий является источником космических лучей переменной мощности. В эпоху минимума солнечной активности «высокоширотное обрезание» значительно менее эффективно. Неясно, однако, исчезает ли оно совсем. При такой ситуации нельзя пока исключить возможность того, что энергетический спектр космических лучей вдали от солнечной системы может «завалиться» в области малых энергий. Если это так, то причиной этому могут быть условия генерации релятивистских частиц в источниках.

После того как был выяснен химический состав первичных космических лучей, начали появляться первые серьезные попытки теоретически осмыслить их происхождение. Возможность их метагалактической локализации была большинством исследователей по энергетическим соображениям отвергнута. В противном случае необходимо было принять, что плотность энергии в форме космических лучей, «размазанных» во всей Вселенной, $\sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, что на несколько порядков больше плотности всех других видов энергии (за исключением плотности энергии покоя материи ρc^2, которая по крайней мере в 100 раз больше). Возможно, однако, что метагалактическая] локализация космических лучей была отвергнута слишком поспешно. В настоящее время (1965 г.) сам по себе аргумент высокой плотности энергии не является серьезным. Например, недавно было обнаружено аномально интенсивное высокочастотное космическое радиоизлучение [283]. Если его интерпретировать как «реликт» ранней эпохи эволюции Вселенной (см. [284]), то можно ожидать, что объемная плотность энергии этого заполняющего всю Вселенную излучения (описываемого планковской кривой при $T = 3{,}5$ °K) будет $\sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, т. е.

того же порядка, что и плотность энергии космических лучей около Земли. Нужны дополнительные, и притом достаточно серьезные, аргументы, чтобы исключить возможность заполнения всей Галактики релятивистскими протонами и ядрами с плотностью энергии $\sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}.

Если исключить возможность метагалактической локализации первичных космических лучей, то остается только альтернатива: а) космические лучи локализованы в сравнительно небольшой области, окружающей солнечную систему; б) они локализованы в Галактике. Серьезным аргументом в пользу первой гипотезы является тот несомненный факт, что Солнце в периоды высокого уровня своей активности (например, во время вспышек) является источником первичных космических лучей. Однако детальный анализ показывает, что основная часть космических лучей не может иметь солнечное происхождение. Во-первых, энергетический спектр солнечных космических лучей значительно круче ($\gamma \geqslant 5$). Во-вторых, в последние годы довольно надежно установлен химический состав космических лучей солнечного происхождения. Он отличается от химического состава наблюдаемых космических лучей значительно бо́льшим относительным обилием протонов и отсутствием ядер группы L. Таким образом, к 1949 г. подавляющее большинство исследователей стало на «галактическую» концепцию локализации первичных космических лучей. Согласно этой концепции в нашей звездной системе имеются некоторые объекты (звезды, туманности), являющиеся источниками релятивистских частиц со степенны́м энергетическим спектром. Проблему происхождения космических лучей при этом удобно разделить на две части: а) проблема ускорения заряженных частиц в источниках до релятивистских энергий; б) диффузия образовавшихся таким путем релятивистских частиц в межзвездных магнитных полях. Вторую проблему можно в ряде случаев рассматривать независимо от первой.

Существенным аргументом в пользу галактической теории происхождения первичных космических лучей является наличие в их составе довольно большого количества ядер лития, бериллия и бора, космические обилия которых очень невелики. Легкие ядра в составе первичной компоненты образовались при ядерных взаимодействиях космических лучей и межзвездного газа. Их наблюдаемое обилие можно объяснить тем, что прежде чем попасть на Землю, космические лучи, блуждая в межзвездном пространстве или в источниках, прошли слой вещества с поверхностной плотностью ~ 5—10 *г/см*^{2} [97]. Заметим, однако, что это обстоятельство само по себе не исключает возможности метагалактического происхождения первичных космических лучей.

Центральной проблемой теории происхождения первичных космических лучей является вопрос об источниках, где они образуются. Казалось бы, при полной изотропии космических лучей этот вопрос должен был быть только предметом спекуляций. Однако развитие радиоастрономии позволило сделать эту проблему предметом количественного анализа.

До развития радиоастрономии проблема происхождения космических лучей находилась в совершенно неудовлетворительном состоянии. Дело в том, что эта проблема, по существу, является астрономической, ибо первичные космические лучи образуются не на Земле, а в каких-то астрономических объектах. Следовательно, не может быть и речи о решении этой проблемы без тщательного учета реальных свойств космических тел. Между тем исследователи столкнулись здесь с трудностью принципиального характера. Вплоть до начала пятидесятых годов нашего столетия первичные космические лучи можно было наблюдать только в непосредственной близости от Земли. Сама возможность наблюдать первичные космические лучи в глубинах Вселенной казалась настолько фантастической, что никто об этом даже не задумывался. Между тем не требует излишних обоснований утверждение, что пока не найдены методы таких наблюдений, вряд ли вообще можно однозначно решить вопрос не только о происхождении космических лучей, но и об их пространственной локализации. Можно было строить сколько угодно чисто теоретических гипотез и анализировать те или иные механизмы ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий, но пока не было наблюдательных данных о первичных космических лучах в местах их образования, любая теория оставалась только гипотезой.

Едва ли не крупнейшим достижением радиоастрономии является то, что она открыла возможность наблюдать первичные космические лучи далеко за пределами Земли, в глубинах Галактики и Метагалактики. Это стало ясно после того как была обоснована синхротронная теория нетеплового радиоизлучения Галактики и других источников. Согласно этой теории космические радиоволны в Галактике излучаются релятивистскими электронами с энергиями в диапазоне 10^7—10^{10} *эв*, движущимися в межзвездных магнитных полях. Но такие электроны есть не что иное, как электронная компонента первичных космических лучей. Анализируя радиоизлучение Галактики, можно с помощью основных формул синхротронной теории найти концентрацию релятивистских электронов, их пространственное распределение и энергетический спектр. Следовательно, открылась единственная в своем роде возможность изучать космические лучи (по крайней мере, их электронную компоненту) методами наблюдательной астрономии. Так возникла радиоастрономическая теория происхождения космических лучей [360]. С тех пор было опубликовано весьма большое количество работ, развивающих и углубляющих эту теорию; они подытожены в монографии В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского «Происхождение космических лучей» [97].

Следует заметить, что на основании этой теории можно было ожидать в составе первичных космических лучей, наблюдаемых около Земли, наличия релятивистских электронов и позитронов. Последние могут образовываться в межзвездной среде при ядерных столкновениях релятивистских протонов, сопровождаемых образованием π-мезонов с последующим их распадом на релятивистские электроны и позитроны по схеме $\pi \longrightarrow \mu \longrightarrow e$.

Предсказываемые теорией релятивистские электроны в составе первичных космических лучей были обнаружены только в 1961 г. [186], [287]. С тех пор было выполнено несколько исследований в этом направлении. Согласно последним измерениям [288] поток электронной компоненты первичных космических лучей:

$$\frac{dI}{dE} = 11E^{-1,6}\ (м^2 \cdot стер \cdot Гэв)^{-1},$$

где E выражено в *Гэв*. Показатель степени дифференциального энергетического спектра определен с точностью $\pm 0{,}5$. Спектр относится к области энергий от 0,5 до 3 *Гэв*. Поток космических электронов составляет $\sim 1\%$ от потока космических лучей с энергией выше 1 *Гэв*. Примечательно, что релятивистских позитронов в составе первичных космических лучей, по-видимому, значительно меньше, чем электронов [289].

Для построения радиоастрономической теории происхождения космических лучей основное значение имеют четыре проблемы.

А. Область пространственной локализации электронной компоненты космических лучей. Она должна быть определена из радиоастрономических наблюдений.

Б. Время жизни релятивистских частиц в Галактике. Эта величина не может быть получена непосредственно из наблюдений. Ее можно оценить, изучая характер движения релятивистских частиц в межзвездной среде. При этом предполагается, что проблема А решена и характеристики межзвездной среды известны достаточно хорошо.

В. Источники релятивистских электронов. Их характеристики (прежде всего, усредненная по времени мощность инжекции космических лучей) должны быть получены из радиоастрономических и оптических наблюдений.

Г. Следует осмыслить связь между электронно-позитронной и ядерной компонентами первичных космических лучей.

Построенная теория происхождения космических лучей будет разумной, если после решения указанных выше четырех проблем

окажется, что произведение усредненной по времени мощности источников («инжекторов») на время существования космических лучей в Галактике равно полной энергии находящихся в ней релятивистских частиц. Это означает, что космические лучи в Галактике рассматриваются в состоянии динамического равновесия.

Мы сейчас последовательно рассмотрим сформулированные выше проблемы. Из анализа изофот космического синхротронного радиоизлучения можно в принципе определить пространственное распределение релятивистских электронов, ответственных за это излучение. Практически, однако, эта задача является очень трудной. Наряду со специфическими трудностями радиоастрономических наблюдений, связанных с низкой разрешающей способностью радиотелескопов и наличием боковых лепестков в их диаграммах направленности, искажающих истинное распределение интенсивности, имеется и более серьезная трудность. Дело в том, что мы сами находимся в Галактике вблизи ее экваториальной плоскости, поэтому невозможно без дополнительных предположений восстановить картину пространственного распределения излучающей субстанции (в нашем случае — релятивистских электронов и межзвездных магнитных полей). Аналогичная трудность, как известно, встречается при исследовании спиральной структуры нашей звездной системы из анализа оптических и радиоастрономических наблюдений.

В 1952 г., изучая известные тогда изофоты космического радиоизлучения (например, [290]), мы пришли к выводу, что радиоизлучающая субстанция находится в галактическом диске, окруженном весьма протяженной квазисферической короной [291]. Находясь внутри такой короны, из одних лишь радиоастрономических наблюдений нельзя вычислить ее радиус. Довольно произвольно последний был принят равным 10 *кпс*, хотя он может быть больше (но вряд ли меньше). Объем такой короны $\sim 10^{68}$ *см*^{3}, в то время как объем диска, толщина которого $\sim 300-500$ *пс*, примерно на два порядка меньше. Помимо характера изофот, сильным аргументом в пользу существования вокруг Галактики радиоизлучающей короны является анализ изофот одной из наиболее близких к нам галактик — большой спирали М 31 в Андромеде. Эти изофоты явно указывают на существование вокруг М 31 протяженной короны, обладающей довольно богатой структурой (рис. 117).

Сравнительно недавно, однако, существование короны вокруг Галактики было поставлено под сомнение [292]. Дело в том, что старые изофоты, из анализа которых был сделан вывод о существовании короны, «отягощены» влиянием боковых лепестков. Учет последних как будто бы не позволяет сделать вывода, что

Галактика окружена радиоизлучающей короной. Впрочем, этот результат нуждается в независимом подтверждении, так как правильный учет боковых лепестков представляет собой довольно сложную задачу. Гораздо более важным аргументом против существования галактической короны являются недавние наблюдения распределения яркости так называемых «нормальных» галактик, выполненные на большом австралийском радиотелескопе в Парксе

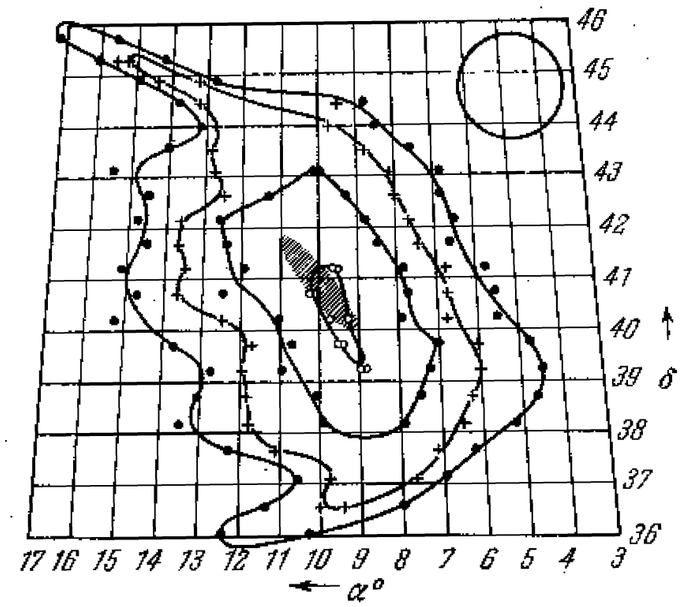


Рис. 117. Радиоизображение М 31.

[293]. У трех ярких галактик типа Sc: NGC 253, NGC 4945 и NGC 5236 никакой короны обнаружено не было. Во всех случаях размеры радиоизлучающей области были меньше оптической, причем радиоизлучение сильно концентрировалось к ядрам соответствующих галактик. Заметим еще, что у неправильной галактики NGC 55 и Большого Магелланова Облака также никаких следов короны не обнаружено. Похоже на то, что радиоизлучающие короны вокруг галактик представляют собой не столько правило, сколько исключение. Среди ближайших к нам соседей по Метагалактике короной обладает, по-видимому, только М 31. Вопрос о том, обладает ли наша Галактика короной, пока остается открытым, хотя вероятность этого довольно велика *). Таким образом, вопрос о пространственной локализации релятивистских

*) Недавние наблюдения, выполненные на новой большой крестообразной антенне в Австралии на частоте ~ 400 *Мгц* [294], привели к выводу, что исследовавшиеся в Парксе галактики, по-видимому, обладают коронами.

электронов, излучающих космические радиоволны, сейчас находится в неудовлетворительном состоянии. Объем, в котором локализованы эти электроны, может быть либо $\sim 10^{68}$ *см*^{3} (если наша Галактика обладает короной), либо $\sim 10^{66}$ *см*^{3}, если почти все ее радиоизлучение сосредоточено в диске.

Отсутствие однозначного решения проблемы А сразу же вносит неопределенность в решение проблемы Б. Рассмотрим две возможности: 1) космические лучи локализованы в диске; 2) они локализованы преимущественно в галактической короне. По-видимому, распределение радиоизлучающей субстанции в диске не является однородным, а следует спиральной структуре Галактики. Это видно, например, из рис. 118, на котором приведена зависимость интенсивности радиоизлучения диска от галактической долготы [295]. Заметны характерные «ступеньки» в этом распределении, которые получаются, когда луч зрения направлен вдоль рукава спирали. Толщина «радиоспирали» согласно Миллсу [295] ~ 500 *пс*. Полную протяженность всех витков спирали можно оценить в $\sim 3 \cdot 10^5$ *пс*. Будем считать эту спираль подобной магнитной силовой трубке. Допустим, далее, что релятивистские частицы (в частности, электроны), двигаясь вдоль такой силовой трубки, могут беспрепятственно выходить в межгалактическое пространство («открытая модель»). Так как силовые линии в трубке идут не параллельно, а сильно «извиваясь», и вектор скорости релятивистских частиц направлен под некоторым углом к направлению магнитного поля, то время выхода космических лучей из Галактики составит несколько миллионов лет. Заметим, что, двигаясь в среде со средней концентрацией межзвездного газа ~ 1 *см*$^{-3}$, они пройдут толщу вещества ~ 5—10 *г/см*^{2}; этого достаточно для объяснения наблюдаемого в космических лучах обилия лития, бериллия и бора. С другой стороны, такая картина движения космических лучей в нашей Галактике требует их полного возобновления каждые несколько миллионов лет. Кроме того, такая картина движения релятивистских частиц дала бы анизотропию космических лучей, что противоречит наблюдениям.

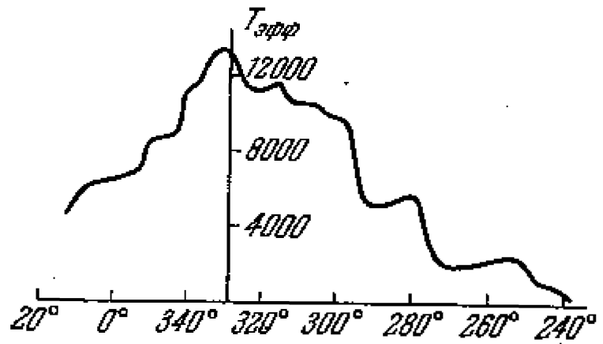


Рис. 118. Зависимость интенсивности радиоизлучения от галактической долготы [295].

Рассмотрим теперь картину движения релятивистских частиц в предположении, что их основная часть находится в галактической короне, плотность которой мала, во всяком случае меньше 10^{-26} *г/см*^{3}. В этом случае для объяснения наблюдаемого в космических лучах содержания легких элементов нужно принять, что космические лучи блуждают в короне по крайней мере несколько сотен миллионов лет. Это предполагает движение вдоль весьма запутанных магнитных силовых линий. Теория такой галактической короны была разработана в 1957 г. нами совместно с С. Б. Пикельнером [296]. На деталях этой теории мы здесь не имеем возможности останавливаться.

Таким образом, две гипотезы о возможной пространственной локализации космических лучей в Галактике приводят к разным оценкам времени жизни космических лучей. Существенно, что отношение времени жизни к объему, занимаемому системой релятивистских частиц (или, при постоянной плотности последних, отношение полной энергии находящихся в Галактике релятивистских частиц ко времени их жизни) почти одинаково для обеих моделей. С другой стороны, при динамическом равновесии космических лучей в Галактике должно выполняться простое соотношение:

$$L_{к.\,л} t = \mathscr{E}_{к.\,л}, \tag{16.4}$$

где $L_{к.\,л}$ — средняя мощность источников (инжекторов) космических лучей в Галактике, t — время жизни последних, $\mathscr{E}_{к.\,л}$ — полная энергия космических лучей в Галактике. Так как для обеих обсуждавшихся выше моделей $\frac{\mathscr{E}}{t} = \text{const}$, то $L_{к.\,л}$ должны быть примерно одинаковыми для этих моделей. Другими словами, требования к мощности инжекторов $L_{к.\,л}$ почти не зависят от характера модели.

Каково же значение $L_{к.\,л}$? Очевидно, для определения мощности инжекторов необходимо, в частности, знать плотность энергии релятивистских частиц $W_{к.\,л}$. Для релятивистских протонов и тяжелых ядер мы можем принять $W_{к.\,л} \sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3} (значение около Земли, хотя вопрос о законности экстраполяции этой величины на всю Галактику остается открытым); для релятивистских электронов $W_{к.\,л}$ надо найти из анализа радиоастрономических наблюдений.

Согласно наблюдениям [297] яркостная температура в области галактического полюса на волне 75 *см* $T_b = 25°$ К. Предположим, что $^2/_3$ этой яркости обусловлены диском, эффективная протяженность которого R в этом направлении равна его полутолщине, т. е. ~ 250 *пс*. Напишем основную формулу синхротронной теории:

$$\frac{2kT_b}{\lambda^2} = 1{,}3 \cdot 10^{-22} U(\gamma) K_e H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}} R\lambda^{\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{16.5}$$

Так как спектральный индекс космического радиоизлучения для сравнительно высоких частот можно принять равным $\alpha = 0{,}8$ [298], то $\gamma = 2{,}6$, $U(\gamma) = 0{,}1$. Из уравнения (16.5) следует, что среднее значение K_e в окрестностях Солнца при $H_\perp = 10^{-5}$ *э* будет равно $6{,}5 \cdot 10^{-16}$. Концентрация релятивистских электронов с энергией $E > 1$ *Гэв* определится из уравнения

$$N_e(>E_1) = \int_{E_1=1\ Гэв}^{\infty} K_e E^{-\gamma}\, dE = \frac{K_e}{\gamma - 1} E_1^{1-\gamma} = 7{,}5 \cdot 10^{-12}\ см^{-3}. \quad (16.6)$$

В области энергий $E < 1$ *Гэв* спектр релятивистских электронов становится более пологим, так как спектральный индекс космического радиоизлучения на более низких частотах уменьшается [144]. Поэтому с достаточной степенью точности можно принять, что плотность энергии релятивистских электронов: $w_{р.э} = 7{,}5 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^9 = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ *эв/см*^{3} $= 2{,}4 \cdot 10^{-14}$ *эрг/см*^{3}, между тем как измеренная у Земли плотность энергии всех космических лучей (преимущественно релятивистских протонов и тяжелых ядер) $\sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, т. е. в ~ 40 раз больше. Заметим, что согласно последним измерениям у Земли $N_e(\geqslant 1\ Гэв) = 7 \cdot 10^{-13}$ *см*$^{-3}$ (см. выше), т. е. на порядок меньше значения, полученного из радиоастрономических наблюдений. Это расхождение можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, мы считали, что $^2/_3$ всего радиоизлучения в направлении галактического полюса обусловлено диском. Вклад короны может быть существенным, но безотносительно к тому, существует она или нет, галактический радиоизлучающий диск является реальностью. Его вклад должен составлять не меньше 30—40% наблюдаемой поверхностной яркости в области галактических полюсов. Следовательно, учет возможного вклада от короны позволит снизить полученное из анализа радиоастрономических наблюдений значение N_e не более чем на несколько десятков процентов. Можно предположить, что $H_\perp$ равно не 10^{-5} *э*, а, скажем, $3 \cdot 10^{-5}$ *э*. Это позволит уменьшить $w_{р.э}$ почти в 9 раз, и расхождение с околоземными измерениями будет снято. Следует, однако, заметить, что значение $H_\perp = 3 \cdot 10^{-5}$ *э* представляется слишком высоким.

Можно, наконец, предположить, что локальное значение N_e, полученное из измерений около Земли, меньше среднего. Релятивистские электроны в пределах диска могут иметь неравномерное «клочковатое» распределение, причем Солнце случайно находится в области диска, где концентрация релятивистских электронов понижена. Это предположение представляется нам наиболее естественным. Нельзя, однако, исключить возможность того, что в солнечной системе имеются пока еще недостаточно

понятные факторы, уменьшающие поток галактических релятивистских частиц. Во всяком случае мы считаем, что определенное из радиоастрономических наблюдений значение N_e достаточно надежно. Принимая, что объем диска $\sim 10^{66}$ *см*^{3}, найдем, что полная энергия содержащихся в нем релятивистских электронов будет $\sim 3 \cdot 10^{52}$ *эрг*. С другой стороны, время жизни релятивистских электронов в диске, определяемое выходом из галактической спирали в межгалактическое пространство, $\sim 10^{14}$ *сек*. Следовательно, для поддержания динамического равновесия необходимо, чтобы средняя мощность источников релятивистских электронов в Галактике была равна $\sim 3 \cdot 10^{38}$ *эрг/сек*.

Можно привести другую оценку для времени жизни релятивистских электронов в диске. До сих пор мы считали, что релятивистские электроны, движущиеся вдоль силовых линий спирального рукава, свободно, как из сопла, выходят в метагалактическое пространство. Можно, однако, предположить, что свободный выход из спирали затруднен образованием магнитно-турбулентной «пробки», обусловленной пучковой неустойчивостью релятивистских частиц. Эта возможность недавно рассматривалась в [337]. Такое предположение необходимо для объяснения наблюдаемой изотропии космических лучей. В этом случае время существования релятивистских электронов в диске может определяться не временем выхода, а временем потерь на синхротронное излучение $t_{1/2} = \frac{8{,}35 \cdot 10^{-3}}{H_\perp^2 E}$ (где $t_{1/2}$ выражено в годах, а E — в *Гэв*). Для $E \sim (1 \div 2) \cdot 10^9$ *эв* (такие электроны при $H_\perp = 10^{-5}$ *э* ответственны за излучение диска на метровом и дециметровом диапазонах) $t_{1/2} \sim (8 \div 4) \cdot 10^7$ лет. Если $t > t_{1/2}$, то мощность источников релятивистских частиц в Галактике должна быть равна мощности синхротронного излучения диска. Последнюю можно оценить следующим образом. Излучение единицы объема диска, рассчитанное на единичный интервал частот, равно

$$\varepsilon_\nu = \frac{4\pi I_\nu}{R} = \frac{8\pi k T_b}{R\lambda^2} \sim 10^{-38}\ \frac{эрг}{см^3\ сек \cdot гц}, \quad (16.7)$$

где обусловленная источниками в диске T_b принята равной 15° К на волне $\lambda = 75$ *см*. Учитывая спектр радиоизлучения Галактики, найдем, что

$$\varepsilon = \int \varepsilon_\nu\, d\nu \approx 1{,}5 \cdot 10^{-29}\ эрг/см^3 \cdot сек.$$

Полная мощность синхротронного излучения диска $L = \varepsilon \cdot V = 1{,}5 \cdot 10^{-29} \cdot 10^{66} = 2{,}5 \cdot 10^{37}$ *эрг/см*.

Очевидно, минимальное значение мощности источников $L_{к.л}$ равно L.

Если наша Галактика, кроме диска, обладает также короной, подобной короне в М 31, то, как можно показать, энергия релятивистских электронов возрастает до 10^{54} *эрг*, а мощность синхротронного радиоизлучения — до $(1\div2)\cdot10^{38}$ *эрг/сек*. Следовательно, в этом случае минимальная мощность источников релятивистских электронов должна подняться до $(1\div2)\cdot10^{38}$ *эрг/сек*.

Что же можно сказать об источниках космических лучей и, в частности,— релятивистских электронов? Выдающимся достижением радиоастрономии является обнаружение источников релятивистских частиц в Галактике. Такими источниками являются остатки вспышек сверхновых звезд. В § 6 для ряда остатков сверхновых II типа была вычислена полная энергия релятивистских электронов. Например, для такого достаточно «старого» объекта, каким являются волокнистые туманности в Лебеде, энергия находящихся в нем релятивистских электронов (в предположении, что релятивистских протонов и тяжелых ядер мало) $\sim2{,}5\cdot10^{48}$ *эрг*. Примем, что для «среднего» объекта такого типа энергия находящихся там релятивистских электронов составляет $\sim10^{48}$ *эрг*. Если частота вспышек сверхновых этого типа — раз в ~100 лет (см. § 1, а также § 7), то средняя мощность инжекции $10^{48}/3\cdot10^{9}\sim3\cdot10^{38}$ *эрг/сек*. Этого вполне достаточно для поддержания радиоизлучения Галактики на наблюдаемом уровне.

Можно, однако, предположить (хотя прямыми доказательствами мы не располагаем), что в оболочках сверхновых наряду с релятивистскими электронами имеются релятивистские протоны и тяжелые ядра, причем их суммарная энергия в ~100 раз превосходит суммарную энергию находящихся там релятивистских электронов. Отношение 100 : 1 выбрано для того, чтобы объяснить наблюдаемое отношение потоков релятивистских протонов и электронов около Земли. Согласно выполненным в § 6 расчетам в этом случае суммарная энергия релятивистских протонов в остатках сверхновых II типа достигнет $(1\div2)\cdot10^{49}$ *эрг*, а суммарная энергия релятивистских электронов упадет до $(1\div2)\cdot10^{48}$ *эрг*. В этом случае средняя мощность инжекции релятивистских электронов будет $\sim(1\div2)\cdot10^{37}$ *эрг/сек*; этого достаточно для обеспечения радиоизлучения диска при условии, что релятивистские электроны не имеют свободного выхода в межгалактическое пространство. Если же наша Галактика имеет протяженную корону и полная мощность ее синхротронного излучения $\sim(1\div2)\cdot10^{38}$ *эрг/сек*, то мощность таких «инжекторов» релятивистских частиц, какими являются остатки сверхновых II типа, оказывается недостаточной.

Мощность инжекции релятивистских протонов и тяжелых ядер равна $10^{49}/3\cdot10^{9}\sim3\cdot10^{39}$ *эрг/сек*, что слишком мало для «открытой» модели *). Если космические лучи заполняют с плотностью энергии $\sim10^{-12}$ *эрг/см*^{3} весь объем галактической короны $\sim10^{68}$ *см*^{3}, то их полная энергия в Галактике будет $\sim10^{56}$ *эрг*. В этом случае мощность «инжекторов» — сверхновых II типа — будет достаточной, если космические лучи «живут» в короне $\sim(1\div2)\cdot10^{9}$ лет. Однако при таком большом значении t возникают трудности с тяжелыми ядрами в составе первичных космических лучей, которые при средней плотности межзвездной среды $\sim10^{-26}$ *г/см*^{3} должны распадаться при столкновениях с ядрами межзвездного газа. Заметим, что средняя плотность межзвездной среды $\sim10^{-26}$ *г/см*^{3} является минимальной, так как она получается «размазыванием» межзвездного газа в диске по объему галактической короны. Создается впечатление, что вспышки сверхновых II типа не могут быть главным источником релятивистских протонов и тяжелых ядер в Галактике.

Заметный вклад могут внести вспышки сверхновых I типа. Как было показано в § 13, в Крабовидной туманности суммарная энергия релятивистских электронов, ответственных за ее синхротронное излучение на всех диапазонах, $\sim10^{48}$ *эрг*. Весьма существенно, что в этой туманности не может быть значительного количества релятивистских протонов, суммарная энергия которых превосходила бы энергию релятивистских электронов (см. § 13). Если Крабовидная туманность является типичным объектом этого типа, то можно полагать, что остатки вспышек сверхновых I типа будут инжектировать в межзвездную среду только релятивистские электроны. Можно также усомниться в том, действительно ли в остатках сверхновых II типа находятся преимущественно релятивистские протоны. Ведь никаких наблюдательных фактов, которые говорили бы в пользу этой гипотезы, нет. Она высказана только для того, чтобы объяснить наблюдаемое у Земли отношение потоков релятивистских протонов и электронов. Нельзя, конечно, исключить возможность того, что, в отличие от остатков сверхновых I типа, в остатках сверхновых II типа могут быть релятивистские протоны и тяжелые ядра. Нужно, однако, ясно отдавать себе отчет в том, что эта гипотеза совершенно произвольна. Напротив, связь между релятивистскими электронами, наблюдаемыми в источниках — остатках вспышек сверхновых звезд и в галактическом диске, может быть сейчас предметом количественных расчетов, проверяемых наблюдениями.

*) Впрочем, «открытая» модель явно противоречит наблюдаемой изотропии космических лучей и поэтому должна быть отвергнута.

Резюмируя, мы можем сказать, что вспышки сверхновых звезд вполне могут быть «инжекторами» релятивистских электронов в нашей Галактике, во всяком случае — в ее диске. Разные авторы в разное время выдвигали предположение, что само радиоизлучение диска представляет собой сумму излучений протяженных дискретных источников — уже достаточно расширившихся остатков вспышек сверхновых II типа (см., например, [295]). По этому поводу можно заметить следующее. Согласно оценкам, выполненным в § 7, в нашей Галактике должно быть несколько сотен (скажем, 500) объектов типа волокнистых туманностей в Лебеде или более «молодых». Мощность синхротронного излучения волокнистых туманностей в Лебеде легко может быть вычислена из потока и спектра. Она имеет порядок 10^{32} *эрг/сек*. Следовательно, мощность излучения всех таких объектов в Галактике $\sim 10^{35}$ *эрг/сек* или около 1% всего радиоизлучения диска. Вклад от более «старых» источников еще меньше, так как по мере расширения они быстро уменьшают свою светимость (см. § 7). Поэтому основное синхротронное излучение в диске возникает от «обезличенных» релятивистских электронов, давно потерявших связь с той туманностью — остатком сверхновой, где они вначале находились. Впрочем, в отдельных областях диска доля еще не совсем «расплывшихся» остатков вспышек сверхновых II типа может быть значительной. По-видимому, это наблюдается в области галактического антицентра, где радиоизлучение диска распадается на отдельные протяженные источники [295].

Представляет интерес более подробно рассмотреть связь между синхротронным радиоизлучением Магеллановых Облаков и наблюдаемыми в них остатками вспышек сверхновых. Неопределенность в расчете синхротронного радиоизлучения для нашей Галактики, которая обусловлена тем обстоятельством, что мы сами в ней находимся, в случае Магеллановых Облаков отсутствует. Вместе с тем эти ближайшие к нам звездные системы являются очень хорошим объектом для астрономических исследований.

Согласно [299] поток радиоизлучения от Большого Магелланова Облака на волне 3,5 *м* $F_\nu = 2 \cdot 10^{-23}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*. Принимая спектральный индекс $\alpha = 0{,}7$ и учитывая расстояние до этой галактики ($\sim$50 *кпс*), найдем, что мощность ее синхротронного излучения равна $\sim 3 \cdot 10^{36}$ *эрг/сек*. Далее, зная угловые размеры Большого Магелланова Облака, по обычным формулам синхротронной теории можно найти суммарную энергию находящихся в нем релятивистских электронов, которая имеет порядок 10^{51} *эрг*. При расчете было принято, что $H_\perp \sim 10^{-5}$ *э*, а галактика имеет «компланарную» структуру с толщиной около 1 *кпс*.

В настоящее время в Большом Магеллановом Облаке известны три сравнительно молодых остатка вспышек сверхновых II типа, возраст которых, как это можно оценить, не превышает 20 000 лет (см. § 5). Отсюда можно сделать вывод, что частота вспышек сверхновых II типа в этой галактике — примерно раз в 5000 лет, что приблизительно на полтора порядка ниже, чем в нашей звездной системе. Это можно объяснить сравнительно малой массой Большого Магелланова Облака. Так как суммарная энергия релятивистских электронов в каждом из этих остатков $\sim 10^{48}$ *эрг* (при этом предполагается, что там нет значительного количества релятивистских протонов), то мощность инжекции будет $\sim 5 \cdot 10^{36}$ *эрг/сек*, что вполне достаточно для поддержания радиоизлучения Большого Магелланова Облака на наблюдаемом уровне. Заметим, однако, что если бы в остатках вспышек сверхновых II типа, наблюдаемых в Большом Магеллановом Облаке, энергия релятивистских протонов была в 100 раз больше, чем релятивистских электронов, мощность инжекции последних была бы недостаточна.

В последние годы выяснилось, что в галактиках возможны другие источники релятивистских частиц — взрывы ядер. Такие взрывы, мощность которых меняется в весьма широких пределах, время от времени происходят в ядрах нормальных и пекулярных галактик. Мы здесь не будем обсуждать это в высшей степени интересное и важное явление, которое сейчас только начинают исследовать. По-видимому, концентрация источников радиоизлучения к центральным частям некоторых «нормальных» галактик, о которой речь шла выше, объясняется активностью их ядер. Если у пекулярных галактик (радиогалактик) источником релятивистских частиц являются взрывы ядер, то у «нормальных» галактик такими источниками являются, по-видимому, как периодически повторяющиеся взрывы ядер, так и вспышки сверхновых. У различных объектов относительная роль этих источников может быть различной. Она может зависеть от фазы активности ядра. Возможно также, что релятивистские частицы в спиральных рукавах пополняются за счет вспышек сверхновых (мощность которых для этого вполне достаточна; см. выше), в то время как корона образуется за счет активности ядра и представляет собой довольно переменное образование [300]. Все эти вопросы пока не ясны и требуют дальнейших исследований, базирующихся на анализе астрономических фактов, а не на произвольных допущениях. Заметим только, что у неправильных галактик типа Магеллановых Облаков и NGC 55 ядра нет. Поэтому единственным механизмом инжекции релятивистских электронов там могут быть вспышки сверхновых.

Мы видим, что хотя радиоастрономия сдвинула проблему происхождения космических лучей с мертвой точки, многие,

причем очень важные, вопросы еще ждут своего решения. На наш взгляд, в особенно неудовлетворительном положении находится основной вопрос об источниках инжекции релятивистских протонов и тяжелых ядер. Фактически современные теории исходят из произвольной гипотезы, что при взрывах сверхновых и галактических ядер каким-то способом наряду с релятивистскими электронами (которые можно наблюдать из-за их синхротронного излучения) генерируются ненаблюдаемые релятивистские протоны, причем суммарная энергия последних в ~100 раз больше, чем первых. Справедливость этого предположения была бы доказана, если бы релятивистские электроны, имеющиеся в составе космических лучей, были вторичного происхождения, т. е. возникали бы при ядерных столкновениях космических протонов, α-частиц и т. д. Это, однако, не так. Во-первых, как было показано в [301], такое предположение не выдерживает проверки количественным расчетом. Во-вторых, оно непосредственно опровергается экспериментами, которые показывают, что в космических лучах количество релятивистских позитронов заведомо меньше количества релятивистских электронов. Между тем, если релятивистские легкие частицы имели бы вторичное происхождение, то релятивистские электроны и позитроны наблюдались бы в одинаковых количествах. Таким образом, никакой установленной экспериментами или наблюдениями связи между тяжелой и легкой компонентами космических лучей нет.

При такой ситуации рассмотрение любого принципиально возможного способа обнаружения релятивистских ядер в источниках релятивистских электронов представляет большой интерес.

В этой связи мы рассмотрим следующий принципиально возможный в сравнительно недалеком будущем эксперимент. Как указывалось в начале этого параграфа, недавно было обнаружено сравнительно высокочастотное изотропное радиоизлучение, которое, по-видимому, является «реликтовым» космологическим эффектом. Плотность энергии этого излучения, сосредоточенного преимущественно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, $\sim 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, и постоянна в той большой области Метагалактики, в которой мы находимся.

При столкновениях релятивистских электронов с этими «космологическими» субмиллиметровыми фотонами (обратный комптон-эффект) последние увеличат свою энергию в $\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$ раз и станут рентгеновскими, если энергия электронов ~ 1 *Гэв*. Как было показано в [302], обратный комптон-эффект можно трактовать как синхротронное излучение в поле электромагнитной волны, причем эквивалентное магнитное поле $H_{экв} = \sqrt{4\pi u}$, где u — плотность электромагнитной энергии. При $u \sim 1$ *эв/см*^{3} $H_{экв} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ *э*. Рассмотрим достаточно протяженный метагалактический источник синхротронного излучения с низкой поверхностной яркостью, в котором $H_\perp$ сравнительно невелико. Таким источником является, например, Центавр-А. Согласно [303] при суммарной энергии релятивистских протонов, в 100 раз превышающей энергию релятивистских электронов, $H_\perp$ в этом источнике $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ *э*, а если релятивистских протонов мало, то $H_\perp \sim 1{,}8 \cdot 10^{-6}$ *э*. Можно показать, что в первом случае мощность рентгеновского излучения, обусловленного обратным эффектом Комптона, будет точно такой же, как наблюдаемая мощность синхротронного радиоизлучения, а во втором — в шесть раз больше.

Поток радиоизлучения от Центавра-А, проинтегрированный по всем частотам, $\sim 10^{-11}$ *эрг/см*$^2 \cdot$*сек*, между тем как современная ракетная астрономия может на пределе своих возможностей измерить потоки, немного большие, чем $3 \cdot 10^{-10}$ *эрг/см*^{2}*сек*. Следовательно, увеличение чувствительности приемников рентгеновского космического излучения на 1,5—2 порядка поможет определить концентрацию релятивистских электронов в источнике Центавр-А; после этого из анализа синхротронного радиоизлучения можно найти независимо $H_\perp$. Сравнение независимо определенных плотностей энергии магнитного поля и релятивистских электронов позволит сделать вывод, могут ли в источнике находиться в значительном количестве релятивистские протоны и тяжелые ядра. Приведенный выше пример относится к метагалактическому источнику, но этот метод в принципе годится и для достаточно расширившихся остатков сверхновых II типа, хотя практически осуществить его в этом случае значительно труднее.

При современном состоянии проблемы происхождения космических лучей нельзя исключить возможность того, что релятивистские протоны и тяжелые ядра имеют метагалактическое происхождение и заполняют Вселенную со средней плотностью энергии $\sim 10^{-12}$ *эв/см*^{3}, между тем как релятивистские электроны образуются в звездных системах при вспышках сверхновых и взрывах галактических ядер. Релятивистские протоны могли, например, образоваться в эпоху формирования галактик и бурного процесса звездообразования. Такая «дуалистическая» гипотеза имеет во всяком случае не меньшее право на существование, чем нынешние гипотезы, исходящие из совместной генерации «легкой» и «тяжелой» компонент космических лучей в галактических источниках. Другую возможность дает предположение, что «инжекторами» космических лучей являются звезды с весьма высокой активностью [304].

§ 17. Эффекты, связанные с возможной вспышкой сверхновой вблизи Солнца

Как уже многократно говорилось в этой книге, вспышки сверхновых в нашей Галактике происходят очень редко. Можно считать, что сверхновые II типа вспыхивают каждые 100—200 лет, в то время как частота вспышек сверхновых I типа в 2—3 раза ниже.

Представляет интерес следующий вопрос: какова вероятность того, что одна из ближайших к Солнцу звезд вспыхнет как сверхновая? Солнце существует не меньше 5 миллиардов лет, и за это время, вообще говоря, в его близкой окрестности могла вспыхнуть сверхновая звезда. Мы сначала оценим вероятность такого события, а затем рассмотрим вопрос, каковы могли быть последствия такой вспышки для эволюции солнечной системы.

Для определенности оценим эту вероятность для вспышек сверхновых II типа. Примем, что одна такая сверхновая вспыхивает где-либо в Галактике один раз в 100 лет. Как было показано в § 7, такие сверхновые вспыхивают в очень тонком слое около галактической плоскости, толщина которого ~ 200 *пс*. С другой стороны, галактическая орбита Солнца целиком находится (и находилась в прошлом) в пределах этого слоя. Введем в рассмотрение сферическую область радиуса R, окружающую Солнце; отношение объема этой области к объему всего галактического пространства, где вспыхивают сверхновые II типа, будет равно

$$\frac{v}{V} = \frac{4R^3}{3r^2 d}, \qquad (17.1)$$

где r — радиус галактического диска, в пределах которого происходят вспышки сверхновых II типа, d — его толщина. Это отношение объемов представляет вероятность того, что при случайной вспышке одной сверхновой наше Солнце окажется от нее на расстоянии, меньшем R, причем R должно быть меньше d.

Если одна вспышка сверхновой происходит в среднем за T лет, то можно ожидать «близкой» вспышки раз в течение промежутка времени

$$t_1 = \frac{3r^2\, dT}{4R^3}. \qquad (17.2)$$

Полагая $r = 10^4$ *пс*, $d = 200$ *пс*, $R = 10$ *пс* и $T = 100$ лет, найдем, что $t_1 = 1{,}5 \cdot 10^9$ лет. Если $R = 20$ *пс*, то $t_1 \sim 2 \cdot 10^8$ лет. Заметим, что t_1 может быть в несколько раз меньше, если значительная часть галактической орбиты Солнца будет проходить через спиральные ветви, где преимущественно вспыхивают сверхновые II типа.

Этот расчет показывает, что за всю историю нашей солнечной системы она несколько десятков раз находилась ближе, чем на расстоянии 20 *пс* от вспыхнувшей сверхновой II типа, а 3 — 4 раза такие вспышки случались на расстояниях, меньших 10 *пс*.

Таким образом, периодически повторяющиеся вспышки сверхновых в непосредственной близости от Солнца должны рассматриваться как закономерный процесс в эволюции нашей планетной системы. На это обстоятельство впервые обратили внимание В. И. Красовский и автор этой книги в 1957 г. [305].

Что же произойдет, если одна из ближайших к Солнцу звезд вспыхнет как сверхновая? Если в такую эпоху на Земле существовали бы разумные существа, они прежде всего увидели бы на небосклоне необыкновенно яркую звезду. Если вспышка произошла на расстоянии 10 *пс*, видимая величина ее была бы -18^m. Она создавала бы на Земле освещенность в 1000 раз больше, чем полная Луна, но в 1000 раз меньше Солнца. Так как во время максимума блеска цветовая температура сверхновой II типа $\sim 40\,000°$, то основное излучение ее было бы сосредоточено в спектральной области около 700—800 Å, т. е. за границей серии Лаймана. Весь межзвездный водород в области радиусом в несколько десятков *пс* был бы ионизован. Только спустя несколько сотен тысяч лет после вспышки межзвездный водород благодаря рекомбинациям стал бы опять нейтральным. На Земле поток ионизующего ультрафиолетового излучения достиг бы $\sim 10^3$ *эрг/см²·сек*, что в несколько сотен раз больше потока такого излучения от Солнца. По этой причине ионизация верхних слоев атмосферы увеличилась бы в десятки раз. До поверхности Земли, однако, ультрафиолетовое излучение от сверхновой звезды не дошло бы: оно полностью поглотилось бы в верхних слоях земной атмосферы.

Сверхновая звезда сияла бы на небосводе несколько лет, после чего она перестала бы быть видимой невооруженным глазом. Вокруг звезды образовалась бы туманность, волокна которой расширялись бы с угловой скоростью $\sim 2'$/год. Через 300 лет радиус этой туманности достиг бы $\sim 10°$, а скорость расширения стала бы уменьшаться из-за торможения выброшенной оболочки межзвездной средой. Примерно через 10^4 лет расширяющаяся туманность достигла бы солнечной системы, после чего последняя на десятки тысяч лет оказалась бы внутри системы газовых волокон. Ночное небо светилось бы в линиях [O III], [O II] и т. д. На нем можно было бы наблюдать причудливой формы волокна,

тянущиеся на десятки градусов. Поверхностная яркость этих волокон была бы близка к яркости Млечного Пути.

Какие эффекты следовало бы ожидать при «погружении» солнечной системы на столь длительное время в радиотуманность — остаток вспышки сверхновой II типа? Наиболее важный эффект — это увеличение плотности первичных космических лучей в несколько десятков раз. Ведь средняя плотность энергии релятивистских электронов в области волокнистых туманностей в Лебеде $\sim 10^{-11}$ *эрг/см*^{3}, а если там есть релятивистские протоны и тяжелые ядра, их плотность энергии будет $\sim 10^{-10}$ *эрг/см*^{3}, что в 100 раз превышает современную плотность энергии космических лучей около Земли. Так как релятивистские частицы в пределах радиотуманности распределены довольно неравномерно, то в отдельные периоды, длительность которых можно исчислять столетиями, плотность энергии первичных космических лучей около Земли могла бы превышать современную в несколько раз.

К каким же последствиям может привести существенное увеличение плотности первичных космических лучей около Земли, длящееся несколько десятков тысяч лет? Прежде всего такое изменение окружающих земной шар космических условий может иметь серьезные биологические (точнее, генетические) последствия для многих видов животных и растений, населяющих нашу планету. Как известно, эволюция видов регулируется естественным отбором, который происходит под влиянием различных физических условий окружающей среды. Однако до последнего времени при анализе такой эволюции совершенно не учитывались возможные изменения уровня жесткой радиации со временем. Между тем естественный уровень радиоактивности в приземном слое воздуха и воде является одной из причин так называемых «спонтанных мутаций» — внезапных, скачкообразных изменений различных биологических характеристик данного вида, передающихся затем по наследству. Увеличение частоты таких мутаций хотя бы в два раза может повлечь за собой серьезные генетические последствия для некоторых видов животных и растений. Из радиационной биологии известно, что частота мутаций растет при облучении животных и растений жесткой радиацией. Различные виды по-разному реагируют на такое облучение. Так, например, для видов с коротким временем цикла размножения в ряде случаев для возрастания частоты мутаций вдвое требуется увеличение дозы облучения в сотни и даже тысячи раз. Однако для долгоживущих форм удвоение частоты мутаций требует увеличения дозы всего лишь в 3—10 раз.

Согласно имеющимся данным средняя для Земли радиоактивность воздуха в приземном слое составляет 0,12 *р* (рентген) в год. На $^2/_3$ эта радиоактивность обусловлена «земными» факторами, прежде всего радиоактивностью земной коры. Однако 0,04 *р* в год дают космические лучи.

Отсюда следует, что если, например, интенсивность космических лучей повысится в 100 раз (это соответствует средним условиям внутри волокнистых туманностей в Лебеде), то средний уровень радиоактивности в приземном слое воздуха увеличится в 30 раз. А это уже может иметь серьезные генетические последствия для различных долгоживущих видов. Особенно велика генетическая опасность для высокоорганизованных, весьма специализировавшихся видов животных с ограниченной популяцией. Для таких видов длительное, продолжающееся десятки тысяч лет заметное повышение уровня ионизации в окружающей среде может повлечь за собой катастрофические последствия.

В [305] была высказана гипотеза, объясняющая известное вымирание рептилий в конце мелового периода стойким увеличением уровня космического излучения в десятки, а может быть, и сотни раз. Это могло произойти, если одна из ближайших в то время к Солнцу звезд вспыхнула как сверхновая. Проверкой этой гипотезы было бы палеонтологическое доказательство того, что рептилии вымерли на Земле повсеместно за время, не превышающее несколько десятков тысяч лет. В настоящее время, насколько нам известно, не существует надежных данных о длительности процесса повсеместного вымирания рептилий, в частности, динозавров. Было бы желательно, чтобы специалисты-палеонтологи заинтересовались этой проблемой.

Не для всех видов животных длительное увеличение уровня жесткой радиации должно было быть губительным. Вполне могло случиться, что такое облучение для ряда видов могло оказаться фактором, благоприятствующим эволюции. Высокий уровень радиоактивности, обусловленной попаданием солнечной системы в остаток от достаточно близко вспыхнувшей сверхновой, мог быть мощным фактором, стимулирующим само возникновение жизни из неживой материи. Хотя изучение вопроса о происхождении жизни на Земле в последние годы значительно продвинулось вперед, мы еще пока очень далеки от понимания того, как на нашей планете возникла жизнь. Представляется, например, возможным, что вызванный космическими обстоятельствами высокий уровень радиоактивности, имевший место в эпоху, отдаленную от нас несколькими миллиардами лет, мог стимулировать образование из простых органических соединений сложных комплексов, из которых могла развиться жизнь на Земле. Приведенные выше соображения являются, конечно, пока только гипотетическими. Но они показывают, какое неожиданное значение

имеют явления вспышек сверхновых для проблемы, которая на первый взгляд очень далека от астрофизики.

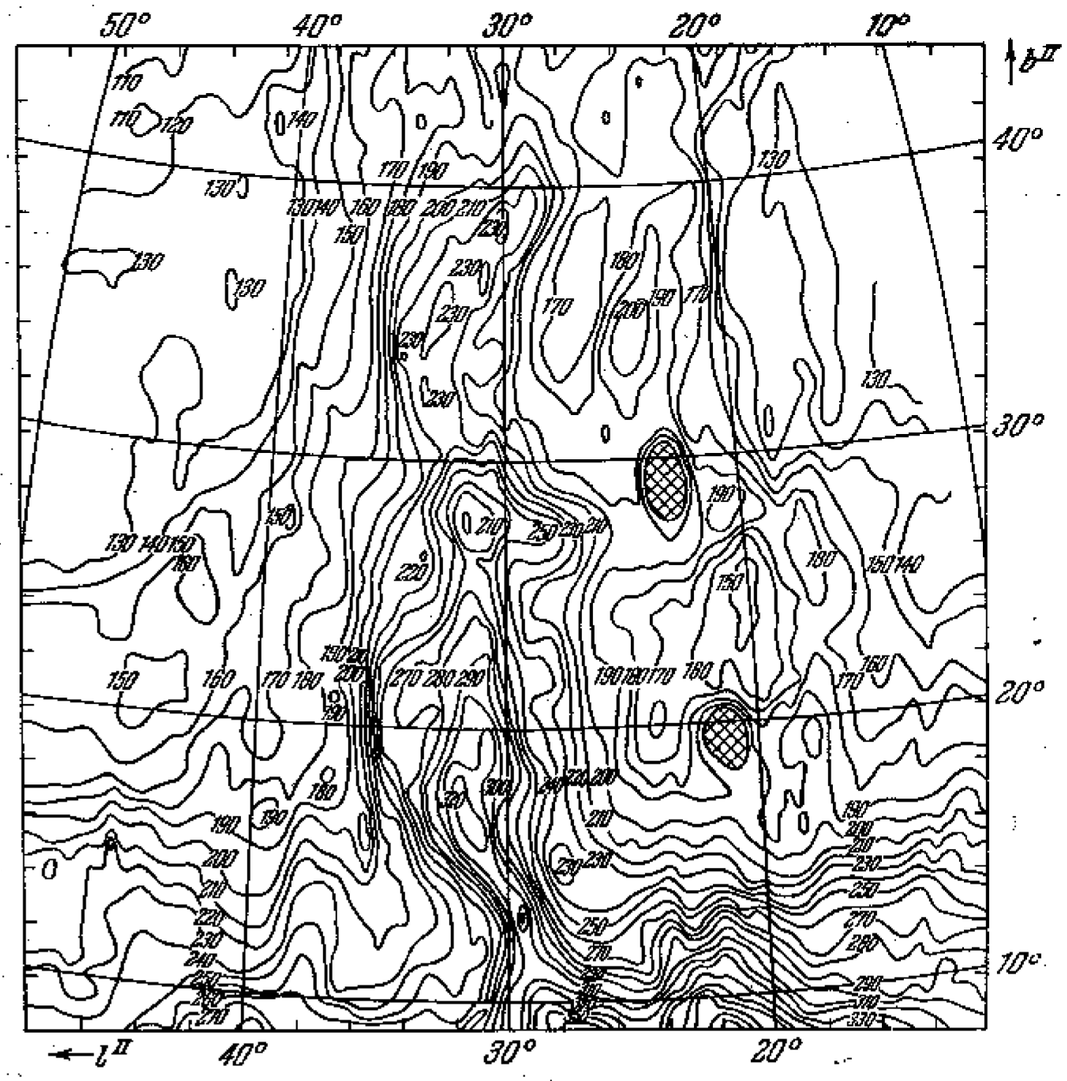


Рис. 119. Изофоты радиоизлучения в области галактического «отрога» [306].

В связи с затронутым сейчас вопросом остановимся еще на одном любопытном обстоятельстве. Уже свыше 15 лет в наблюдаемой картине распределения по небу интенсивности космического радиоизлучения имеется одна, пока еще не объяснепная деталь. Хорошо известно, что интенсивность космического радиоизлучения имеет сильную концентрацию к галактическим экватору и ядру. Эту тенденцию, однако, нарушает огромный, довольно интенсивный «отрог» («spur») изофот радиоизлучения, который

тянется по небу почти перпендикулярно к Млечному Пути. Он начинается в области Млечного Пути, галактическая долгота которой $l^{II} = 30°$, доходит почти до северного галактического полюса, и, описав гигантскую петлю, возвращается обратно к галактическому экватору. На рис. 119 приведены изофоты области неба на частоте 240 *Мгц* около галактического экватора, где начинается этот «отрог» [306]. Ширина диаграммы радиотелескопа $85' \times 60'$. На этом же рисунке нанесена новая система галактических координат. Отчетливо видно, что у $l^{II} \sim 30°$, $b^{II} \sim 10°$ изофоты круто идут вверх, почти перпендикулярно к галактическому экватору. На рис. 120 приведены разрезы («профили») этих изофот для $b^{II} = \text{const}$, где это явление видно очень отчетливо. Обращает на себя внимание узость этой детали, особенно между галактическими широтами 11° и 16°. В отдельных случаях (например, у $b^{II} = 20°$) градиент яркостной температуры очень велик. Как правило, этот градиент направлен в сторону возрастания долгот. В отдельных местах эта крупная деталь радиоизлучения Галактики показывает тонкую структуру — несколько «гребней» изофот идут почти параллельно друг другу.

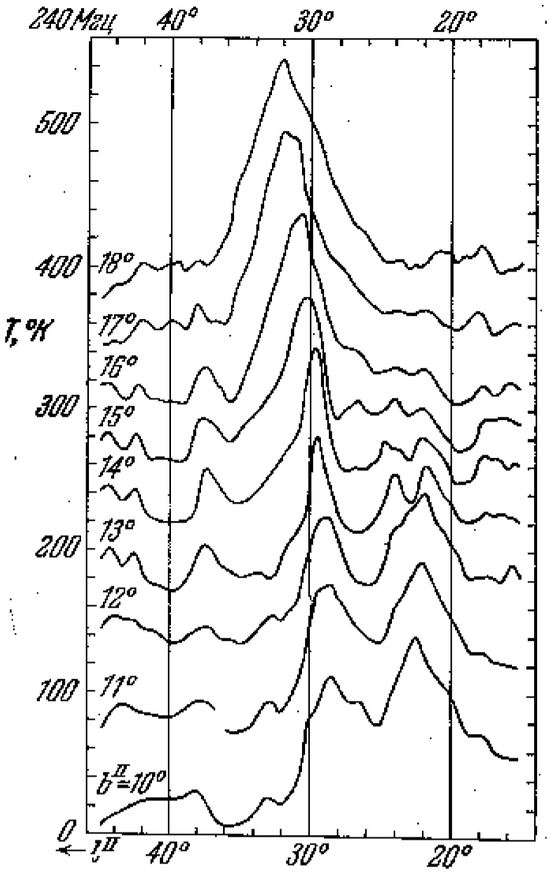


Рис. 120. Профили изофот в области «отрога» [306].

На рис. 119 приведена только часть «отрога». Схематическое представление его приведено на рис. 121 в стереографической проекции [313]. Хорошо видно, что «отрог» является малым кругом на небесной сфере, диаметр которого $111° \pm 5°$, а центр находится у $\alpha = 15^h00^m$, $\delta = -36° \pm 2°$. Имеющиеся наблюдения на разных частотах указывают на нетепловой характер радиоизлучения «отрога». Следует еще сказать, что поляризационные наблюдения радиоизлучения «отрога» не дали положительного результата [306]. Впрочем, эти наблюдения проводились с помощью радиотелескопа с довольно широкой ($\sim 2°$) диаграммой.

Поэтому вопрос о возможной поляризации радиоизлучения «отрога» пока остается открытым.

Важной особенностью «отрога» является отсутствие каких бы то ни было протяженных источников оптического излучения, с которыми он мог бы быть отождествлен. Этот вопрос специально исследовался в [307]. С помощью двух светосильных камер, снабженных сменными интерференционными и стеклянными фильтрами, центрированными на основные небулярные эмиссии

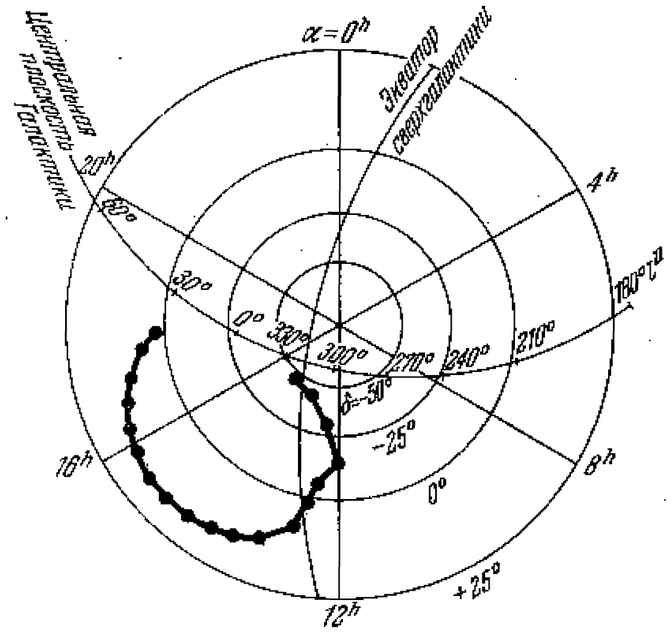


Рис. 121. Схема галактического «отрога» в стереографической проекции [311].

([O II] λ 3727, [O III] λ 5007 и H_α), фотографировалась область «отрога». Относительная поверхностная яркость в лучах H_α калибровалась по волокнистым туманностям в Лебеде. Результаты этих наблюдений оказались отрицательными: в области галактического «отрога» никакого увеличения яркости неба обнаружено не было. В табл. 26 приведены основные характеристики оптической и радиояркости некоторых туманностей — остатков вспышек сверхновых II типа — и галактического «отрога». Во втором, третьем и четвертом столбцах этой таблицы интенсивности выражены в единицах интенсивности H_α в туманности NGC 6960. В пятом столбце приведены яркостные температуры различных источников, измеренные с диаграммой направленности радиотелескопа 1°,1. В последнем столбце приведены отношения оптической яркости в лучах H_α к радиояркости, причем за единицу принято это отношение для NGC 6960.

ТАБЛИЦА 26

Объект	H_α λ6563	[O III] λ 5007	[O II] λ 3727	T_b, °K ν-237 *Мгц*	$\frac{H_\alpha}{T_b}$
Волокнистые туманности:					
а) NGC 6960	1,0	0,9	2,3	60	1,0
б) NGC 6992-5	0,7	1,5	6,0	36	1,2
IC 443	0,7	0,3	8,0	300	0,14
HB 9	0,2	—	—	80	0,15
S 147	0,09	—	—	35	0,15
«Отрог»					
а) $\alpha=12^h10^m$, $\delta=0°$	0,008	—	—	80	0,006
б) $\alpha=13^h30^m$, $\delta=20°$	0,003	—	—	80	0,002
в) $\alpha=16^h40^m$, $\delta=18°$	0,009	—	—	120	0,004

Из табл. 26 видно, что отношение оптической и радиояркостей для «отрога» по крайней мере в 500 раз меньше, чем для волокнистых туманностей в Лебеде, и в 50 раз меньше этого отношения для других остатков вспышек сверхновых II типа. Следует, однако, заметить, что английские авторы [308], по-видимому, сильно переоценивают чувствительность своих наблюдений в H_α. Недавно П. В. Щеглов и Т. А. Лозинская, используя весьма совершенную методику, смогли показать, что верхняя граница интенсивности линии λ 3727 в «отроге» всего лишь в 15 раз меньше интенсивности этой линии для NGC 6960 [308].

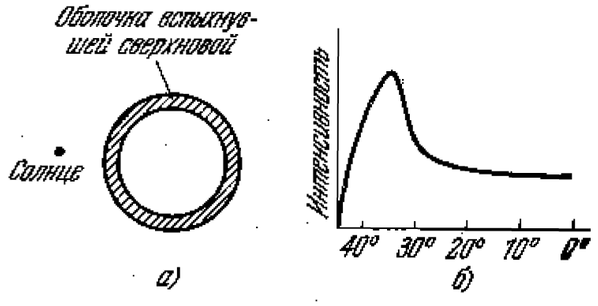


Рис. 122. Схема, иллюстрирующая гипотезу вспышки близкой сверхновой [309].

В разное время было высказано несколько гипотез о природе описанного выше галактического «отрога». Наиболее интересной является высказанная Брауном, Дэвисом и Хэзардом [309]. Согласно этой гипотезе «отрог» представляет собой остатки вспышки сверхновой II типа, случившейся несколько десятков тысяч лет назад в сравнительно близких окрестностях Солнца. На рис. 122, *а* приведена схема, иллюстрирующая эту гипотезу. Предлагается простейшая модель: радиоизлучение единицы объема в пределах оболочки сверхновой постоянно. На рис. 122, *б* показано ожидаемое распределение яркости такой оболочки.

Если бы эта интересная гипотеза оказалась справедливой, то яркостная температура неба внутри «отрога» была бы выше, чем вне его при тех же галактических широтах. Изофоты на

частоте 38 *Мгц* [311] как будто бы говорят за то, что внутри «отрога» есть большие «пятна» радиоизлучения и средняя яркостная температура повышена. То же самое, по-видимому, наблюдается и на частоте 158 *Мгц* [309]. Однако более детальный анализ, выполненный в [306], не позволил прийти к определенному результату.

Так как яркостная температура «отрога» почти такая же, что и волокнистых туманностей в Лебеде, то, если предложенная в [309] интерпретация правильна, линейные размеры и возраст обоих объектов должны быть близки. Это следует из теории, развитой в § 7. В таком случае вспышка сверхновой произошла около 50 000 лет тому назад на расстоянии ~ 30 *пс* от Солнца. На таком расстоянии одна сверхновая II типа должна вспыхивать в среднем раз в 60 миллионов лет (см. выше). Следовательно, если «отрог»— это остаток вспышки сверхновой II типа, то мы наблюдаем весьма маловероятное событие.

Некоторым аргументом в пользу изложенной гипотезы английских радиоастрономов является исследование Т. А. Лозинской, которая показала, что в области «отрога» наблюдается заметный недостаток облаков межзвездного водорода с малыми лучевыми скоростями [311]. Это можно истолковать в том смысле, что имеется какая-то корреляция между близкими к Солнцу облаками нейтрального водорода и «отрогом». Следовательно, последний, как можно полагать, находится на сравнительно небольшом расстоянии от Солнца.

В 1964 г. мы обратили внимание на то обстоятельство, что недавно открытый очень яркий источник рентгеновского излучения в созвездии Скорпиона находится внутри галактического «отрога» [312]. По аналогии с рентгеновским источником в Крабовидной туманности можно было бы предположить, что источник в Скорпионе также связан с остатком вспышки сверхновой, которая произошла в сравнительной близости от Солнца. Отсутствие источника радиоизлучения на этом месте можно было бы объяснить следующим образом. Последний связан с продолжавшейся активностью звезды — бывшей сверхновой, между тем как радиоизлучение, связанное с оболочкой, находится в области, достаточно удаленной от источника рентгеновского излучения. Естественно предположить, что такой радиоизлучающей оболочкой и является «отрог».

Аргументом против этой гипотезы является значительное различие (до 25°) между координатами рентгеновского источника и центром малого круга, вдоль которого сосредоточено радиоизлучение «отрога». Заметим, однако, что диаметр «отрога» $\sim 111°$, поэтому положение рентгеновского источника не так уж эксцентрично. Можно предположить, далее, что благодаря «эффекту

пращи» (см. § 4) бывшая сверхновая имеет очень большое собственное движение и за десятки тысяч лет заметно сместилась по отношению к оболочке. Другой трудностью этой гипотезы является необходимость допустить, что активность ядра у остатков вспышки сверхновой II типа продолжается десятки тысяч лет. Только будущие наблюдения угловых размеров источника в Скорпионе могут решить судьбу этой гипотезы.

К сожалению, гипотеза Брауна, Дэвиса и Хэзарда сталкивается с очень серьезными трудностями. Отмеченный выше факт отсутствия оптического излучения измеримой яркости, если и не является решающим возражением против этой гипотезы, то, во всяком случае, указывает на необычность «отрога», если его трактовать как остаток вспышки сверхновой. Большая узость полосы излучения «отрога» (доходящая до $\sim\frac{1}{50}$ его диаметра) также не похожа на то, что наблюдается у таких сравнительно «старых» объектов, как волокнистые туманности в Лебеде и IC 443 (см. рис. 22). Имеется еще одно серьезное возражение. Во время довольно тщательного обследования неба на высоких и умеренных галактических широтах на частоте 240 *Мгц* в созвездии Кита была обнаружена широкая, довольно «размытая» полоса радиоизлучения повышенной яркости, имеющая форму малого круга радиусом 45° [313]. Центр этого круга находится в области неба $\alpha = 23^h20^m \pm 10^m$, $\delta = 27° \pm 2°$. Совершенно очевидно, что наличие двух «отрогов» в изофотах радиоизлучения практически опровергает гипотезу о вспышке близкой сверхновой. Если вероятность такой вспышки, случившейся 50 000 лет тому назад на расстоянии ~ 30 *пс* близка к 10^{-3}, то вероятность, что две сверхновые вспыхнули на близком расстоянии за то же примерно время, имеет порядок 10^{-5}—10^{-6}, т. е. ничтожно мала.

Следует, однако, заметить, что сравнительно недавно открытый «южный отрог» в созвездии Кита представляет собой далеко не такое ярко выраженное образование, как давно известный «отрог» в северной части неба. Не исключено, что «южный отрог» вообще не есть реальное образование, а является просто случайной комбинацией изофот в высоких галактических широтах.

В самое последнее время были получены новые наблюдательные данные [314], как будто бы говорящие в пользу гипотезы Брауна, Дэвиса и Хэзарда. Эти наблюдения являются развитием исследований «отрога» на частоте 240 *Мгц* с диаграммой направленности радиотелескопа $\sim 1°$ [306], о которых речь шла выше: исследовалась большая область неба между $\alpha = 8^h$ и 16^h и $\delta = +18°$ и $-35°$. При обработке результатов радиоастрономических наблюдений было выявлено значительное количество довольно ярких в радиолучах деталей, имеющих «волокнистый»

характер. Некоторые из этих ярких полос ($T_b \approx 50°$ K) тянутся почти на 15°. Большинство таких волокон сосредоточено в области неба внутри малого круга, образованного «отрогом».

При помощи стереографической проекции, переводящей окружность на небесной сфере в окружность на плоскости, исследовалось распределение «отрога» и всех упомянутых выше «радиоволокон». Было подтверждено, что основной «гребень» изофот, образующих «отрог», проходит по малому кругу диаметром 113°, центр которого практически совпадает с приведенным выше значением. Очень интересно, что почти все «волокна», находящиеся внутри этого малого круга, приблизительно концентричны ему. Средняя поверхностная яркость внутри области, ограниченной «отрогом», заметно выше, чем вне ее, что является аргументом в пользу гипотезы об «оболочечной» структуре этого образования. Вообще, следует заметить, что вся структура «отрога» и находящихся внутри его «волокон» в радиолучах очень напоминает структуру волокнистых туманностей в Лебеде в оптических лучах. Весьма интересным новым результатом является обнаружение высокой степени поляризации излучения от внешних частей «отрога».

Все же следует сказать, что вопрос о возможности истолкования «отрога» как остатка вспышки близкой сверхновой пока остается открытым. Альтернативная гипотеза о природе «отрога» предполагает, что он является какой-то крупной деталью структуры галактической короны, связывающей последнюю с диском. Очень серьезным аргументом в пользу такого предположения могут быть приведенные на рис. 117 изофоты радиоизлучения туманности Андромеды, на которых видны по крайней мере два больших «отрога», простирающиеся от диска в корону этой галактики. Наблюдаемая сильная поляризация отдельных деталей «отрога», на наш взгляд, говорит скорее в пользу последней гипотезы, чем гипотезы оболочки сверхновой. Для полного торжества последней было бы важно обнаружить хотя бы очень слабую эмиссию в λ 3727 или H_α, связанную с «отрогом». Было бы желательно продолжить исследования в этом направлении.

§ 18. Причина взрыва сверхновых звезд

До сих пор мы рассматривали явление вспышек сверхновых главным образом с точки зрения тех последствий, которые они вызывают. Чисто феноменологическое описание сверхновых содержится в первых двух параграфах этой книги. В остальных параграфах достаточно подробно были рассмотрены в высшей степени

интересные физические процессы, которые происходят в расширяющихся туманностях, образовавшихся после вспышек сверхновых I и II типов. Эти процессы играют большую роль в динамике межзвездной среды. Исследование остатков вспышек сверхновых звезд имеет также фундаментальное значение для теории происхождения космических лучей. Этому вопросу был посвящен § 16.

Однако коренной вопрос о причине взрывов звезд, приводящих к явлению сверхновых, нами пока не обсуждался. Целый ряд проблем, связанных с анализом физических условий в остатках вспышек сверхновых, можно исследовать, не зная механизма взрыва. Следует, далее, подчеркнуть, что изучение остатков вспышек даст необходимые параметры, без которых научная постановка вопроса о причине и характере взрыва была бы невозможна. К числу таких параметров относятся масса выброшенной газовой оболочки, кинетическая энергия этой оболочки и ее химический состав, наличие огромного количества релятивистских частиц и их энергетический спектр.

Фотометрические и спектрографические исследования сверхновых позволяют определить полное количество излученной энергии — важнейшей характеристики взрыва, первоначальные скорости оболочек и их зависимость от типа сверхновых, а также некоторые другие важные параметры.

Поэтому представляется совершенно естественным, что проблема причины взрыва рассматривается в конце этой книги. Вместе с тем необходимо подчеркнуть, что эта проблема оказалась очень сложной и удовлетворительного решения ее пока еще нет, хотя количество теоретических исследований очень велико. Было бы, однако, неправильно считать, что мы ничего не можем сказать о причине взрыва. Контуры будущей полной теории уже явственно вырисовываются, и некоторые результаты исследований представляют большой интерес. В нашу задачу не входит дать обзор всех многочисленных попыток построения теории взрыва звезд. Мы остановим свое внимание только на тех, которые, по нашему мнению, приблизили нас к пониманию причины грандиозной космической катастрофы — вспышки сверхновой звезды. Таким образом, изложение материала будет носить несколько субъективный характер, и это не следует забывать в дальнейшем.

Резюмируем те основные факты, которые должна объяснить теория.

1. Теория должна объяснить, почему наблюдаются по крайней мере два типа сверхновых. Так как сверхновые I типа — это сравнительно старые звезды, с массой лишь немного превышающей солнечную, то их возраст должен быть достаточно большим.

Наоборот, очень массивные звезды, вспыхивающие как сверхновые II типа, должны быть весьма молодыми. Вполне возможно, что они еще не успели «сесть» на главную последовательность. Почти очевидно, что механизмы взрывов у сверхновых I и II типов должны быть различными. В чем причина этого различия?

2. Если считать, что в процессе взрыва сверхновой II типа выбрасывается бо́льшая часть массы звезды (а в пользу этого предположения говорит «эффект пращи»; см. § 4) и что скорости выброса достигают 5—7 тыс. *км/сек*, то взрыву должна отвечать удельная кинетическая энергия $\sim(1 \div 2)\cdot 10^{17}$ *эрг/г*. Полная энергия взрыва при массе звезды порядка нескольких десятков $M_\odot$ должна быть $\sim 10^{51}$—10^{52} *эрг*, а у сверхновых III типа (см. § 2) еще на 1—2 порядка больше.

3. Кинетическая энергия газов, выброшенных во время взрывов сверхновых I типа, значительно меньше. Так, полагая массу газовых волокон Крабовидной туманности $\sim 0{,}1\ M_\odot$ (см. § 11), а скорость выброса $\sim 10^8$ *см/сек*, найдем кинстическую энергию выброшенной оболочки $\sim 10^{48}$ *эрг*. Заметим, что сверхновая 1054 г., остатком вспышки которой является Крабовидная туманность, по-видимому, была одним из наиболее мощных объектов этого типа.

4. Оба типа сверхновых существенно различаются в следующем. Оценим отношение энергии фотонного излучения от вспыхнувшей сверхновой $\mathscr{E}_\Phi$ к кинетической энергии выброшенной оболочки $\mathscr{E}_к$. Положим, что абсолютная величина сверхновой II типа $-17^m{,}5$, а болометрическая поправка -3^m (что соответствует цветовой температуре 40 000°). Тогда, принимая во внимание среднюю кривую блеска такой сверхновой (см. рис. 6), найдем, что $\mathscr{E}_\Phi \sim 10^{50}$ *эрг*, а отношение $(\mathscr{E}_\Phi/\mathscr{E}_к)_{II} \sim 10^{-1}$—$10^{-2}$. Для сверхновых I типа с $M = -18$ значение $\mathscr{E}_\Phi$ также $\sim 10^{50}$ *эрг*, в то время как $(\mathscr{E}_\Phi/\mathscr{E}_к)_I \sim 10^2$. Мы видим, таким образом, что для сверхновых I типа $\mathscr{E}_\Phi/\mathscr{E}_к$ в тысячи раз больше, чем для сверхновых II типа. Другими словами, у сверхновых I типа «к. п. д.» в излучении исключительно высок. Это, несомненно, должно быть связано с механизмом взрыва.

5. Как остатки сверхновых I типа, так и остатки сверхновых II типа содержат огромное количество релятивистских частиц. Их суммарная энергия одного порядка с энергией магнитного поля (10^{48}—10^{49} *эрг*). Генерация релятивистских частиц является существенным атрибутом вспышки. Теория должна объяснить причину образования столь большого количества релятивистских частиц.

6. Магнитное поле в остатках вспышек сверхновых как I, так и II типа имеет довольно большую величину. В случае Крабовидной туманности оно довольно регулярно. В случае сверхновых II типа магнитное поле и движущиеся в нем релятивистские частицы имеют «оболочечный» характер, между тем как в Крабовидной туманности (единственном хорошо исследованном остатке вспышки сверхновой I типа) магнитное поле находится внутри системы расширяющихся газовых волокон. Теория не может быть полной, если она не объяснит возникновение магнитного поля в остатках вспышек и его характерные особенности.

7. В случае Крабовидной туманности мы имеем почти очевидные доказательства продолжающейся активности ядра — бывшей сверхновой. Хотя после вспышки прошла почти тысяча лет, мощность генерации релятивистских частиц ядром составляет по крайней мере 10^{37} *эрг/сек*, а может быть, даже больше (см. § 14). Эта мощность очень велика: достаточно сказать, что она составляет по меньшей мере 10% мощности синхротронного радиоизлучения всей нашей звездной системы. По-видимому, вопрос о продолжающейся после вспышки огромной активности взорвавшихся звезд имеет весьма большое значение. Очевидно, что вопрос о продолжающейся активности бывших сверхновых тесно связан с основным вопросом о причине их взрыва.

По нашему мнению, наиболее разумная попытка ответить на первые три вопроса, поставленные перед теорией, содержится в работе Хойла и Фаулера [315] и в примыкающих к ней исследованиях. Прежде всего, нужно найти источник того огромного количества энергии, которая взрывным образом освобождается при вспышках сверхновых. Общеизвестно, что источником энергии излучения звезд главной последовательности являются термоядерные реакции синтеза, идущие в их недрах. В настоящее время теория «спокойной» эволюции звезд находится на достаточно высоком уровне и хорошо согласуется с результатами наблюдений. Однако после исчерпания водородного ядерного горючего в центральных областях звезды характер ее эволюции значительно усложняется. Пока мы еще не располагаем теорией, которая давала бы однозначный ответ на вопрос, что происходит со звездой на этой заключительной стадии ее эволюции? Правда, отдельные детали эволюции звезды на этой стадии прослежены достаточно хорошо. Стал понятен, например, механизм перехода звезды с главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рессела в область красных гигантов. Однако на вопрос о том, что со звездой произойдет потом, однозначного ответа еще нет.

Вопрос о заключительной фазе эволюции звезды интересовал теоретиков еще в тридцатых годах нашего столетия. Мы можем резюмировать основные результаты теории следующим образом (достаточно подробно этот вопрос изложен в превосходном обзоре Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова [316], [317]).

Основной тенденцией эволюции звезд является непрерывное расходование ядерного горючего. После того, как в центральной ее части оно израсходовано практически целиком, равновесное состояние звезды (вернее, ее теоретической модели, которая принимается достаточно простой: в частности, не учитывается вращение) зависит от первоначальной ее массы, которая считается неизменной в процессе эволюции. Если масса такой «идеализированной звезды» меньше $1{,}2\,M_\odot$, то получается устойчивая конфигурация, в которой газ вырожден. При этом градиент давления вырожденного электронного газа равен весу вышележащего столба газа. На возможность существования такой конфигурации впервые указали Фаулер [318] и Я. И. Френкель [319]. Подробная теория была развита Чандрасекаром [320]. Звезды, достаточно хорошо описываемые этой моделью, давно наблюдаются и получили название «белых карликов».

Для невращающихся звезд с массой $1{,}2M_\odot < M < 2M_\odot$ теория была развита Оппенгеймером и его сотрудниками [321], [322]. В этом случае конфигурация с вырожденным газом уже не является равновесной. Звезда катастрофически сжимается и становится сверхплотным объектом — нейтронной звездой. Ее размеры ~ 10 *км*, а средняя плотность порядка ядерной.

Если же масса звезды $M > 2M_\odot$, то конечной стадией эволюции звезды должно быть неограниченное сжатие, так как равновесной конфигурации не существует. При этом происходит гравитационное «самозамыкание» звезды. Никакие виды энергии из нее не выходят, и только по своему гравитационному воздействию на другие тела эта звезда, по крайней мере в принципе, может быть обнаружена. Такую звезду можно назвать «застывшей».

Следовательно, в зависимости от первоначальной массы теория предсказывает три типа конечной стадии эволюции звезд: а) белые карлики, б) нейтронные звезды, в) «коллапсировавшие», или «застывшие», звезды. Особенностью астрофизики на данном этапе ее развития является то, что, в отличие от белых карликов, нейтронные и «застывшие» звезды пока не наблюдаются. Впрочем, не исключено, что многие из недавно обнаруженных галактических источников рентгеновского излучения являются нейтронными звездами [323].

Переходя теперь к обсуждению проблемы вспышки сверхновых, мы должны прежде всего подчеркнуть, что эти вспышки, вероятнее всего, связаны с заключительным этапом эволюции звезд, который был обрисован выше. Естественнее всего считать, что огромное количество энергии, освобождающейся при вспышке сверхновой, имеет ядерное происхождение. Так как освобождение энергии носит катастрофический, взрывной характер, то легко убедиться в том, что далеко не всякое потенциально возможное ядерное горючее может быть ответственно за такой взрыв. Прежде всего это относится к водороду. Хотя выделение энергии при полном превращении водорода в гелий очень велико — $6\cdot 10^{18}$ *эрг/г*, что в десятки раз больше, чем при вспышке сверхновой II типа,— такая реакция заведомо не может быть причиной взрыва. Дело в том, что даже при самой высокой температуре реакция $p + p \to d + \beta^+ + \nu$ протекает очень медленно, так как включает в себя β-распад. При высоких температурах гелий благодаря реакции Солпитера $3He^4 \to C^{12}$ и последующих реакций $C^{12}(\alpha, \gamma)\,O^{16}$ и $O^{16}(\alpha, \gamma)\,Ne^{20}$ превращается в легкие элементы. Довольно быстрый выход ядерной энергии может быть достигнут при реакциях легких элементов с протонами. Эти реакции идут достаточно быстро уже при температуре 10^8 *град*. Однако таким способом каждое ядро легкого элемента может последовательно присоединить к себе не более 3—4 протонов, что обеспечит выход энергии $\sim$10—20 *Мэв* на одно ядро. Для более тяжелых ядер, получаемых путем последовательного присоединения протонов, наличие β-распада сильно замедляет реакцию, отчего последняя перестает носить взрывной характер. В качестве примера реакции легких ядер с протонами рассмотрим, например, следующую цепь (CN-цикл Бете):

$$C^{12}(p, \gamma)\,N^{13}(p, \gamma)\,O^{14}(\beta^+ + \nu,\ 100\ сек)\,N^{14}(p, \gamma) \to$$
$$\to O^{15}(\beta^+ + \gamma,\ 200\ сек)\,N^{15}(p, \alpha)\,C^{12}. \quad (18.1)$$

Время, в течение которого произойдет эта последовательность реакций, не меньше 300 *сек*, так как цепь включает в себя два β-распада. Если длительность взрыва $\sim$100 *сек*, цепь протянется только до O^{15}. При этом освободится энергия 19 *Мэв* на ядро.

Если звезда имеет такой же химический состав, как и Солнце, то в каждом грамме ее вещества содержится $\sim 5\cdot 10^{20}$ легких ядер. Полагая, что при реакциях описанного выше типа выход энергии на каждое легкое ядро составляет 10—20 *Мэв*, найдем, что удельный выход энергии $\sim 10^{16}$ *эрг/г*. Следовательно, даже если звезда с массой Солнца полностью взорвалась бы по причине такой реакции, выход энергии был бы 10^{49} *эрг*, т. е. на порядок меньше, чем при вспышке сверхновой I типа. Если предположить, что по какой-то неизвестной причине недра Солнца нагрелись бы до температуры $\sim 10^8$ *град*, скорее всего последовал бы взрыв, однако скорость разлета газов не превышала бы 500 *км/сек*, что на порядок меньше, чем у сверхновых II типа. Напомним, что у сверхновых этого типа удельный выход энергии при взрыве должен быть по крайней мере $(1 \div 2)\cdot 10^{17}$ *эрг/г*.

Для того чтобы объяснить катастрофическое выделение энергии при вспышке сверхновых ядерными реакциями (а такие реакции могут быть только с легкими элементами), необходимо предположить, что химический состав недр взорвавшейся звезды резко отличен от солнечного. Нужно считать, что у такой звезды обилие легких элементов по отношению к водороду в десятки раз больше, чем на Солнце. Этот важный вывод впервые был сделан в [315].

При очень высоких температурах $\sim (2 \pm 0{,}5) \cdot 10^9$ *град* легкие ядра обладают взрывной неустойчивостью благодаря очень быстро протекающим реакциям типа $C^{12}(C^{12}, \alpha)Ne^{20}$ и $C^{12}(C^{12}, p)\,Na^{23}$ и аналогичным реакциям для O^{16}, а также для других легких ядер. Характерное время для таких реакций ~ 1 *сек*, а удельный выход энергии для вещества, состоящего из легких ядер, $\sim 5 \cdot 10^{17}$ *эрг/г*. При взрыве массы такого вещества, равной $0{,}1\,M_\odot$, выделится $\sim 10^{50}$ *эрг* — величина, довольно близкая к энергии вспышек сверхновых I типа.

Таким образом, можно сделать вывод, что потенциально возможным ядерным горючим, ответственным за взрыв сверхновых, может быть только вещество, в высокой степени обогащенное легкими элементами. Обычная космическая «микстура», подобная солнечной плазме, для этой цели явно не годится. Однако пока остается совершенно открытым вопрос, каким образом реализуется эта возможность, другими словами, каковы те естественные процессы, которые приводят к достаточно быстрому повышению температуры недр звезды до 10^8—10^9 *град*?

Хойл и Фаулер рассматривают сначала конечный этап эволюции достаточно массивной звезды, например, с $M \sim 10\,M_\odot$. Можно полагать, что результаты этого анализа в какой-то степени помогут понять механизм вспышек сверхновых II типа. У массивных звезд вещество в недрах невырождено, так как его плотность сравнительно невелика. Качественно это можно понять следующим образом. На основании теоремы о вириале мы можем приравнять гравитационную энергию звезды ее тепловой энергии NkT. Гравитационная энергия, рассчитанная на 1 *г* вещества, будет $\sim \frac{GM}{R}$. Так как $R \sim \left(\frac{M}{\varrho}\right)^{1/3}$, где ρ — средняя плотность звезды, то из теоремы о вириале следует, что $\rho \sim \frac{kT^3}{G^3M^2}$, т. е. ρ довольно быстро убывает с ростом M. Рассматривается случай, когда температура в центральной области звезды очень высока, $\sim 5 \cdot 10^9$ *град*. При таких экстремальных температурных условиях ядерные реакции идут исключительно быстро. В результате баланса различного рода «прямых» и «обратных» ядерных реакций устанавливается некоторое зависящее от температуры равновесное состояние. При этом большее количество вещества существует в виде ядер с минимальным значением «коэффициента упаковки». Расчеты, выполненные в [315], показывают, что при $T = 3{,}8 \cdot 10^9$ *град* и отношении концентраций нейтронов к протонам $\frac{n_n}{n_p} \sim 300$ большинство ядер будет принадлежать к группе железа.

Центральную часть такой звезды окружает оболочка, температура которой значительно ниже, например, $< 1{,}5 \cdot 10^9$ *град*. Химический состав этой оболочки резко отличен от химического состава ядра. В оболочке преобладают легкие элементы — потенциальное ядерное горючее, необходимое для взрыва звезды. Эта потенциальная возможность реализуется, когда в процессе эволюции ядро звезды начнет катастрофически сжиматься (коллапсировать) за время свободного падения ~ 1 *сек*. При этом механическое равновесие звезды нарушится и ее оболочка начнет падать к ядру. Через небольшой промежуток времени (также ~ 1 *сек*) кинетическая энергия падающей оболочки превратится в тепловую, вещество оболочки очень быстро нагреется, и тем самым создадутся условия для ядерных взрывных реакций на легких элементах. Заметим в этой связи, что скорость ядерных реакций на легких элементах очень сильно зависит от температуры благодаря наличию множителя $\exp(-85/T_9^{1/3})$, где T_9 — температура, выраженная в единицах 10^9 *град*. Следовательно, даже сравнительно небольшое увеличение температуры повлечет за собой катастрофическое ускорение таких реакций.

Существенно, что катастрофическое сжатие ядра звезды должно произойти за время, меньшее, чем то, которое нужно оболочке для перестройки своей структуры, так сказать, «спокойным», квазиравновесным способом, без взрыва. Время перестройки структуры имеет порядок времени характерных гидродинамических процессов, которое порядка времени прохождения звуковой волны через всю звезду [316]. Скорость звука в звезде $v_{зв} = \left(\frac{\partial P}{\partial \varrho}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{\bar{P}}{\bar{\varrho}}\right)^{1/2} = \left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}$. Полагая, например, $R \approx 3 \cdot 10^9$ *см* (так как звезда уже далеко продвинулась в своей эволюции и стала маленькой и очень плотной), $M \sim 10\,M_\odot$, найдем, что $v_{зв} \sim 10^9$ *см/сек*, откуда время прохождения звуковой волны $T_{зв} \approx \frac{R}{v_{зв}} \approx 3$ *сек*.

Для того чтобы сжатие ядра произошло катастрофически быстро, необходимо, чтобы действовал какой-то механизм, препятствующий значительному повышению температуры при сжатии, ибо, если температура ядра звезды быстро повышалась бы при сжатии, последнее никак не могло бы стать катастрофическим, так как звезда успела бы перестроить свою структуру. Итак, необ-

ходим «холодильник», который отбирал бы у ядра звезды выделяющееся при сжатии тепло. Мощность такого «холодильника» должна быть исключительно велика, $\sim 10^{18}$ *эрг/г·сек*. Как известно, необходимым условием нарушения устойчивости равновесной или квазиравновесной конфигурации звезды является выполнение неравенства (см. [316]):

$$\frac{d\ln P}{d\ln \rho} = \gamma \leqslant \frac{4}{3}, \tag{18.2}$$

где P — давление, ρ — плотность, γ — показатель адиабаты. Для идеалвного одноатомного газа, как известно, $\gamma = {}^5/_3$. Если значительная часть сообщаемой газу энергии тратится на такие процессы, как диссоциация, ионизация или образование нейтрино, то, очевидно, рост температуры при сжатии замедлится. При этом γ будет уменьшаться и может стать меньше ${}^4/_3$. Известно, что такая ситуация имеет место, например, в подфотосферных слоях Солнца, где вследствие ионизации водорода возникает конвективная неустойчивость. В этом случае «холодильником» служит ионизующийся водород.

В недрах очень горячих звезд роль такого «холодильника» мог бы играть процесс весьма быстрого образования нейтрино. Однако при тех сравнительно небольших плотностях, которые имеют место в ядре звезды ($\rho \sim 10^7$ *г/см*^{3}, так как вырождения нет), мощность нейтринного излучения, как можно показать, слишком мала, $\sim 10^{13}$ *эрг/г·сек*. Можно также убедиться в том, что потери на фотонное излучение еще меньше. Тем не менее, необходимый для катастрофически быстрого сжатия ядра «холодильник» в звезде имеется. Дело в том, что при статистическом равновесии ядерного вещества, когда температура его очень высока, равновесные условия резко смещаются от элементов группы железа к смеси α-частиц и нейтронов. Рассмотрим реакцию $Fe^{56} \rightleftarrows 13He^4 + 4n$. Запишем эту реакцию в общем виде:

$$\left.\begin{aligned} A &\rightleftarrows \alpha A_0 + \beta A_1, \\ Z &\rightleftarrows \alpha Z_0 + \beta Z_1, \end{aligned}\right\} \tag{18.3}$$

где (A, Z) символизирует ядро железа с атомным весом A и атомным номером Z, (A_0, Z_0) и (A_1, Z_1) — продукты его разрушения, в нашем случае ядра гелия и нейтроны, причем $\alpha = 13$, $\beta = 4$. Равновесные концентрации ядра (A, Z) и продуктов его разрушения связаны соотношением, являющимся аналогом хорошо известной в астрофизике формулы Саха:

$$n(A, Z) = n_0^\alpha n_1^\beta \frac{\omega(A, Z)}{\omega_0^\alpha \omega_1^\beta} \left(\frac{A}{A_0^\alpha A_1^\beta}\right)^{3/2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{M_0 kT}\right)^{\frac{3(\alpha+\beta-1)}{2}} \exp\left(\frac{Q}{kT}\right), \tag{18.4}$$

где величины ω обозначают статистические веса, $M_0 = \frac{1}{N_0}$ — атомная единица массы, N_0 — число Авогадро, Q — энергия, которую надо сообщить ядру (A, Z), чтобы разрушить его на $\alpha(A_0, Z_0) + \beta(A_1, Z_1)$. Для интересующей нас ядерной реакции $Fe^{56} \rightleftarrows 13He^4 + 4n$ численно будем иметь

$$n(56,26) = \omega(56,26)\, n_\alpha^{13} n_n^4 \frac{56^{3/2}}{2^{43}} \left(\frac{2\pi\hbar}{M_0 kT}\right)^{24} \exp\left(\frac{Q}{kT}\right), \tag{18.5}$$

где $\omega(56,26) = 1{,}4$, а $Q = 124{,}4$ *Мэв*. Учитывая, что $n_n = \frac{4}{9} n_\alpha$, можно показать, что вещество будет по массе наполовину состоять из ядер железа и наполовину — из α-частиц и нейтронов, если выполняется соотношение

$$\lg \rho = 11{,}62 + 1{,}5 \lg T_9 - \frac{39{,}7}{T_9}, \tag{18.6}$$

где ρ — полная плотность вещества в *г/см*^{3}. На рис. 123 приведена зависимость $\lg \rho$ от T_9. Точки на плоскости $\lg \rho$, T_9 слева от кривой соответствуют равновесному состоянию вещества, когда оно практически целиком состоит из железа, справа — веществу, в котором практически нет ядер железа, а имеется только смесь α-частиц и нейтронов. Переход между этими двумя областями происходит очень быстро — ширина переходной зоны $\Delta T_9 = \pm 0{,}5$.

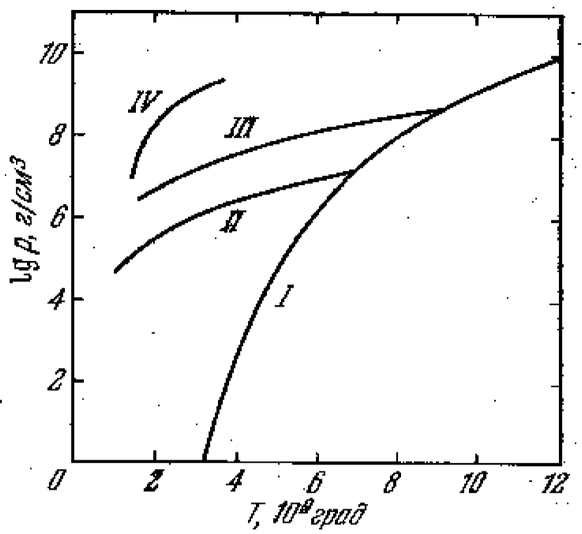


Рис. 123. Зависимость плотности от температуры [315].

Весьма существенно, что средняя энергия связи нуклона в ядре Fe^{56} равна 8,79 *Мэв*, в то время как средняя энергия связи одного нуклона в смеси 13α + 4n равна 6,57 *Мэв*. Следовательно, чтобы разрушить ядро железа на 13 α-частиц и 4 нейтрона, нужно затратить энергию 2,22 *Мэв* на нуклон $\left(= \frac{Q}{56}\right)$, или $2 \cdot 10^{18}$ *эрг/г*. Это существенно превышает тепловую энергию единицы массы вещества, которая даже при $T_9 = 12$ составляет всего лишь $\sim 0{,}8$ *Мэв* на нуклон. Поэтому, чтобы «диссоциировать» ядра железа на α-частицы и нейтроны, необходим какой-то другой источник энергии. Таким источником может быть только гравитационная энергия.

Вернемся к вопросу об изменении состояния вещества в центральной области звезды на заключительном этапе ее эволюции. Хотя энергетические потери за счет излучений, возникающих при таких высоких температурах, и не могут привести к катастрофическому сжатию ядра, они весьма ускоряют эволюцию. В результате точка на диаграмме $\lg \rho$, T_9 соответствующая мгновенному состоянию звезды, будет быстро перемещаться вправо (по кривой *II* или *III*). За время $\sim 10^7$ *сек* она достигнет переходной зоны (кривая *I*), разделяющей области Fe^{56} — He + n. Так как энергия, необходимая для осуществления этого перехода, отсутствует, то точка начнет двигаться вдоль края полосы вверх направо.

При таком изменении состояния звезды с неизбежностью должно наступить нарушение ее механического равновесия. В самом деле, при механическом равновесии будет выполняться теорема вириала: $E_{\text{грав}} = nE_{\text{тепл}}$, причем гравитационная и тепловая энергии относятся ко всей звезде в целом, а величина n $(1 < n < 2)$ учитывает возможную роль светового давления. Но из рис. 123 видно, что гравитационная энергия растет быстро (так как средняя плотность стремительно увеличивается), между тем как тепловая энергия растет медленно. Это означает, что в таких условиях теорема вириала начиная с некоторого момента перестанет выполняться; следовательно, механическое равновесие звезды будет нарушено. Это с неизбежностью повлечет за собой катастрофическое спадание ядра звезды к центру, во время которого плотность будет быстро расти, а температура останется почти неизменной. Такова согласно Хойлу и Фаулеру общая картина взрыва массивной звезды, которую мы наблюдаем как явление вспышки сверхновой II типа. Видно, что прежде, чем взорваться, звезда должна пройти большой эволюционный путь, в процессе которого химический состав ее недр претерпевает радикальные изменения, и становится «потенциально готовым» для взрыва. Непосредственной причиной, вызывающей взрыв звезды, является катастрофическое сжатие ее ядра и обусловленное этим сжатием падение лежащих выше слоев на центр звезды.

Хойл и Фаулер рассмотрели также вопрос о возможности взрыва звезды без внезапного катастрофического сжатия ее ядра (коллапса). Отправным пунктом их анализа является звезда с далеко продвинувшейся эволюцией. Ее центральная часть разогрелась до очень высокой температуры, однако переходная область «железо — гелий», разделяющая диаграмму $\lg \rho$, T_9 на две области, еще далеко не достигнута. Для того чтобы температура недр звезды достигла $\sim 2 \cdot 10^9$ *град*, необходимо, чтобы ее масса превосходила чандрасекаровский предел для белых карликов:

$$M \geqslant M_{\text{кр}} = \frac{5{,}80}{\mu_e^2} M_\odot, \qquad (18.7)$$

где μ_e — средний молекулярный вес, рассчитанный на один электрон (отношение концентраций нуклонов к концентрации электронов). Если $M < M_{\text{кр}}$, возможна равновесная конфигурация, при которой давление вырожденного газа уравновешивает силу гравитации. Согласно расчетам, выполненным в [315], $\mu_e = 2{,}23$, так что $M = 1{,}16\ M_\odot$. Нужно еще заметить, что M означает массу звезды, когда она достигла рассматриваемой (довольно поздней) стадии своей эволюции. Ее первоначальная масса может быть больше, так как нельзя исключить потерю массы, особенно на стадии красного гиганта.

Так как температура недр звезды очень велика, то по причине потери энергии на нейтринное излучение она будет эволюционировать весьма быстро, хотя и не катастрофически. Характерное время ее эволюции при таких условиях $\sim 10^7$ *сек*. Это время слишком коротко для того, чтобы излучение из недр звезды продиффундировало наружу, но значительно превосходит время свободного падения вещества звезды на ее центр (коллапс), так что звезда в процессе такой эволюции будет все время оставаться в состоянии механического равновесия.

К этому времени химический состав недр звезды претерпит существенные изменения. Значительная часть вещества внутри звезды состоит из легких элементов, ядра которых, как было показано выше, представляют собой при высокой температуре потенциально взрывчатое вещество. В процессе описанной выше эволюции температура недр звезды должна, вообще говоря, расти. Чтобы скомпенсировать потерю энергии вследствие нейтринного излучения, ядро будет сжиматься. Увеличившаяся при этом сила тяжести будет сжимать вещество над ядром, что приведет к его нагреву. Так как время диффузии излучения велико по сравнению со временем эволюции звезды, фотоны оказываются как бы «запертыми» в ней, а это опять-таки приводит к дополнительному нагреву вещества.

Казалось бы, создается ситуация, неизбежно ведущая к тепловому взрыву недр звезды. В действительности, однако, ситуация осложняется тем, что звезда при таком нагреве может перестроить свою структуру, расшириться и тем самым охладить свои недра. Хорошо известно, что звезды обладают свойством регулировать таким способом температуру своих недр («отрицательная теплоемкость» нормальных звезд; см. [316]).

Характерное время изменения структуры звезды будет порядка характерного времени гидродинамических процессов (см. выше), т. е. много меньшим времени ее эволюции. Весь вопрос состоит в том, существуют ли равновесные конфигурации, более протяженные, чем исходная. Если существуют, то никакого теплового взрыва не произойдет.

Расчеты моделей звезд показывают, что такие равновесные конфигурации всегда существуют, если вещество звезды невырождено. Именно по этой причине для объяснения взрыва звезд с невырожденным ядром нужно было привлечь механизм катастрофического сжатия — коллапс при наличии мощного «холодильника»—большого количества ядер железа в ее недрах. Ситуация, однако, радикально меняется, если вещество в центральных областях звезды состоит из вырожденного газа. Давление такого газа зависит в первую очередь от его плотности и химического состава, а зависимость от температуры незначительна. Это может означать, что рост температуры вплоть до значения, при котором начинается ядерный взрыв легких элементов, в первом приближении не будет влиять на структуру звезды. Другими словами, механизм авторегулировки ее теплового равновесия не сработает. Отсюда Хойл и Фаулер делают вывод, что взрыва звезды можно ожидать в том случае, если ее вещество, потенциально способное взорваться (т. е. состоящее преимущественно из легких элементов), находится в вырожденном состоянии.

Анализ структуры звезд с показателем политропы 3 [315] позволил Хойлу и Фаулеру сделать вывод, что взрыв звезды, недра которой состоят из вырожденного газа, возможен только для довольно узкого интервала масс. Величина этого интервала зависит от температуры T_b, при которой наступает взрыв. Если $T_b = 1{,}5 \cdot 10^9$ *град*, то $1 < \frac{M}{M_{кр}} < 1{,}1$, или $1{,}16\, M_\odot < M < 1{,}28\, M_\odot$; если $T_b = 1{,}75 \cdot 10^9$ *град*, то верхняя граница массы звезды поднимается до $1{,}5\ M_\odot$. Узкие пределы для масс взрывающихся вырожденных звезд, по мысли Хойла и Фаулера, объясняют, почему это явление так редко. Вряд ли, однако, это обстоятельство объясняет низкую частоту вспышек сверхновых. Например, рассмотрение других возможных моделей сверхплотных звезд, отличных от простой модели с политропным индексом 3, несколько расширяет интервал масс, для которых возможен взрыв. Не следует забывать, что Хойл и Фаулер совершенно не учитывали такие важные характеристики звезды, как ее вращательный момент и магнетизм.

Так как большая часть вещества звезды находится в вырожденном состоянии, то центральная температура ее очень велика и заметно превышает T_b. В случае рассмотренной в [315] модели с $M = 1{,}28\ M_\odot$ центральная температура около $3{,}5 \cdot 10^9$ *град*, а центральная плотность $\sim 2 \cdot 10^9$ *г/см*^{3}. На диаграмме $\lg \rho$, T_9 точка, описывающая состояние такой звезды, лежит далеко влево от линии, разделяющей «железную» и «гелиевую» фазы (рис. 123, кривая *IV*). Отсюда следует вывод, что звезды со сравнительно малыми массами взрываются еще до того, когда их внутренние

области в процессе эволюции должны были катастрофически сжаться, образовав нейтронное ядро. Средняя плотность $\bar{\rho}$ для модели звезды, рассматривавшейся в [315], равна $^1/_{54}$ центральной плотности. Следовательно, радиус звезды может быть получен из простого соотношения:

$$\frac{4\pi}{3} \bar{\rho} R^3 = 54M. \qquad (18.8)$$

Полагая $M = 2{,}6 \cdot 10^{33}$ *г*, $\bar{\rho} = 2 \cdot 10^9$ *г/см*^{3}, найдем, что $R = 2{,}5 \cdot 10^8$ *см*, или около 40% радиуса Земли. Согласно довольно грубым оценкам полная энергия, выделяющаяся при взрыве такой звезды, $\sim 7 \cdot 10^{50}$ *эрг*.

Естественно предположить, что описанный выше механизм взрыва звезды сравнительно малой массы, далеко продвинувшейся в своей эволюции, соответствует явлению вспышки сверхновой I типа. Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что весьма интересная работа Хойла и Фаулера все же не решает однозначно вопроса о причине взрыва звезд и сущности различия сверхновых I и II типов. Слишком много сделано упрощающих предположений, и рассматриваемые модели могут оказаться очень далекими от реальных взрывающихся звезд.

Проблемой кардинальной важности является выяснение химического состава диффузных волокон Кассиопеи-А. Поскольку при взрыве сверхновых II типа, как можно полагать, выбрасывается существенная, если не бо́льшая часть массы звезды, то химический состав оболочки должен отражать химический состав недр взорвавшейся звезды. Наоборот, в случае Крабовидной туманности масса выброшенной оболочки $\sim 0{,}1\ M_\odot$, т. е. невелика по сравнению с массой взорвавшейся звезды. В этом случае химический состав оболочки не показателен, так как он может отражать состав самых наружных слоев звезды, который может быть не очень далек от «нормального».

Заметим еще, что в случае диффузных волокон Кассиопеи-А по причине «молодости» этого объекта скорее всего наблюдается оболочка, выброшенная при взрыве, а не «нагребенный» межзвездный газ, в то время как «стационарные» конденсации представляют собой «обжатый» магнитным полем межзвездный газ.

Известно, что в спектре диффузных волокон Кассиопеи-А линия H_α отсутствует, что в § 5 было объяснено влиянием межзвездного поглощения света. Однако наблюдаемый спектр, конечно, не исключает того, что волокна аномально бедны водородом. Было бы очень интересно попытаться получить спектр волокон Кассиопеи-А в близкой инфракрасной области ($\lambda \sim 1$ *мк*). Отсутствие в этом спектре сравнительно мало поглощаемой межзвездной пылью линии серии Пашена P_γ послужило бы серьезным

аргументом в пользу того, что недра сверхновых аномально бедны водородом.

Как следует из изложенного выше, температура звезд, вспыхивающих как сверхновые I и II типов, в течение сравнительно короткого времени перед вспышкой достигает огромных значений — порядка нескольких миллиардов градусов. При таких условиях благодаря быстро протекающим ядерным реакциям химический состав недр звезды претерпевает радикальные изменения. В частности, сам механизм вспышки — ядерный взрыв легких элементов — требует чрезвычайно высокого обилия последних. Выше указывалось, что при температурах порядка 10^9 *град* и весьма высоких плотностях газа благодаря быстро протекающим различного рода «прямым» и «обратным» ядерным процессам устанавливается некоторый равновесный химический состав вещества звезды. Например, при $T = 3{,}8 \cdot 10^9$ *град* и $\frac{n_n}{n_p} = 300$ большинство ядер будет принадлежать к группе железа.

При взрыве в течение очень короткого времени образуется большое количество нейтронов. Эти нейтроны будут захватываться ядрами группы железа с последующим распадом последних, что приведет к образованию более тяжелых ядер. Таким способом (так называемый «r-процесс»), как показывают расчеты, могут быстро образовываться многочисленные изотопы вплоть до $A = 270$ [325]. Особый интерес представляет возможность образования значительного количества изотопа трансуранового элемента калифорния Cf^{254}.

В 1956 г. Бааде, Кристи, Бэрбидж, Хойл и Фаулер выдвинули интересную гипотезу, объясняющую характерные кривые блеска сверхновых I типа радиоактивным распадом Cf^{254} [324, 325]. Как известно (см. § 1), спустя примерно 100 дней после максимума блеск сверхновых этого типа убывает на 0,0137 за сутки. Другими словами, светимость сверхновой убывает по экспоненциальном закону

$$L = L_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad (18.9)$$

где $\tau \sim 70$ дней. Уменьшение светимости вдвое происходит за время $t_{1/2} \sim 55$ дней. Экспоненциальный закон убывания светимости наблюдается как в фотографических, так и в визуальных лучах. Весьма примечательно, что в случае сверхновой I типа, вспыхнувшей в IC 4182, закон убывания светимости (18.9) наблюдался в течение промежутка времени $t > 10 \cdot t_{1/2}$.

Борст еще в 1950 г. указал, что такое экспоненциальное уменьшение потока от всех сверхновых I типа можно объяснить только радиоактивным распадом [326]. В качестве радиоактивного изотопа, ответственного за экспоненциальный закон изменения светимости, он предложил Be^7, у которого период полураспада около 55 дней.

Следует, однако, отметить, что, кроме Be^7, могут быть и другие изотопы с близкими периодами полураспада, например, Sr^{89} и Cf^{254}.

Полное количество энергии, излученной во время вспышки сверхновой I типа, можно оценить как 10^{49}—10^{50} *эрг*, причем на поздней экспоненциальной стадии уменьшения светимости излучается $\sim 10^{48}$ *эрг*. Анализ сравнительной эффективности изотопов бериллия, стронция и калифорния позволяет сделать вывод, что наибольшей эффективностью обладает Cf^{254}. Например, ядра бериллия, претерпевают β-распад, причем выход энергии на каждый акт распада порядка нескольких сотен *кэв*. Ядра Cf^{254} спонтанно делятся, причем суммарная энергия их осколков ~ 200 *Мэв*. Это означает, что распад 10^{30} *г* изотопа калифорния дает энергию $\sim 10^{48}$ *эрг*, т. е. столько, сколько излучает сверхновая I типа на экспоненциальном участке своей кривой блеска.

Калифорний-254 впервые был синтезирован на Земле при взрыве американской термоядерной бомбы в ноябре 1952 г. путем облучения урана большим количеством нейтронов. Но это есть не что иное, как r-процесс, который, по предположению, должен весьма энергично протекать в сверхновой в первые секунды после ее взрыва.

Наряду с Cf^{254} и отвергнутыми выше Be^7 и Sr^{89} могут найтись и другие изотопы с подходящими периодами полураспада. В [327] исследовалась возможность объяснения кривых блеска сверхновых I типа распадом ядер изотопа Fe^{59}. Для объяснения наблюдаемой энергии, выделяющейся на экспоненциальной фазе кривой блеска, согласно [327] требуется количество Fe^{59}, равное 0,1 $M_\odot$, в то время как согласно [325] при взрыве сверхновой I типа может образоваться всего 0,005 $M_\odot$ этого изотопа.

Более подходят для объяснения такой кривой блеска изотопы трансуранов, образующиеся во время вспышки сверхновой I типа при r-процессе. Как было показано в [315], некоторые из этих изотопов обладают подходящими периодами полураспада от $\sim$10 суток до $\sim$1 года. К ним относятся Cf^{256}, Cf^{258}, Fm^{260} и изотопы с $Z \geqslant 102$. Следует, однако, иметь в виду, что существует предел при построении тяжелых ядер путем r-процесса. Этот предел обусловлен тем, что начиная с некоторого, достаточно большого атомного веса захват ядром нейтрона приводит к делению. По этой причине r-процесс приостанавливается где-то в интервале атомных весов $270 > A > 255$, незадолго до заполнения следующей нейтронной оболочки, когда число нейтронов в ядре $N = 184$, а $A = 280$ [328].

Анализ показывает, что при r-процессе образуется всего около 10 устойчивых по отношению к β-распаду ядер с четным атомным весом A. Именно такие ядра и испытывают спонтанное деление. По-видимому, только четыре таких ядра имеют периоды полураспада, лежащие в интервале 30—100 суток, в их числе — Cf^{254}. Для получения энергии 10^{48} *эрг*, излучаемой на экспоненциальной стадии кривой блеска сверхновых I типа, требуется всего лишь $6\cdot10^{-4}\,M_\odot$ таких ядер. Если считать, что на долю Cf^{254} приходится $^1/_4$ часть выделяемой энергии, то при r-процессе должно образовываться всего $1{,}5\cdot10^{-4}\,M_\odot$ этого изотопа. С другой стороны, согласно [325] Cf^{254} составляет около 1% всех ядер, образующихся при r-процессе. Отсюда можно сделать вывод, что полное количество вещества, прошедшего r-процесс при вспышке сверхновой I типа, составляет около $1{,}5\cdot10^{-2}\,M_\odot$, или около 1% массы взорвавшейся звезды.

Итак, наряду с Cf^{254} другие ядра с различными периодами полураспада могут также давать вклад в излучение сверхновой после максимума блеска. Это может привести к некоторым различиям кривых блеска у разных сверхновых I типа, что, по-видимому, и наблюдается.

При радиоактивном распаде энергия первоначально выделяется в форме кинетической энергии фрагментов — осколков делящегося ядра. Насколько нам известно, до настоящего времени не рассматривался вопрос, каким образом эта энергия трансформируется в энергию излучения в видимой части спектра, причем изменение потока оптических квантов со временем почти точно воспроизводит экспоненциальный закон выхода кинетической энергии фрагментов при спонтанном делении ядер. Мы сейчас остановимся на этом важном вопросе более подробно.

Прежде всего, к. п. д. трансформации кинетической энергии фрагментов в энергию квантов оптического диапазона должен быть достаточно высоким. В противном случае масса вещества взорвавшейся звезды, которое прошло через r-процесс, должна быть непомерно большой. Рассмотрим торможение осколка деления тяжелого ядра (с атомным номером Z) в плазме, где происходит этот процесс. При энергиях осколков $E_{кин} \sim 100$—200 *Мэв* потери будут преимущественно ионизационными. За единицу времени осколок будет терять энергию (см. [97])

$$-\frac{dE}{dt} = 7{,}62\cdot10^{-9} n Z^2 \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_{кин}}}\left\{11{,}8 + \ln\frac{E_{кин}}{Mc^2}\right\} \approx 2\cdot10^{-3}\cdot n\,\frac{эв}{сек}\,, \tag{18.10}$$

где $Z \sim 50$ — заряд фрагмента, $M \sim 10^2\ m_п$ — его масса, n — концентрация частиц в плазме. Последняя должна быть достаточно высокой. Например, если скорость расширения оболочки

10^8 *см/сек*, а масса выброшенной оболочки $\sim10^{-2}\,M_\odot$, то спустя 100 дней после взрыва радиус оболочки будет $\sim10^{15}$ *см*, $n \sim 10^9$ *см*$^{-3}$. Вполне возможно, что n значительно больше (см. ниже).

При $n > 10^9$ *см*$^{-3}$ время торможения осколков меньше 100 *сек*. Это означает, что осколки из плазмы выйти не могут и практически всю свою энергию тратят на образование путем ионизации электронов с энергиями порядка нескольких десятков *эв*. Эти электроны также почти всю свою энергию израсходуют на ионизацию и возбуждение различных компонентов плазмы, и прежде всего — гелия. Очень быстро, за время порядка времени торможения осколков, плазма придет в квазиравновесное состояние, характеризуемое некоторой температурой, по-видимому, довольно высокой (30 000—50 000°). При этом вся энергия осколков, выделяющаяся в плазме за единицу времени, будет излучена в квантах отдельных линий и покинет плазму.

Такая высокая температура плазмы обеспечивает эффективное возбуждение различных уровней гелия, потенциалы возбуждения которых $\sim$20 *эв* и выше. Набросанная сейчас картина находится в полной гармонии с интерпретацией Мак-Лофлина спектров сверхновых I типа (см. § 2). При этой интерпретации, однако, возникает следующая трудность. Для объяснения огромной ширины эмиссионных полос, соответствующих некоторым атомным переходам, необходимо принять, что макроскопические скорости излучающих и поглощающих атомов $\sim10^9$ *см/сек*, что на порядок превосходит скорость расширения волокон Крабовидной туманности и противоречит наблюдаемой сравнительной узости линий [O I] в спектре IC 4182 (см. § 2). Эту трудность можно устранить, предположив, что основная часть излучения сверхновой после максимума возникает не в расширяющейся оболочке, а в «бурлящей» протяженной атмосфере, окружающей взорвавшуюся звезду. В этой атмосфере (размеры которой $\sim10^{13}$—10^{14} *см*) вверх и вниз со скоростями $\sim10^9$ *см/сек* движутся огромные «протуберанцы», в которых и происходит свечение гелия. При таких скоростях протяженная атмосфера должна была бы довольно быстро рассеяться. Вполне, однако, возможно, что такому рассеянию препятствует магнитное поле, связанное с коллапсировавшей звездой (см. § 19). Плотность плазмы в такой атмосфере может быть высокой, например, $\sim10^{11}$—10^{12} *см*$^{-3}$. Для удержания такой плазмы в ограниченном объеме следует предположить, что $H \sim 10^3$ *э*; это значение представляется приемлемым.

До сих пор серьезной трудностью «гипотезы Cf^{254}» или любой ее модификации является то, что при принятой частоте вспышек сверхновых I типа (раз в 300 лет), в предположении, что при каждой вспышке благодаря r-процессу синтезируется $1{,}5\cdot10^{-4}\,M_\odot$ изотопа Cf^{254}, космическое обилие других тяжелых ядер, синте-

зируемых при этом процессе (например, урана), должно быть в 100 раз больше наблюдаемого. Возможно, однако, что эту трудность можно снять, предположив, что только ~1% Cf^{254}, образовавшегося при взрыве, выбрасывается в межзвездное пространство. Основная масса этого (а также других) изотопов остается в протяженной атмосфере, окружающей коллапсировавшую звезду и постепенно «оседает» на ее поверхности.

Изложенные выше представления о причине вспышек сверхновых приводят к выводу, что накануне взрыва в недрах сверхновых на короткое время устанавливается очень высокая температура порядка нескольких миллиардов градусов при достаточно высокой плотности. При таких условиях в результате равновесных процессов значительная часть ядер трансформируется в ядра элементов группы железа. После взрыва эти ядра группы железа выбрасываются в межзвездное пространство. Одновременно с ними выбрасываются и более тяжелые ядра, возникающие уже во время взрыва благодаря *r*-процессу. По-видимому, вспышки сверхновых (а также, возможно, галактических ядер) — единственное место, где такой процесс может протекать в естественных астрофизических условиях. Трудно найти другое место во Вселенной, где могли бы протекать равновесные процессы синтеза ядер, приводящие к построению элементов группы железа.

Таким образом, вспышки сверхновых могут играть важнейшую роль в эволюции звездных систем, в частности, нашей Галактики, так как непрерывно обогащают межзвездную среду тяжелыми элементами. По этой причине следует ожидать различий в химическом составе старых и молодых звезд. Звезды «первого поколения», возникшие из того газа, из которого состояли галактики в эпоху их образования, должны быть более бедны гелием и тяжелыми элементами, чем звезды «высших поколений», которые сконденсировались из «вторичного» межзвездного вещества, в значительной степени «переработанного» благодаря выбросу газа из звезд, прошедших сложный эволюционный путь. Обогащение межзвездной среды гелием и легкими элементами происходит при выбрасывании вещества из обычных звезд (например, из красных гигантов путем образования планетарных туманностей), так как превращение водорода в гелий и последующие реакции типа $3\,He^4 \rightarrow C^{12}\,(\alpha, \gamma)O^{16}$, $O^{16}\,(\alpha, \gamma)Ne^{20}$ должны протекать у большинства звезд на соответствующих этапах их эволюции. Однако наличие «железного пика» на диаграмме распространенности различных элементов во Вселенной такими реакциями объяснить нельзя. Железо и близкие ему элементы могут синтезироваться только в равновесных условиях, требующих исключительно высоких значений температуры и плотности. Элементы более тяжелые, чем железо, синтезируются скорее всего

посредством *r*-процесса. Так как условий для синтеза железа и более тяжелых элементов можно ожидать при вспышках сверхновых, естественно считать это явление ответственным за непрерывно происходящий в Галактике синтез тяжелых ядер.

Обоснованием этих теоретических выводов служат спектрографические наблюдения химического состава звезд разных типов, которые весьма интенсивно проводились в последние годы. Анализ химического состава атмосфер звезд шаровых скоплений и субкарликов (эти объекты заведомо старше Солнца и имеют возраст $\sim 10 \cdot 10^9$ лет) позволяет сделать вывод, что отношение обилий тяжелых элементов к водороду у этих звезд в 10—100 раз меньше, чем на Солнце [329]—[333]. Следовательно, вещество, из которого конденсировались эти старые звезды, содержало тяжелых элементов значительно меньше, чем вещество, из которого сконденсировалось Солнце. Анализ химического состава звезд, более молодых, чем Солнце, указывает на малые изменения относительных обилий тяжелых элементов и водорода. Можно сделать вывод, что по мере эволюции Галактики процесс нуклеогенезиса (синтеза ядер) затухал. Также замедлялся и процесс звездообразования. Хотя процессы синтеза тяжелых ядер и образования звезд происходят в нашей звездной системе и в настоящее время, их скорости существенно меньше, чем, скажем, в первый миллиард лет жизни Галактики.

Исходя из представления о непрерывном обогащении Галактики тяжелыми элементами при вспышках сверхновых, Солпитер дал набросок эволюции основных характеристик нашей звездной системы [63]. Конечно, его расчеты носят самый предварительный характер. В частности, они не учитывают важный для эволюции галактик процесс периодически повторяющихся взрывов галактических ядер. Значение этого процесса стали понимать после работы Солпитера. Тем не менее, эта работа наглядно показывает, какую существенную роль играют вспышки сверхновых в эволюции звездных систем.

Если при вспышках сверхновых звезд благодаря *r*-процессу происходит синтез большого количества тяжелых ядер, в том числе и радиоактивных, то в принципе можно ожидать радиоактивности у остатков вспышек и в настоящее время. Этому интересному вопросу посвящена недавняя работа Хеймса, Крэддока и Клейтона [334]. Активность изотопов с периодом полураспада ~100 дней в настоящее время, очевидно, пренебрежимо мала. Эффект радиоактивности сейчас могут давать только ядра, у которых период полураспада достаточно большой, например, порядка возраста Крабовидной туманности. Расчеты, выполненные в предположении, что «гипотеза Cf^{254}» правильна, показывают, что мощность источников радиоактивности в современной

Крабовидной туманности составляет $1{,}2\cdot10^{36}$ *эрг/сек* причем 92% энергии выделяется в форме кинетической энергии α-частиц и фрагментов деления, которые в ряде случаев должны быть β-активными. Эти расчеты были выполнены на основе полученных раньше Хойлом и Фаулером относительных обилий различных тяжелых ядер, синтезирующихся при r-процессе во вспышках сверхновых I типа. Кроме того, учитывались все изотопы, образующиеся в цепях последовательных распадов. Следует заметить, что значительное количество изотопов должно испускать γ-лучи. В основном это излучение должно быть сосредоточено в отдельных узких спектральных линиях в интервале энергий от 50 до 400 *кэв*. Самая интенсивная линия ожидаемого γ-спектра Крабовидной туманности, принадлежащая Cf^{249} и имеющая энергию квантов 390 *кэв*, должна давать на Земле поток $\sim5\cdot10^{-5}$ квантов/*см*$^2\cdot$*сек* (расстояние до туманности принято равным $1{,}7\cdot10^3$ *пс*). Полная ожидаемая мощность обусловленного радиоактивностью γ-излучения Крабовидной туманности $\sim10^{34}$ *эрг/см*$^2\cdot$*сек*, что в несколько раз меньше мощности ее радиоизлучения.

Обнаружение этого излучения является очень важной, но в то же время и трудной задачей. Более мягкая часть этого спектра будет «забиваться» рентгеновским излучением Крабовидной туманности с непрерывным спектром, имеющим синхротронную природу (см. § 14). Именно в этой области проводил на баллонах свои наблюдения Кларк (см. § 14). Можно ожидать, что при $h\nu \sim 400$ *кэв* рентгеновский синхротронный спектр Крабовидной туманности сильно ослабеет. Поэтому применение специальной методики селекции γ-излучения по энергиям квантов и направлениям их прихода («γ-телескоп»), возможно, позволит обнаружить отдельные спектральные линии в γ-диапазоне.

Положительный результат таких наблюдений имел бы большое значение для понимания природы вспышки сверхновых звезд, так как это было бы прямым доказательством протекания во время взрыва звезды r-процесса. Надобность в таких наблюдениях сейчас особенно велика, так как в последнее время те же Фаулер, Хойл и Бэрбидж выдвинули альтернативную гипотезу о причине вспышек сверхновых I типа [335]. Согласно [335] причиной взрыва звезды может быть катастрофическое освобождение не ядерной, а гравитационной энергии. Как уже упоминалось в начале этого параграфа, невращающаяся звезда с массой $M > 2M_\odot$ после исчерпания всех ядерных источников должна претерпеть катастрофическое сжатие. При таких условиях не существует никаких равновесных конфигураций (в том числе и нейтронных), поэтому сжатие должно продолжаться неограниченно. Так как гравитационный потенциал, рассчитанный на единицу массы, $\sim c^2$, то рассмотрение такого катастрофического сжатия (гравитационного коллапса) должно проводится на основе общей теории относительности.

Выделяющаяся при гравитационном коллапсе энергия на единицу массы может достигать $9\cdot10^{20}$ *эрг/г*, что в 100 раз больше ядерной энергии, выделяющейся при превращении 1 *г* водорода в гелий. Проблема, однако, состоит в том, как эта энергия трансформируется в те ее виды, которые наблюдаются при взрыве звезды (кинетическая энергия оболочки, излучение всех видов).

Согласно гипотезе Хойла и Нарликара сжатия коллапсирующей звезды в точку (которое следует из теории) не происходит из-за некоторого предполагаемого «C-поля», которое становится существенным при весьма высоких плотностях [336]. «C-поле» было введено Хойлом и другими в неэволюционную космологическую теорию. Благодаря этому полю коллапсирующая звезда, сжавшись до чрезвычайно высокой плотности, $\rho > 10^{30}$ *г/см*^{3}, перестанет дальше сжиматься, а начнет осциллировать между некоторыми значениями радиуса. Эти колебания из-за мощного нейтринного излучения будут затухающими в том смысле, что верхняя граница радиуса будет непрерывно уменьшаться. При максимальном сжатии радиус звезды будет значительно меньше шварцшильдовского, и никакая информация от звезды не сможет поступать во внешний мир. Согласно гипотезе Хойла и Нарликара звезда, совершая осцилляции, пересекает шварцшильдовскую сферу и в это время может посылать во внешнее пространство информацию, в частности, излучение. Согласно [335] бывшие сверхновые I типа и, в том числе, ядро Крабовидной туманности представляют собой коллапсировавшую звезду в состоянии описанных выше осцилляций. В частности, продолжающаяся до сих пор активность ядра Крабовидной туманности объясняется излучением жесткой корпускулярной радиации, когда радиус осциллирующей звезды больше шварцшильдовского.

Эта весьма вычурная, хотя и изящная гипотеза, к сожалению, противоречит основам общей теории относительности. Каким образом сжимающаяся звезда «пересечет» свой шварцшильдовский радиус? Хотя в собственной системе отсчета для этого ей потребуется всего лишь несколько секунд, для внешнего наблюдателя этот процесс растянется до бесконечности. Мы можем наблюдать у звезды только асимптотическое приближение к ее шварцшильдовскому радиусу со стороны больших значений R: «пересечет» его она только через бесконечно большой промежуток времени (по часам внешнего наблюдателя). Совершенно произвольно и введение «C-поля». Космологическая теория, в которой это поле фигурирует, в последние годы все более выявляет свою

несостоятельность. Сейчас даже один из ее авторов, Хойл, вынужден от нее отказаться. Таким образом, гипотеза об осцилляции коллапсировавшей звезды вокруг шварцшильдовского радиуса лишена всяких физических или астрономических обоснований.

Вместе с тем катастрофическое сжатие ядра достаточно массивной звезды, по-видимому, является неизбежным следствием ее эволюции. Похоже на то, что вращение не в состоянии предотвратить коллапс такой звезды (см. [317]). С другой стороны, для объяснения вспышки сверхновых II типа ядерным взрывом оказалось необходимым привлечь гравитационную энергию, выделяющуюся при катастрофическом сжатии невырожденного ядра достаточно массивной звезды (см. выше). Нельзя исключить возможность того, что и при вспышках сверхновых I типа подобное выделение гравитационной энергии также может играть большую роль.

Таким образом, причина взрывов звезд, сформулированная в самом общем виде,— это катастрофическое освобождение ядерной и гравитационной энергии, хотя многие детали этого важнейшего процесса нам пока не известны.

§ 19. Некоторые вопросы теории

В начале предыдущего параграфа были сформулированы основные вопросы, на которые должна ответить теория, описывающая все аспекты проблемы взрыва звезды. Далее были изложены наиболее перспективные гипотезы, объясняющие причину взрыва закономерными процессами на заключительной стадии эволюции некоторых звезд. Однако ряд важных вопросов остался без ответа. К числу их относятся:

1) происхождение огромного количества релятивистских частиц, заполняющих остатки вспышек сверхновых;

2) происхождение магнитного поля в таких остатках, в частности, сравнительно хорошо изученного магнитного поля Крабовидной туманности, носящего квазирегулярный характер;

3) объяснение продолжающейся высокой активности ядра Крабовидной туманности и, возможно, других бывших сверхновых I типа.

В этом заключительном параграфе мы кратко остановимся на существующих гипотезах, которые пытаются дать ответ на поставленные выше вопросы.

В последнее время все большее распространение получает точка зрения, согласно которой генерация релятивистских частиц есть неизбежный атрибут любой возмущенной плазмы (см., например, [337]). Благодаря специфическим для такой плазмы неустойчивостям, частицы на «хвосте» максвеллова распределения скоростей могут ускоряться до релятивистских энергий. По нашему мнению, однако, такая концепция является слишком общей. В отдельных случаях, представляющих большой теоретический и практический интерес, она может оказаться просто неверной. Не подлежит сомнению, что механизм и характер ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий может быть весьма различным для разных космических объектов.

В § 16 мы познакомились с несколькими примерами этого ускорения. Напомним, что в активных областях Солнца почему-то ускоряются преимущественно протоны, а в Крабовидной туманности — электроны. Нетривиальным представляется также отсутствие синхротронного радиоизлучения от обычных новых, вспыхнувших сравнительно недавно на относительно близком расстоянии от Солнца (например, новые Персея 1901, Орла 1918, Кормы 1942). Если бы количество ускоренных частиц на единицу массы выброшенной оболочки у этих новых было таким же, как у сверхновых, то, учитывая закон убывания мощности синхротронного излучения у расширяющихся источников ($L \sim R^{-2\gamma}$) и сравнительную их близость, мы должны были бы наблюдать источники, потоки от которых значительно превосходили потоки от Кассиопеи-А и Крабовидной туманности. Между тем из отрицательного результата специально поставленных наблюдений следует, что потоки радиоизлучения от остатков новых по крайней мере в 10^4 раз меньше, чем от Кассиопеи-А. Это может означать, что при вспышке обыкновенной новой генерации релятивистских частиц почти не проходит, хотя вряд ли следует сомневаться в том, что плазма там достаточно возмущена.

Первое время после возникновения синхротронной теории радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых некоторые авторы считали, что ускорение заряженных частиц происходит в выброшенных намагниченных турбулентных оболочках статистическим механизмом ускорения Ферми (см., например, [338]). Однако в [116] было показано, что вследствие адиабатического расширения этих оболочек находящиеся в них релятивистские частицы должны уменьшать свою энергию.

Статистический механизм ускорения может работать только на самых ранних этапах эволюции таких оболочек, возможно, даже во время самого взрыва. Позже было выполнено несколько теоретических исследований, в которых анализируется возможность генерации значительного количества релятивистских частиц во время взрыва сверхновой. Пожалуй, наиболее интересная работа принадлежит Колгейту и Джонсону [339].

Прежде чем перейти к изложению этой работы, остановимся на тех последствиях, к которым приводит катастрофическое

выделение энергии в недрах звезды во время взрыва. Колгейт и его сотрудники рассмотрели этот вопрос, решая уравнения гидродинамики [340, 341]. Они исходили из модели звезды на очень поздней стадии эволюции. Было принято, что масса звезды равна 10 $M_\odot$, а показатель политропы равен 3. Исследовался гравитационный коллапс такой звезды, причем использовалось уравнение состояния вещества, описывающее трансформацию ядер железа в α-частицы с последующим превращением их в протоны и нейтроны (см. § 18). Реальные условия коллапса моделировались при помощи искусственно введенного стока тепла, отбирающего внутреннюю энергию у падающего к центру звезды газа. Скорость спадания газа к центру звезды достигает скорости свободного падения. Численное решение уравнений гидродинамики приводит к выводу, что вплоть до значений плотности $\sim 3 \cdot 10^{11}$ *г/см*^{3} «катастрофических» явлений не получается. При таких высоких плотностях уже нельзя пользоваться упомянутым выше уравнением состояния, так как по причине обратного β-распада протонов на нейтроны наступает быстрая нейтронизация вещества ядра. Вычисления, выполненные Колгейтом и его сотрудниками, не дают ответа на вопрос, когда же произойдет взрыв. Не исключена возможность того, что момент наступления взрыва зависит от таких параметров звезды, как состояние ее вращения или характер ее магнитного поля, которые в рассматриваемой теории не учитывались.

При таких условиях, когда неясно, в какой момент и каким образом спадание недр звезды к ее центру сменится в результате взрыва выбрасыванием части вещества наружу, в [340] вводится как искусственный прием воображаемое твердое ядро, которое отражает наружу падающее к центру звезды вещество, после того как последнее достигло максимальной степени сжатия. Возникающая при взрыве ударная волна пойдет наружу. При этом плотность вещества, через которое проходит эта волна, непрерывно уменьшается, и волна усиливается. Можно полагать, что в конце концов ударная волна достигнет такого уровня в наружных слоях звезды, что ее скорость станет больше параболической. При этом наружные части звезды будут выброшены в межзвездное пространство.

Хотя вопрос о формировании ударной волны вблизи центра звезды, вспыхнувшей как сверхновая, пока еще далек от ясности, вряд ли можно сомневаться в том, что катастрофическое освобождение энергии в области ядра звезды должно привести к распространению этой волны наружу со все возрастающей скоростью. Выход ударной волны на поверхность звезды мы и наблюдаем как явление вспышки сверхновой. Однако математический расчет этой задачи с учетом всех реальных характеристик звезды является делом весьма трудным. Пока еще эта задача не решена, хотя имеются отдельные расчеты, выполненные при различных упрощающих предположениях *).

Вернемся к работе Колгейта и Джонсона. На рис. 124 изображена рассматривавшаяся в [339] модель звезды накануне вспышки. Количество освобожденной при взрыве энергии в центре звезды выбиралось таким, чтобы ударная волна, дойдя до периферии, сообщила параболическую скорость массе, равной $1M_\odot$. Оказывается, что для этого требуется энергия $5 \cdot 10^{17}$ *эрг/г*. Всего в рассматриваемой звезде должно было освободиться при взрыве $\sim 10^{52}$ *эрг*. На рис. 125 представлена скорость ударной волны непосредственно за фронтом как функция первоначальной плотности вещества в том месте, через которое проходит волна (кривая *I*). На этом же рисунке изображена зависимость от плотности гидродинамической скорости вещества в звезде после ее расширения, вызванного прохождением ударной волны (кривая *II*). Из кривой *I* видно, что скорость вещества звезды непосредственно за фронтом

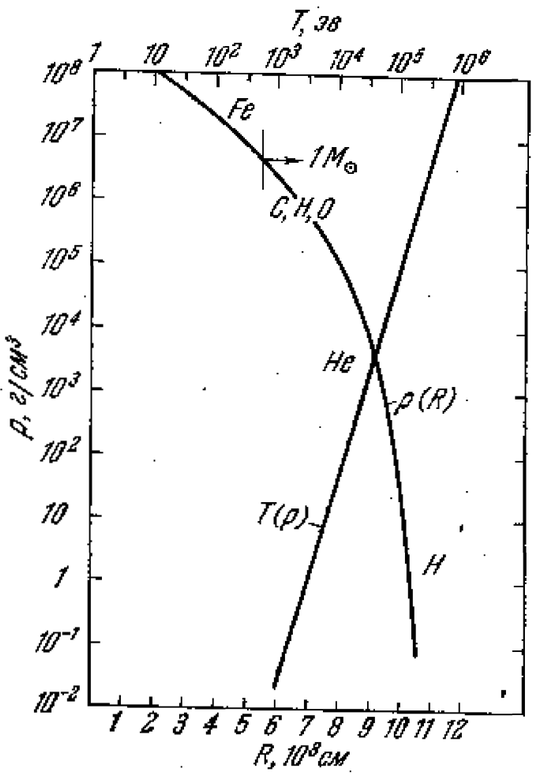


Рис. 124. Модель звезды накануне вспышки [339].

*) Укажем, например, на работу В. С. Имшенника и Д. К. Надежина, которые численно решили задачу о разлете звезды с достаточно большой массой ($M = 15$—$50\ M_\odot$) [342]. По идее, решение этой задачи должно описывать взрыв сверхновой II типа. В основу расчета были положены сферически-симметричные уравнения газовой динамики с учетом лучистой теплопроводности. Авторы, решив уравнения газодинамики, получили значения потоков энергии с поверхности звезды, эффективную температуру как функцию времени, скорости движения вещества, а также кривые блеска. К сожалению, эти результаты не находятся в согласии с наблюдениями. Например, даже при разлете очень массивной звезды с $M = 50\ M_\odot$ болометрическая абсолютная величина получается только $-14^m,6$, что по крайней мере на 5^m меньше наблюдаемой (см. § 1). Не соответствует также действительности и чрезмерно низкая эффективная температура сверхновой ($\sim 5000°$ вместо наблюдаемых $\sim 40\,000°$). Также ничего общего с действительностью не имеет полученная в [342] кривая блеска: на ней, например, отсутствует восходящая ветвь. Возможно, что модель звезды, положенная в основу этого расчета, не соответствует задаче.

ударной волны в точке, где $\rho \sim 30$ *г/см*^{3}, увеличивается примерно в 10 раз, достигая 10^{10} *см/сек*. При скоростях выше 10^{10} *см/сек* следует уже учитывать релятивистские эффекты. С учетом последних и были получены значения гидродинамических скоростей для $\rho < 30$ *г/см*^{3}.

Таким образом, в рамках рассматриваемой схемы получается, что в самых наружных слоях звезды величина гидродинамических скоростей вещества позади фронта настолько велика, что

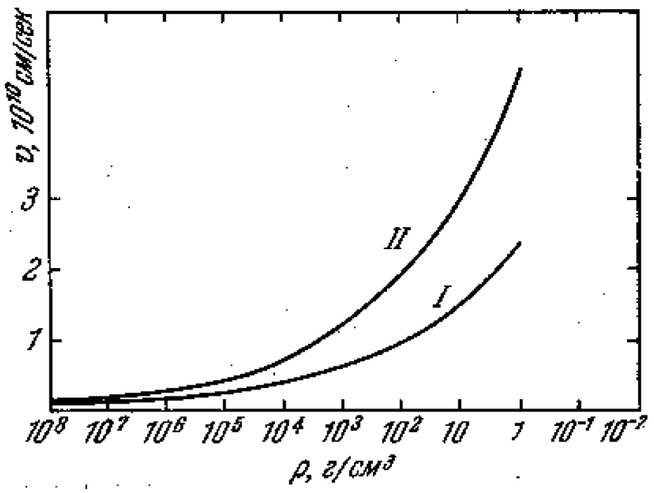


Рис. 125. Зависимость скорости ударной волны от первоначальной плотности вещества [339].

частицы, образующие это вещество, приобретают релятивистские скорости. Можно показать, что удельная кинетическая энергия в релятивистской ударной волне определяется выражением

$$u = \left(\frac{1}{2}\right)^{1+\sqrt{3}} \left(\frac{E_0}{\rho_0 c^2}\right)^{0,5(3-\sqrt{3})}, \qquad (19.1)$$

где $E_0 \sim 30\ c^2$ *эрг/см*^{3} соответствует плотности $\rho_0 \sim 30$ *г/см*^{3}, при которой волна становится релятивистской.

Выражение (19.1) вполне соответствует интегральному энергетическому спектру космических лучей. В самом деле, для политропной модели звезды, находящейся в гидростатическом и лучевом равновесии, плотность на расстоянии R от центра звезды пропорциональна $T^{3,35}$, где T — температура в точке R. В наружных слоях звезды, где давление P в точности равно весу столба вещества, находящегося над уровнем R, масса этого вещества пропорциональна $P = \rho T \sim \rho^{1,31}$. С другой стороны, согласно (19.1) $u \sim \rho^{-0,64}$, откуда

$$M(<\rho) \sim N(>u) \sim u^{-\frac{1,31}{0,64}} \approx u^{-2}, \qquad (19.2)$$

где N — число выброшенных при взрыве частиц, которые до взрыва находились в области, где плотность вещества меньше ρ. Можно полагать, что при более точных расчетах зависимость $N(u)$ получится более пологой, например, $N \sim u^{-1,6}$, что приведет, как полагают Колгейт и Джонсон, к лучшему согласию с интегральным энергетическим спектром космических лучей.

Как показывают расчеты, для энергий, превышающих 10^4 *Гэв* на нуклон, первоначальная плотность среды, в которой распространяется волна, $\sim 10^{-5}$ *г/см*^{3}, а поверхностная плотность звезды в рассматриваемой модели меньше 1 *г/см*^{2}. При таких условиях можно, казалось бы, поставить под сомнение саму возможность распространения сильной релятивистской ударной волны. Однако благодаря процессам коллективного взаимодействия (см. § 8) гидродинамическое рассмотрение можно проводить вплоть до плотности 10^{-12} *г/см*^{3}, соответствующей кинетической энергии 10^8 *Гэв* на нуклон.

Колгейт и Джонсон полагают, что описанный выше механизм и является основным «инжектором» космических лучей в Галактике. Считая, что сверхновые II типа вспыхивают раз в 100 лет, а космические лучи в короне Галактики объемом в $5 \cdot 10^{68}$ *см*^{3} «живут» $5 \cdot 10^8$ лет, они находят равновесную плотность первичных космических лучей. Можно оценить, что начальная плотность того слоя звезды, частицы которого при прохождении ударной волны получают энергию 10 *Гэв* на нуклон, должна быть ~ 1 *г/см*^{3}. Масса наружной оболочки, для которой $\rho < 1$ *г/см*^{3}, в рассчитанной модели составляет $\sim 10^{26}$ *г*, или $6 \cdot 10^{49}$ протонов. Отсюда следует, что равновесная концентрация релятивистских протонов в галактической короне $\sim 6 \cdot 10^{-13}$ *см*$^{-3}$, что согласуется с наблюдениями.

Трудностью развитой теории (на это обращают внимание сами ее авторы) является судьба выброшенного ударной волной вещества наружных слоев звезды, для которого плотность энергии сравнительно невелика, например, меньше нескольких *Гэв* на нуклон. Количество этого вещества по крайней мере на порядок больше того, что могло бы удержаться межзвездным магнитным полем. Колгейт и Джонсон полагают, что это вещество могло бы в течение длительного времени удерживаться магнитным полем в непосредственной окрестности взорвавшейся звезды. Этим они пытаются объяснить синхротронное излучение остатков вспышек сверхновых. Легко, однако, убедиться в том, что этого не может быть. Так как число остатков вспышек сверхновых II типа, еще не рассеявшихся в межзвездной среде, не превышает 10^3 (см. § 7), а энергия релятивистских частиц в каждом таком объекте никак не больше 10^{50} *эрг*, то полное количество энергии, содержащееся в остатках вспышек, не больше 10^{53} *эрг*, т. е.

на три порядка меньше суммарной энергии космических лучей в Галактике.

Другой трудностью для теории Колгейта и Джонсона является неизбежное прекращение роста энергии волны, когда среда, в которой она распространяется, становится прозрачной для рентгеновского и γ-излучений, генерируемых на ее фронте. В [97] было показано, что американские авторы неправильно учитывали поглощение, сильно завысив его. В действительности, уже на довольно значительной глубине среда становится прозрачной, и рост энергии волны прекращается, далеко не достигнув того высокого значения, которое получили Колгейт и Джонсон.

Вопрос о возможности ускорения частиц до релятивистских энергий при выходе ударной волны на поверхность звезды рассматривался также Д. К. Надежиным и Д. А. Франк-Каменецким [343]. Они рассматривали как автомодельные, так и точные (т. е. основанные на численном интегрировании уравнений) решения этой задачи. Автомодельное решение, описывающее выход ударной волны на границу среды с уменьшающейся по степенному закону плотностью ($\rho = k_1 x^n$, где x — расстояние от поверхности, n — показатель политропы), было в свое время рассмотрено в работах [344] и [345]. Скорость фронта зависит от координаты (рассматривался одномерный случай) по степенному закону:

$$v = k_2 x^{-\lambda} \qquad (k_2 > 0,\ \lambda > 0), \tag{19.3}$$

где λ может быть выражено приближенной формулой:

$$\lambda = \frac{n}{2\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}}, \tag{19.4}$$

n — показатель политропы, γ — отношение теплоемкостей. Из (19.3) следует, что скорость ударной волны неограниченно растет по мере приближения к границе звезды. В [343] оценивается количество вещества, которое при прохождении ударной волны приобретет скорость, превышающую параболическую, и, следовательно, будет выброшено из звезды. Особенный интерес представляет выполненная в [343] оценка массы выброшенного ударной волной газа, скорость частиц которого близка к скорости света. Эту задачу, как мы видели выше, для одного частного случая рассматривали Колгейт и Джонсон. Для массы вещества m_q, выброшенного из звезды ударной волной со скоростью более qc, в [343] приводится следующее выражение:

$$m_q = \Delta M \left(\frac{v_{\text{п}}}{qc}\right)^{\frac{n+1}{\lambda}}, \tag{19.5}$$

где $v_{\text{п}} = \sqrt{\frac{2GM_0}{R_0}}$ — параболическая скорость, близкая к средней скорости выброшенной оболочки. При $n \geqslant 3$ для $\gamma = 5/3$ величина $\frac{n+1}{\lambda} \approx 6$. Полагая, далее, массу выброшенной при вспышке сверхновой II типа оболочки $\Delta M \sim M \sim 30\ M_\odot$, $u_{\text{п}} \sim 10^8$ *см/сек*, найдем, что $m_{0,5} = 2{,}6 \cdot 10^{-12}\ M_\odot = 4 \cdot 10^{21}$ *г* и быстро убывает с ростом q. У Колгейта и Джонсона m_q получилось на много порядков большей. Причина этого расхождения, как указывается в [343], кроется в чрезмерно большом значении величины $v_{\text{п}}$, которое приняли американские авторы ($v_{\text{п}} = 1{,}6 \cdot 10^9$ *см/сек* при $\Delta M = 1\ M_\odot$). Д. А. Франк-Каменецкий и Д. К. Надежин считают использовавшуюся в [339] модель звезды перед вспышкой (очень маленький объект весьма высокой плотности) не соответствующей действительности: вряд ли вся звезда может находиться в таком сверхплотном состоянии. Современные теории эволюции звезд приводят к представлению, что перед взрывом звезда должна иметь весьма неоднородное строение, с очень плотным горячим ядром и протяженной оболочкой. При таком строении параболическая скорость на поверхности звезды перед ее взрывом не может иметь столь высокого значения, какое принималось в [339].

Таким образом, вряд ли гипотеза Колгейта и Джонсона о происхождении космических лучей в Галактике соответствует действительности. Вместе с тем она не дает ответа на важный вопрос: каково происхождение релятивистских частиц, заполняющих расширяющиеся остатки вспышек сверхновых. Тем не менее, генерация значительного количества релятивистских частиц при выходе ударной волны на поверхность взорвавшейся звезды, по-видимому, имеет место. В этой связи заметим, что еще в 1954 г. И. М. Гордон пытался трактовать излучение сверхновых вблизи максимума как синхротронное [346], [347]. Однако гипотеза Гордона не объясняет того основного факта, что это излучение сосредоточено преимущественно в широких эмиссионных полосах, до сих пор надежно не идентифицированных (см. § 2). Никакой синхротронный механизм объяснить возникновение таких полос не может, особенно если учесть, что их характер сходен для разных сверхновых.

Генерацию релятивистских частиц во время вспышек сверхновых можно попытаться объяснить продолжающейся активностью некогда взорвавшейся звезды. В случае Крабовидной туманности такая активность, несомненно, наблюдается (см. § 13). Можно полагать, что она имеет место и в других объектах. В § 13 мы уже дали набросок гипотезы о продолжающейся генерации релятивистских частиц (преимущественно электронов) ядром

Крабовидной туманности. Там, однако, не рассматривался сколько-нибудь подробно возможный механизм такой генерации. Рассмотрим сначала более подробно вопрос о возможной роли аккреции газа бывшей сверхновой, которую мы будем считать коллапсировавшей звездой. Расчет такой аккреции впервые был выполнен Я. Б. Зельдовичем, который обратил внимание на важность этой проблемы при изучении самых поздних стадий эволюций звезд [348], [317].

Вопрос об аккреции звездами межзвездного газа довольно интенсивно разрабатывался в сороковых годах в связи с проблемами звездной космогонии. Тогда были решены все основные задачи аккреции в нерелятивистском приближении. Решения этих задач вполне годятся и для случаев аккреции межзвездного газа белыми карликами и пейтронными звездами. Даже при гравитационном потенциале $(0{,}2 \div 0{,}3)\,c^2$, когда радиус звезды всего лишь в 2—3 раза превосходит радиус Шварцшильда $r_g = \frac{2GM}{c^2}$, учет эффектов общей теории относительности дает поправки, не превышающие 20—30%. Так как нерелятивистский расчет содержит в виде множителя плотность окружающей звезду «невозмущенной» межзвездной среды, которая известна с весьма малой точностью, вводить релятивистские поправки в данном случае не имеет практического смысла. Другое дело — задача об аккреции «спавшейся», коллапсировавшей звезды. Здесь эффекты общей теории относительности велики, и учет их необходим.

Рассмотрим вначале нерелятивистскую задачу, которую удобно решать в двух предельных случаях: а) падение на звезду отдельных частиц межзвездной среды, которые движутся независимо, б) движение сплошной среды.

Обратимся к первому случаю. Пусть v_0 — скорость частицы с массой m на бесконечности, а n — концентрация частиц. Считая v_0 малой по сравнению с параболической скоростью на поверхности звезды $v_{\text{п}}$, можно заменить скорость частицы у поверхности звезды на $v_{\text{п}}$. При этом максимальный момент количества движения частицы будет $I = mv_{\text{п}}R_1$, где R_1 — радиус звезды. На большом расстоянии от звезды можно написать $I = mv_0 b$, где b — «прицельный параметр». Из закона сохранения момента количества движения можно найти то максимальное прицельное расстояние, при котором частица упадет на звезду, $b_{\max} = R_1 \frac{v_{\text{п}}}{v_0}$. Так как поток частиц с $b < b_{\max}$ равен $nv_0\pi b_{\max}^2$, то искомая величина — прирост массы звезды за единицу времени вследствие аккреции — получится непосредственно:

$$\frac{dM}{dt} = mnv_0\pi k_1^2 v_0^{-2}\frac{2GM}{R} = 2\pi mn\frac{GMR_1}{v_0}. \qquad (19.6)$$

В случае гидродинамического рассмотрения будем иметь (см. [316])

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r_k^2 v_k \rho_k = r^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}\pi(5-3\gamma)^{-\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}}\frac{G^2M^2\rho_0}{a_0^3}, \qquad (19.7)$$

где индекс k указывает тот критический уровень, где скорость газа v, которая для $r < r_k$ была дозвуковой, становится звуковой, γ — показатель адиабаты газа, a_0 — скорость отдельных молекул на бесконечности. Любопытно заметить, что в (19.7) не входит радиус звезды, что вполне естественно, так как скорость аккреции определяется только условиями на уровне $r_k = \frac{GM}{a_0^2}$. Гидродинамическое рассмотрение применимо тогда, когда на расстоянии r_k длина свободного пробега меньше r_k. Во всех случаях, представляющих для нас интерес, это условие выполняется.

При $r < r_k$ движение газа к звезде будет сверхзвуковым. Каждый элемент газа будет двигаться в поле тяготения звезды со скоростью, близкой к скорости свободного падения. Плотность газа будет расти по закону $r^{-3/2}$. При аккреции газа нейтронной звездой газ у самой ее поверхности будет остановлен ударной волной. При этом его кинетическая энергия превратится в тепловую и будет излучена. Общее выделение энергии, рассчитанное на единицу массы газа, падающего на поверхность нейтронной звезды, будет равно $\frac{c^2 r_g}{2R}$. При $R = 3r_g$ оно составит $1{,}5\cdot 10^{20}$ *эрг/г*, что в 20 раз больше ядерной энергии превращения водорода в железо. Оценим теперь мощность, выделяющуюся в результате аккреции межзвездного газа нейтронной звездой. Численно:

$$\frac{dM}{dt} \sim 10^{15}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2\frac{\rho_0}{10^{-24}}a_0^{-3}, \qquad (19.8)$$

где a_0 — в *км/сек*. Искомая мощность, выделяющаяся преимущественно в виде рентгеновского излучения, будет даже при $\rho_0 = 10^{-24}$ *г/см*^{3} и $a_0 \sim 1$ *км/сек* довольно велика: $\sim 10^{35}$ *эрг/сек*. Как указывается в [316], не исключено, что недавно обнаруженные космические рентгеновские источники излучают таким механизмом, если предположить, что $\rho_0 \sim 10^{-21}$ *г/см*^{3}.

В случае аккреции межзвездного газа коллапсировавшей звездой картина получается другой. Из-за эффектов общей теории относительности, которые особенно велики в окрестностях шварцшильдовского радиуса, во внешнее пространство излучается лишь очень малая часть энергии, выделяющейся при сферически-симметричной аккреции. Оговорка по поводу сферической симметрии существенна. В этом случае макроскопическая скорость

газа на бесконечности относительно звезды равна нулю. Допустим теперь, что она равна $v_0 \gg a_0$. Эту задачу недавно рассматривал Солпитер [349], который получил следующую картину движения газа (рис. 126). Как видно, траектории линий тока газа в поле тяготения звезды искривляются, причем скорость газа увеличивается по закону Бернулли. Позади обтекаемой потоком газа коллапсировавшей звезды образуется ударная волна, вытянутая поверхность которой изображена на рис. 126. При пересечении фронта ударной волны газ будет терять компоненту скорости, которая перпендикулярна к фронту, в то время как компонента скорости, параллельная фронту, останется без изменений.

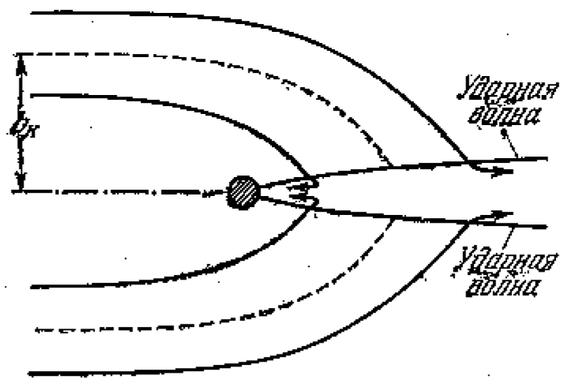


Рис. 126. Схема движения межзвездного газа около коллапсировавшей звезды [349].

При помощи законов Кеплера в [349] находится некоторая критическая траектория (обозначенная на рис. 126 пунктиром) с соответствующим ей критическим прицельным параметром b_k. При $b > b_k$ скорость газа после прохождения через ударную волну по-прежнему превышает параболическую, и газ, обогнув звезду, вытекает на бесконечность. При $b < b_k$ газ падает на поверхность коллапсировавшей звезды. Скорость аккреции определяется формулой, похожей на (19.7), причем вместо a_0 следует подставить v_0. Существенно, что при прохождении газа через ударную волну его кинетическая энергия переходит в энергию излучения, которое в этом случае может выйти наружу. Таким образом, анализ несимметричной задачи приводит к выводу, что и в случае коллапсировавшей звезды аккреция приводит к весьма эффективному излучению, которое может выходить в межзвездное пространство. Заметим, что в рамках задачи, рассмотренной в [349], энергия выделяется только в виде излучения, а не в виде кинетической энергии отдельных частиц или струй газа. Следует, впрочем, сказать, что схема, рассматривавшаяся Солпитером, является весьма идеализированной. В ней не учитывается, например, влияние магнитных полей, «вмороженных» в межзвездный газ. Вполне возможно, что учет последних укажет на возможность ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий. Такое ускорение (типа механизма Ферми первого порядка) может иметь место в области ударной волны за обтекаемой потоком звездой.

В § 14 мы рассматривали гипотезу, согласно которой ядро Крабовидной туманности — нейтронная или коллапсировавшая звезда — представляет собой компонент двойной системы. Если относительная его орбитальная скорость составляет ~ 700 *км/сек*, то для обеспечения выделения энергии при прохождении «невидимой» звездой периастрия своей орбиты в количестве $\sim L\frac{T}{\tau} \approx 10^{38} \cdot 10^4 \sim 10^{42}$ *эрг/сек* ($T \sim 10^7$ *сек* — период обращения звезды, $\tau \sim 10^3$ *сек* — время прохождения «невидимой» звезды через атмосферу своего спутника; в течение этого времени и происходит эффективная аккреция) нужно, чтобы $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-11}$ *г/см*^{3}, или $n_0 \sim 2 \cdot 10^{15}$ *см*$^{-3}$ (см. (9.7)). Следовательно, если наша гипотеза правильна, то бывшая сверхновая должна в периастрии проходить через нижнюю хромосферу своего невзорвавшегося компонента или обтекаться довольно плотными струями вырвавшегося из него газа. При этом можно предположить, что благодаря намагниченности таких струй происходит ускорение частиц и существенная часть энергии превращается в энергию частиц. Следует, однако, ожидать, что не меньшее количество энергии должно быть излучено, преимущественно в рентгеновской области. Тогда раз в несколько месяцев должны наблюдаться мощные всплески рентгеновского излучения от Крабовидной туманности продолжительностью 10^3 *сек*. Во время таких всплесков поток рентгеновского излучения от Крабовидной туманности может увеличиваться на 4—5 порядков. Постановка специальных наблюдений этого явления в настоящее время представляется вполне возможной. Для этого счетчики фотонов должны быть установлены на ориентированном долгоживущем искусственном спутнике, и систематически (со «скважностью» не больше нескольких минут) должны проводиться измерения потока рентгеновского излучения от Крабовидной туманности. Такая «служба» требуется потому, что момент возможного прохождения бывшей сверхновой через атмосферу своего спутника заранее не может быть известен.

Заметим, что вопрос о двойственности ядра Крабовидной туманности — бывшей сверхновой — не обязательно должен быть связан с проблемой генерации релятивистских электронов в этой туманности. Двойственность можно подозревать, исходя из анализа собственного движения и положения южной звездочки в центральной части Крабовидной туманности (см. § 14), между тем, как генерация релятивистских частиц может быть и не связана с аккрецией газа спавшейся звездой при ее прохождении через атмосферу невзорвавшегося компонента. Возможно, что такая генерация обусловлена «внутренними» причинами. В этой связи заслуживает, на наш взгляд, самого пристального внимания

тот факт, что в Крабовидную туманность инжектируются преимущественно релятивистские электроны.

При ускорении релятивистских частиц в ударной волне, казалось бы, преимущественно должны ускоряться тяжелые ядра, в частности, протоны. Возможно, что по этой причине в активных областях Солнца ускоряются преимущественно протоны. А. А. Корчак и С. И. Сыроватский применительно к проблеме происхождения космических лучей показали, что на ранних стадиях ускорения статистическим механизмом преимущественно будут ускоряться ядра более тяжелые, чем протоны [350]. Тем более примечательно, что в Крабовидной туманности это не так.

Как можно понять, что в этом случае преимущественно ускоряются электроны? Прежде всего, нельзя считать, что электроны столь высоких энергий (до 10^{13} *эв*) могут образовываться при каких-то процессах взаимодействия между элементарными частицами. Современная физика такую возможность исключает. Мы должны предположить, что в малой области около ядра Крабовидной туманности действует некоторый макроскопический механизм, ускоряющий преимущественно электроны. Степенной спектр как будто бы говорит в пользу статистического механизма.

Хорошо известно, что этим механизмом можно ускорять заряженные частицы, если их первоначальная энергия E_0 превосходит некоторое критическое значение $E_и$, называемое «энергией инжекции» (см., например, [97]). Если $E_0 < E_и$, то потери энергии частицей на ионизацию и возбуждение частиц плазмы будут превосходить приобретение энергии вследствие ускорения статистическим механизмом. Электроны будут ускоряться преимущественно, если в области, где действует статистический механизм, существует некий механизм, инжектирующий только достаточно энергичные электроны. Естественнее всего таким механизмом считать β-радиоактивность некоторых изотопов. В предыдущем параграфе были довольно подробно развиты соображения в пользу наличия в звезде — бывшей сверхновой — значительного количества радиоактивных изотопов.

Можно себе представить следующую модель ядра Крабовидной туманности. Вокруг спавшейся (или нейтронной) звезды — бывшей сверхновой — имеется довольно протяженная атмосфера, находящаяся в состоянии весьма энергичного турбулентного движения, причем отдельные турбулентные элементы различных масштабов намагничены. Мы оставляем сейчас открытым вопрос, как и чем эта турбулентность поддерживается. Заметим только, что на поверхности звезды могут происходить очень мощные активные процессы, которые и поддерживают постулируемую турбулентность ее протяженной атмосферы.

Так как активность в центре Крабовидной туманности имеет периодичность $\sim 10^7$ *сек* (см. § 13), то характерный параметр статистического механизма $\alpha = \frac{u^2}{cl}$ (u — турбулентная скорость, l — характерный размер) должен быть порядка 10 *сек*$^{-1}$. Предположим, что первоначальная энергия электронов, образующихся при β-распаде, $\sim 10^6$ *эв*. При таких энергиях ионизационные потери существенно превосходят радиационные. Из условия

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_и = 7{,}62 \cdot 10^9 n \left\{20{,}1 + 3 \ln \frac{E}{mc^2}\right\} < \alpha E_0 \qquad (19.9)$$

найдем, что концентрация частиц в плазме $n < 5 \cdot 10^6$ *см*$^{-3}$, что представляется разумным. В среднем каждую секунду из ядра в Крабовидную туманность инжектируется $\sim 10^{38}$ *эрг* (см. § 13) или $\sim 10^{40}$ релятивистских электронов. Значит, столько же их должно образовываться в области ядра туманности. Следовательно, за $\sim 3 \cdot 10^{10}$ *сек* (время жизни туманности) количество распавшихся ядер должно было быть не меньше, чем $3 \cdot 10^{50}$. Допустим, что их было 10^{51}. Тогда суммарная масса ядер при $A \sim 200$ должна быть $\sim 3 \cdot 10^{29}$ *г*, или $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-4}\ M_\odot$, что составляет $\sim 1\%$ вещества, которое, согласно расчетам, выполненным в [325], прошло через r-процесс. Если протяженная оболочка, окружающая, по предположению, ядро Крабовидной туманности, имеет размеры $\sim 10^{15}$ *см*, а $n \sim 10^6$ *см*$^{-3}$, то в ней содержится $\sim 10^{52}$ ядер. Совершенно не обязательно, чтобы существенная часть этих ядер имела β-радиоактивность. Ведь оболочка может находиться в динамическом равновесии со звездой, причем ее вещество будет непрерывно обновляться.

Для больших значений энергий ускоряемых электронов могут стать существенными потери на синхротронное излучение. Между тем в Крабовидную туманность поступают релятивистские электроны с энергией по крайней мере до 10^{13} *эв*. Именно такие электроны ответственны за рентгеновское излучение этой туманности (см. § 13). В области ускорения для этих электронов $\alpha E \approx \approx 10^7$ *эв/сек*. С другой стороны, потери на синхротронное излучение даются формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{синхр}} = 0{,}98 \cdot 10^{-3} H_\perp^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{эв}{сек}. \qquad (19.10)$$

Из условия $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{синхр}} < \alpha E$ получим, что в области ускорения $H_\perp < 5 \cdot 10^{-3}$ *э*, т. е. сравнительно невелико. Это, конечно, является определенной трудностью для рассматриваемого статистического механизма ускорения, так как можно полагать, что вблизи звезды напряженность магнитного поля может быть значительной. Указанную трудность можно преодолеть, если предположить, что

ускорение происходит в магнитной ловушке с движущимися навстречу друг другу «пробками». При таком механизме, как известно (см., например, [97]), у ускоряемой частицы (в нашем случае — электрона) растет лишь продольная составляющая импульса, которая испытывает отражение от движущейся магнитной «пробки». При этом потери на синхротронное излучение будут практически отсутствовать. Нужно подчеркнуть, что основную энергию как при статистическом механизме, так и при ускорении в результате отражения от движущихся магнитных пробок электроны черпают из кинетической энергии макроскопических движений плазмы в оболочке, окружающей бывшую сверхновую. Радиоактивность выполняет только функцию «инжектора». Когда плотность энергии релятивистских электронов превысит плотность кинетической и магнитной энергии плазмы, они прорвут ловушку и «выплеснутся» в туманность, после чего процесс ускорения начнется сначала. Из наблюдений следует, что это происходит каждые несколько месяцев, причем полная энергия накопившихся в ловушке релятивистских электронов $\sim 10^{44} - 10^{45}$ *эрг*.

Изложенные выше соображения, конечно, не претендуют на то, чтобы называться теорией. Их цель — обратить внимание на некоторые следствия, которые вытекают из наблюдаемого факта, что в Крабовидной туманности генерируются преимущественно релятивистские электроны. Настоящая теория перманентной активности ядра Крабовидной туманности будет построена тогда, когда существенно увеличится та скромная информация о физических процессах в центральной части Крабовидной туманности, которой мы теперь располагаем.

Мы перейдем теперь к трудному вопросу о происхождении магнитного поля в остатках вспышек сверхновых, в том числе в Крабовидной туманности. Первоначально предполагалось (в частности, автором этой книги; см. [215]), что магнитное поле в Крабовидной туманности (а по аналогии — и в других родственных ей объектах) есть усиленное хаотическими движениями магнитное поле межзвездной проводящей среды. Так как напряженность межзвездного магнитного поля ($\sim 10^{-5}$ *э*) примерно в 100 раз меньше напряженности магнитного поля в Крабовидной туманности (см. § 11), то в рамках этой гипотезы «запутывание» силовых линий должно быть очень сильным. Это противоречит наблюдаемой квазирегулярной структуре магнитного поля Крабовидной туманности (см., например, рис. 98), которая наглядно демонстрирует, что «коэффициент запутывания» невелик. С. Б. Пикельнер, анализировавший эту проблему [351], привел, кроме того, ряд серьезных теоретических возражений против гипотезы о «межзвездном» происхождении магнитного поля Крабовидной туманности. Например, из того факта, что средняя плотность газа внутри оболочки туманности меньше 10^{-24} *г/см*^{3} (см. § 13) и из условия, что плотность кинетической энергии газа не меньше, чем плотность магнитной (а это условие необходимо для гипотезы «запутывания»), приходится допустить, что скорость хаотических движений плазмы, вызванных гидродинамическими силами, должна быть больше скорости расширения волокон туманности, что явно невозможно. Против «межзвездного» происхождения магнитного поля Крабовидной туманности говорит также тот факт, что релятивистские частицы удерживаются внутри туманности. Если бы поле внутри туманности было частью межзвездного поля, то, учитывая квазирегулярный характер магнитного поля внутри туманности, пришлось бы прийти к выводу, что релятивистские частицы покинули бы ее за несколько лет. Учет пучковой неустойчивости релятивистских частиц, о котором речь шла в § 16, не изменит существенным образом этого вывода.

Более вероятным является предположение, что расширяющаяся оболочка, образовавшаяся после вспышки сверхновой, оттеснила межзвездный газ вместе с «вмороженным» в нем магнитным полем. Внутри туманности могла остаться только незначительная часть первоначального магнитного потока вместе со сравнительно плотными «сгустками» межзвездной среды, «обжатыми» магнитным полем остатка вспышки. Именно таким способом, скорее всего, объясняются «стационарные» конденсации в Кассиопее-А (см. § 6).

Следует также подчеркнуть, что магнитное поле взорвавшейся звезды, выброшенное вместе с оболочкой вследствие расширения последней, очень быстро станет ничтожно малым. В самом деле, при сохранении магнитного потока, даже если $H_0 \sim 10^6$ *э*, а радиус звезды $\sim 10^{10}$ *см*, современное значение H в туманности, размеры которой $\sim 10^{18}$ *см*, будет $\sim 10^{-10}$ *э*, т. е. очень малым. Принять же $H_0 \sim 10^{13}$ *э* невозможно из энергетических соображений (магнитная энергия звезды тогда получится $\sim 10^{56}$ *эрг*, что на два порядка выше энергетического эквивалента всей массы звезды).

При таком положении необходимо сделать вывод, что магнитное поле каким-то образом возникло в туманности после вспышки сверхновой. Задача состоит в том, чтобы найти механизм такого усиления поля. В [351] рассматривается возможность образования магнитного поля в разных частях туманности благодаря термотокам, а также токам, состоящим из космических лучей ($N_p \neq N_e$), идущим от их источников, например, из звезды — бывшей сверхновой. Однако учет самоиндукции, что обычно для космической электродинамики, делает рост поля очень

медленным. С. Б. Пикельнер вычислил также количество тепловой энергии, выделяющейся при образовании поля различными рассмотренными им механизмами, которое оказывается довольно значительным. Это означает, что к. п. д. процесса, приводящего к образованию магнитного поля, весьма мал. Похоже на то, что энергии релятивистских частиц и газовой компоненты туманности явно не хватает для образования магнитного поля, особенно если учесть, что энергия магнитного поля — одного порядка с энергией находящихся там релятивистских частиц и газа. Для повышения к. п. д. необходимо предположить, что в Крабовидной туманности количество нейтральных атомов по крайней мере такое же, как ионизованных. Если в туманности много нейтральных атомов, то, как показывают выполненные в [351] расчеты, диссипация токов, ведущая к усилению поля, будет происходить значительно быстрее, а это означает, что к.п.д. процесса образования поля существенно увеличится.

Резюмируя, можно сказать, что, хотя проведенный в [351] анализ проблемы образования магнитного поля в Крабовидной туманности не привел к ее решению, он оказался весьма полезным, так как были вскрыты те трудности, с которыми мы сталкиваемся при решении этого важного вопроса.

Новый подход к пониманию причины возникновения магнитного поля в Крабовидной туманности, а также в других остатках вспышек сверхновых содержится в интересной работе Н. С. Кардашева [352]. Эта работа в значительной степени стимулировалась резким повышением интереса к различным аспектам проблемы гравитационного коллапса после открытия квазизвездных источников радиоизлучения и первых попыток их интерпретации. Еще до работы Кардашева В. Л. Гинзбург обратил внимание на то обстоятельство, что коллапс звезды должен сопровождаться существенным увеличением напряженности ее магнитного поля [353, 354]. Так как проводимость вещества звезды типа Солнца весьма велика ($\sim 10^{16}$ *сек*$^{-1}$), то время затухания ее магнитного поля:

$$t_{\text{м}} \approx \frac{4\pi\sigma R^2}{c^2} \tag{19.11}$$

очень велико. Если подставить сюда $R = R_\odot$, то $t_{\text{м}} \sim 2 \cdot 10^{10}$ лет, что в несколько раз превышает возраст Солнца. Когда звезда в процессе эволюции превратится в нейтронную, проводимость ее вещества увеличится еще более и соответственно этому $t_{\text{м}} \sim$ $\sim 10^6$ лет (ибо радиус звезды стал $\sim 10^6$ *см*), т. е. все-таки будет велико.

Приведенные выше соображения просто означают, что магнитные силовые линии как бы «приклеены» («вморожены») к веществу звезды. При таких условиях во время сжатия звезды будет сохраняться магнитный поток, т. е. $H \sim R^{-2}$, а полная магнитная энергия $W_{\text{м}}$ зависит от радиуса звезды точно так же, как гравитационная энергия, т. е. как R^{-1}. Так как у «нормальных» звезд полная магнитная энергия много меньше гравитационной, то это соотношение не может измениться во время коллапса.

При приближении радиуса коллапсирующей звезды к r_g для «сопутствующего» наблюдателя, связанного со звездой, магнитное поле может достигнуть огромных размеров, например, 10^{10} *э*. Однако для внешнего наблюдателя картина будет иной. Согласно [354] магнитный момент коллапсирующей звезды дается выражением

$$d = \frac{d_0 r_g}{R_0 3 \ln \dfrac{r_g}{R - r_g}}, \tag{19.12}$$

где d_0 — магнитный момент звезды, когда ее радиус был равен R_0. Из (19.11) следует, что при $R \to r_g$ $d \to 0$, между тем как в классической теории $d \sim R$. Подставляя в (19.11) зависимость R от t, можно найти, что

$$d = \frac{d_0 r_g^2}{3 R_0 c t}, \tag{19.13}$$

т. е. для внешнего наблюдателя магнитный момент будет асимптотически стремиться к нулю при $t \to \infty$.

В [354] было показано, что при приближении к r_g тангенциальная компонента магнитного поля растет много быстрее, чем радиальная. И. Д. Новиков показал также, что изменение магнитного поля звезды при ее сжатии приводит к появлению электрического поля [355]. При таких условиях коллапсирующая звезда излучает в виде единичного импульса длительностью $\frac{r_g}{c}$ значительное количество электромагнитной энергии. Согласно [355] количество излученной энергии определяется выражением

$$\mathscr{E} = \frac{\Phi^2}{15 r_g} \left(\frac{r_g}{R}\right)^{2,5}, \tag{19.14}$$

где $\Phi = \frac{d_1}{R}$, и d_1 — дипольный момент внешнего магнитного поля звезды. В случае, если сжимающаяся звезда похожа на Солнце, $\Phi \sim 3 \cdot 10^{21}$ *см*^{2}, $r_g \sim 3 \cdot 10^5$ *см* и $\mathscr{E} \sim 3 \cdot 10^{36} \left(\frac{r_g}{R}\right)^{2,5}$ *эрг*. Практически вся энергия внешнего магнитного поля будет при этом излучена.

Описанные выше магнитные эффекты, сопутствующие гравитационному коллапсу звезды, по существу, означают топо-

логическое разделение магнитного поля звезды на две области: внешнюю и внутреннюю (рис. 127). Поле внешней области как бы «отклеивается» от «материнской» звезды и вместе с выброшенной оболочкой уходит в межзвездное пространство.

Н. С. Кардашев считает, что таким образом возникает магнитное поле в остатках сверхновых II типа, имеющих, как мы видели в § 6, оболочечную структуру. С другой стороны, в § 18 были приведены аргументы в пользу вывода, что в случае вспышек сверхновых II типа происходит гравитационный коллапс.

Совершенно другой картины можно, согласно Н. С. Кардашеву, ожидать при сжатии звезды сравнительно небольшой массы, например, с $M < 1{,}5\ M_\odot$. В этом случае коллапса не произойдет и звезда может перейти в нейтронную конфигурацию. В процессе адиабатического сжатия (при $\gamma = 4/3$) магнитная и гравитационные энергии растут как R^{-1}, тогда как кинетическая энергия вращения растет как R^{-2}. Это должно привести к тому, что когда вращательная энергия (которая вначале была сравнительно невелика) сравняется по порядку величины с гравитационной, наступит ротационная неустойчивость. Звезда примет форму эллипсоида вращения, и из ее экваториальной зоны начнется бурное истечение материи. Потоки проводящих газов будут вытягивать и закручивать магнитные силовые линии. Звезда вращается гораздо быстрее диска, поэтому силовые линии между звездой и диском «наматываются», образуя спираль. Тем самым вращательный момент звезды будет передаваться газовому диску, который начнет вращаться все быстрее и быстрее. По этой причине магнитное поле в газовом диске будет непрерывно усиливаться. Аналогичный механизм был в свое время предложен Хойлом для объяснения аномального распределения вращательного момента солнечной системы между Солнцем и планетами [356]. Однако в работе Н. С. Кардашева акцент делается на усиление магнитного поля в образовавшемся вокруг сжавшейся звезды газовом диске.

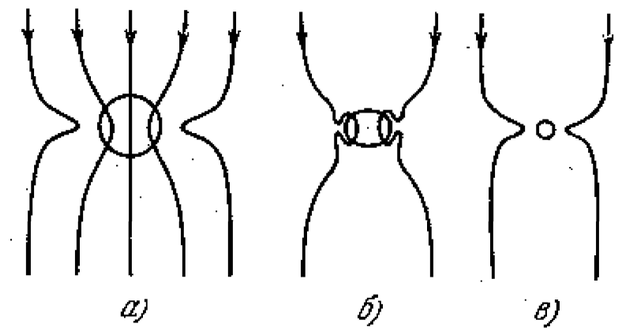


Рис. 127. Характер магнитного поля вокруг коллапсировавшей звезды [352]. *а, б, в* — эволюция топологии магнитного поля.

Сделаем теперь довольно грубую количественную оценку действенности этого механизма усиления поля в большой области, окружающей сжавшуюся нейтронную звезду — бывшую

сверхновую I типа. Гравитационная энергия однородного шара $\Omega = 0{,}6\,\frac{GM}{R}$, вращательная энергия $W_r = 0{,}2\,Mv_0^2\left(\frac{R_0}{R}\right)^2$, магнитная энергия (без учета эффекта закручивания) $W_м = \frac{4}{3}\pi R^3\frac{H_0^2}{8\pi}\left(\frac{R_0}{R}\right)^4$, где v_0, H_0 и R_0 — начальные значения экваториальной скорости вращения, напряженности магнитного поля на поверхности звезды и ее радиуса. Условие перехода к ротационной неустойчивости имеет вид

$$\Omega = 2W_r. \tag{19.15}$$

Из условия (19.14) найдем значение радиуса R_r, соответствующее наступлению ротационной неустойчивости:

$$\frac{R_r}{r_g} = \frac{1}{3}\left(\frac{cv_0R_0}{GM}\right)^2. \tag{19.16}$$

Период вращения звезды будет равен

$$\tau = \frac{2\pi R}{v} = \frac{8\pi}{9}\frac{(v_0R_0)^3}{(GM)^2}. \tag{19.17}$$

Теперь учтем, что после n оборотов магнитный поток в газовом диске увеличится в n раз. Тогда получим для магнитного потока в диске:

$$Hl^2 = H_0R_0^2n, \tag{19.18}$$

где H и l означают среднее магнитное поле и размеры газовой оболочки (диска), $n = \frac{t}{\tau}$, t — время, прошедшее с момента вспышки. Окончательно будем иметь

$$H = \frac{H_0R_0^2t}{\pi l^2}. \tag{19.19}$$

Подставим в (19.18) характеристики звезды до вспышки, близкие к солнечным: $M \sim 2\cdot10^{33}$ *г*, $R_0 = 10^{11}$ *см*, $H_0 \sim 1$ *э*, $v_0 \sim 10^6$ *см/сек*, $r_g = 3\cdot10^5$ *см*, $R_r \sim 1{,}7\cdot10^2r_g = 5\cdot10^7$ *см*. $W_r = 1{,}6\cdot10^{51}$ *эрг*, $W_м = 3{,}3\cdot10^{35}$ *эрг*, $v_r = v_0\frac{R_0}{r_g} = 2\cdot10^9$ *см/сек*, $\tau = 0{,}16$ *сек* и наблюдаемые характеристики Крабовидной туманности $l = 2{,}5\cdot10^{18}$ *см*, $t = 3\cdot10^{10}$ *сек*. Тогда получим $H \sim 3\cdot10^{-4}$ *э*, что находится в очень хорошем согласии со значением, полученным из анализа синхротронного излучения Крабовидной туманности.

Из теории Н. С. Кардашева следует, что магнитное поле Крабовидной туманности увеличивается и в настоящее время. Величина ускорения оболочки вследствие магнитного давления, а также давления космических лучей определяется уравнением

(см. § 14)

$$\frac{d^2l}{dt^2} = \frac{2H^2}{8\pi}\frac{4\pi l^2}{M_0}, \qquad (19.20)$$

где M_0 — масса оболочки.

Следовательно, процесс расширения оболочки описывается дифференциальным уравнением вида

$$l^2\ddot{l} = at^2, \qquad (19.21)$$

где $a = \frac{H_0^2R_0^4}{M_0\tau^2}$. Частным решением уравнения (19.20) будет $l = at^{4/3}$, где $a = \frac{A^3}{9}$. Магнитная энергия, заключенная в такой расширяющейся оболочке, будет расти со временем по закону

$$W_м = \frac{H^2}{8\pi}\cdot\frac{4}{3}\pi l^3 = \frac{H_0^2R_0^4t^2}{\sigma l\tau^2} = \frac{2}{27}A^2M_0t^{2/3}, \qquad (19.22)$$

в то время как кинетическая энергия расширения

$$W_к = \frac{M_0\dot{l}^2}{2} = \frac{8}{9}A^2M_0t^{2/3}. \qquad (19.23)$$

Следовательно, отношение $\frac{W_м}{W_к}$ будет оставаться постоянным и равным $\sim$0,10. Это, по-видимому, достаточно близко к тому, что наблюдается.

В [352] содержится также оценка времени джоулева затухания магнитного поля вблизи поверхности звезды — бывшей сверхновой:

$$t_{ei} = 3\cdot10^{-21}T^{3/2}R_r^2, \qquad (19.24)$$

где $T \sim 10^6$ *град* — температура нейтронной звезды (которая уже успела сильно упасть от начального значения $(1 \div 3)\cdot10^7$ *град*). Так как $R_r \sim 5\cdot10^7$ *см*, то $t_{ei} \sim 7{,}5\cdot10^3$ лет, т. е. существенно больше, чем возраст современной Крабовидной туманности.

Следует, правда, заметить, что в уравнении (19.20) не содержится члена, описывающего торможение оболочки. Однако для такого «молодого» объекта, каким является Крабовидная туманность, эффекты, связанные с торможением оболочки, пренебрежимо малы. Различного рода неустойчивости могут со временем нарушить магнитную связь оболочки со звездой. Это, вообще говоря, может уменьшить время, в течение которого «наматываются» силовые линии и поле растет.

Конечно, реальное магнитное поле Крабовидной туманности будет значительно отличаться от идеальной спиральной структуры, следующей из изложенной выше простой теории. Наличие большого количества магнитно-гидродинамических волн должно исказить структуру поля, оставляя его квазирегулярным. Известно, что в современной Крабовидной туманности такие волны действительно наблюдаются. Можно полагать, что в более раннюю эпоху развития этой туманности магнитно-гидродинамические возмущения в ней были значительно сильнее. В сочетании с регулярным процессом «наматывания» силовых линий эти процессы и определили наблюдаемую структуру магнитного поля в современной Крабовидной туманности.

Резюмируя, можно сказать, что близость вычисленного значения магнитного поля Крабовидной туманности к наблюдаемому значению, а также логичность, простота и изящество анализа делают теорию Н. С. Кардашева весьма привлекательной. В рамках этой теории, например, находят естественное объяснение наблюдаемые принципиальные различия остатков вспышек сверхновых I и II типов.

Нужно все же заметить, что детально разработанной общепринятой теории происхождения магнитного поля в остатках вспышек сверхновых пока не существует. То же самое следует сказать и о других основных проблемах, сформулированных в начале этого параграфа. Имеются, однако, все основания полагать, что новые наблюдения будут стимулировать теоретические исследования, и на основные вопросы, связанные с проблемой вспышек сверхновых, можно будет получить достаточно обоснованные ответы.

Литература

В списке литературы приняты следующие сокращения:
А. Ж.— Астрономический журнал
А. Ц.— Астрономический циркуляр
ДАН СССР — Доклады Академии наук СССР
ЖЭТФ — Журнал экспериментальной и теоретической физики
Изв. Кр. АО — Известия Крымской астрофизической обсерватории
Труды ФИАН — Труды Физического института АН СССР им. Лебедева
УФН — Успехи физических наук
Ann. d'Ap.— Annales d'Astrophysique
A. J.— Astronomical Journal
A. N.— Astronomische Nachrichten
Ap. J.— Astrophysical Journal
B. A. N.— Bulletin of the Astronomical Institutes of Netherlands
C. R.— Comptes Rendus des séances de l'Académie des Sciences (Paris)
M. N.— Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
P. I. R. E.— Proceedings of the Inst. of Radio Engineers.
Z. f. Ap.— Zeitschrift für Astrophysik
Z. f. P.— Zeitschrift für Physik

1. A. M. Clerke, The systems of stars, London, Adam & Black, 1905.
2. K. Lundmark, Svenska Vetenkapsakad, Handlingar **60**, No. 8 (1920).
3. H. Shapley and H. Curtis, Bull. Nat. Res. Council **11**, part 3, 171 (1921).
4. A. J. Cannon, [Spectrum of Z Centauri], Harvard Ann. **76**, 37 (1916).
5. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Nat. Ac. Sci. U.S.A. **20**, 254 (1934) (Comm. Mt. Wilson Obs. **114**).
6. F. Zwicky, Ap. J. **88**, 529 (1938).
7. F. Zwicky, Ap. J. **96**, 28 (1942).
8. F. Zwicky, Handb. d. Physik **51**, 776 (1958).
9. W. Baade, Ap. J. **88**, 285 (1938).
10. R. Minkowski, Publ. Astr. Soc. Pacific **53**, 130, 194, 224 (1941).
11. F. Zwicky, Ann. d'Ap. **27**, 300 (1964).
12. W. Baade, Ap. J. **102**, 309 (1945).
13. R. Minkowski, Ann. Rev. of Astronomy and Astrophys. **2**, 247 (1964).
14. P. Wildt, Publ. Astr. Soc. Pacific **74**, 97 (1960).
15. H. Arp, Ap. J. **133**, 883 (1961).
16. D. Michalas, Publ. Astr. Soc. Pacific **75**, 256 (1963).
17. F. Bertola, Ann. d'Ap. **27**, 319 (1964).
18. S. van der Bergh, Ann. d'Ap. **22**, 123 (1959).
19. Ю. П. Псковский, А. Ж. **38**, 656 (1961).
20. C. Bertaud, Ann. d'Ap. **24**, 516 (1961).
21. I. Balanovsky, A. N. **215**, 922 (1921).
22. R. Minkowski, Ann. d'Ap. **27**, 328 (1964).

23. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, Изд-во АН СССР, 1948.
24. P. Couderc, Ann. d'Ap. **2**, 271 (1939).
25. F. Zwicky, Morphological astronomy, Göttingen, Springer, 1957.
26. И. С. Шкловский, А. Ц., № 306 (1964).
27. R. Hayward, Publ. Astr. Soc. Pacific **76**, 35 (1964).
28. R. Minkowski, Ap. J. **89**, 156 (1939).
29. M. Bloch, D. Chalonge, J. Dufay, Ann. d'Ap. **27**, 315 (1964).
30. R. Minkowski, Publ. Astr. Soc. Pacific **52**, 206 (1940).
31. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, Физматгиз, 1963.
32. F. Zwicky, Ap. J. **139**, 514 (1964).
33. C. Payne-Gaposhkin, F. Wipple, Proc. Nat. Ac. Sci. U.S.A. **26**, 264 (1940).
34. F. Bertola, Contr. dell'osservatorio Astrofisico dell'universiteta di Padova in Asiago, No. 135, Pavia, 1963.
35. D. B. McLaughlin, Publ. Astr. Soc. Pacific **75**, 133 (1963).
36. R. Minkowski, Publ. Astr. Soc. Pacific **75**, 505 (1963).
37. E. Biot, Connaissance des temps pour l'an 1846; Additions, p. 61.
38. A. Humboldt, Kosmos, Bd. 3, Stuttgart und Tübingen, 1850.
39. E. Williams, Observations of comets from B. C. 611 to A. D. 1640, London, 1871.
40. E. Zinner, Sirius **52**, 26 (1919).
41. K. Lundmark, Publ. Astr. Soc. Pacific **33**, 225 (1921).
42. П. П. Паренаго, И. С. Шкловский, А.Ц., № 131, 1 (1952).
43. И. С. Шкловский, ДАН СССР **94**, 417 (1954).
44. Hsi Tse-tsung, Smithsonian Contr. to Astrophys. **2**, 109 (1958).
45. B. Goldstein, A. J. **76**, 105 (1965).
46. B. Goldstein, Preprint Yale University, 1965.
47. И. С. Шкловский, Космическое радиоизлучение, Гостехиздат, 1956.
48. E. Schönfeld, A. N. **127**, 153 (1891).
49. C. O. Lampland, Publ. Astr. Soc. Pacific **33**, 79 (1921).
50. J. C. Dunkan, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A. **7**, 170 (1921).
51. E. Hubble, Astr. Soc. Pacific Leaflet, No. 14 (1928).
52. K. Lundmark, в кн.: Festskrift Tillägnat O. Bergstrand, Uppsala, 1938, p. 97.
53. Y. Yba, Pop. Astronomy **42**, 251 (1934).
54. J. J. Duyvendak, Publ. Astr. Soc. Pacific **54**, 91 (1942).
55. W. C. Miller, Astr. Soc. Pacific Leaflet, No. 314 (1955).
56. N. U. Mayall, Science **137**, No. 3123 (1962).
57. N. U. Mayall, J. H. Oort, Publ. Astr. Soc. Pacific **54**, 95 (1942).
58. W. Baade, Ap. J. **102**, 309 (1945).
59. S. Boehme, A. N. **262**, 479 (1937).
60. E. Schoenfeld, A. N. **65**, 7 (1865).
61. O. Schlier, A. N. **254**, 181 (1934).
62. W. Baade, Ap. J. **97**, 119 (1943).
63. E. Salpeter, Ap. J. **129**, 608 (1959).
64. И. С. Шкловский, А. Ж. **37**, 369 (1960).
65. A. Blaauw, B. A. N. **15**, 265 (1961).
66. J. H. Oort, L. Spitzer, Ap. J. **121**, 6 (1955).
67. J. H. Oort, в кн.: Gas dynamics of cosmic clouds, Amsterdam, North Holland Publ., 1955, p. 147 (IAU Symp. No. 2).
68. Г. Д. Дубошин, А. Ж. **5**, 138 (1928).
69. Н. Ф. Рейл, Н. Д. Моисеев, Успехи астрон. наук **2**, 5 (1941).
70. J. Boersma, B. A. N. **15**, 291 (1961).

71. A. Sandage, в кн.: Stellar populations, Amsterdam.—N. Y., 1958, p. 149 (Specola astr. Vaticana Astr. Ric. 5).
72. M. Schwarzschild, R. Härm, Ap. J. **128**, 348 (1958).
73. L. G. Henyen, L. Lo Levier, R. Levee, Ap. J. **129**, 2 (1959).
74. Э. Р. Мустель, А. Ж. **39**, 146 (1962).
75. J. H. Oort, M. N. **106**, 159 (1946).
76. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, Изв. Кр. АО 9, 123 (1952).
77. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, Изв. Кр. АО **15**, 11 (1955).
78. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, Атлас диффузных газовых туманностей, М., 1952.
79. F. Smith, Nature **168**, 555 (1951).
80. W. Baade, R. Minkowski, Ap. J. **119**, 206 (1954).
81. W. Baade, R. Minkowski, Ap. J. **119**, 214 (1954).
82. R. Minkowski, в кн.: Radio Astronomy, Cambridge, 1957, p. 107 (IAU Symp. No. 4).
83. R. Minkowski, в кн.: Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford University Press, 1959, p. 515.
84. R. Minkowski, L. Aller, Ap. J. **119**, 232 (1954).
85. J. W. Chamberlain, Ap. J. **117**, 399 (1953).
86. С. Б. Пикельнер, Изв. Кр. АО **12**, 93 (1954).
87. И. С. Шкловский, Солнечная корона, Гостехиздат, 1951.
88. А. А. Бояpчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. Кр. АО **29**, 292 (1963).
89. R. Parker, Ap. J. **139**, 493 (1964).
90. B. E. Westerlund, D. S. Mathewson, Parks Observatory Preprint (1965).
91. J. Hey, J. Phillips, S. Parsons, Nature **157**, 296 (1946).
92. G. R. Whitfield, M. N. **117**, 680 (1957).
93. R. Hanburry Brown, R. Jennisson, M. Das Gupta, Nature **170**, 1061 (1952).
94. F. Smith, Nature **170**, 1065 (1952).
95. M. Ryle, B. Elsmore, A. Neville, Nature **205**, 1259 (1965).
96. J. Lequeux, Ann. d'Ap. **25**, 221 (1962).
97. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Изд-во АН СССР, 1963.
98. В. В. Владимирский, ЖЭТФ **18**, 393 (1948).
99. А. А. Корчак, Труды ФИАН **17**, 149 (1962).
100. G. Westerhout, W. Seeger, J. Brown, B. A. N. **16**, 213 (1962).
101. C. Mayer, T. McCullough, R. Sloanaker, Ap. J. **139**, 248 (1964).
102. J. Hagen, A. Lilley, E. McClain, Ap. J. **122**, 361 (1955).
103. S. Weinreb, A. Barret, M. Meeks, J. Henry, Nature **200**, 829 (1963).
104. И. С. Шкловский, ДАН СССР **92**, 984 (1953).
105. A. Boischot, C. R. **255**, 3374 (1962).
106. P. Leslie, Observatory **80**, 23 (1960).
107. J. Crowther, Observatory **85**, 110 (1965).
108. D. Mathewson, M. Large, C. Haslam, M. N. **121**, 543 (1960).
109. D. E. Harris, Ap. J. **135**, 661 (1962).
110. S. Kenderline, M. N. **126**, 55 (1963).
111. R. Davies, G. Verschuur, P. Wildt, Nature **196**, 563 (1962).
112. D. E. Hogg, Ap. J. **140**, 992 (1964).
113. J. R. Dickel, G. P. McGuire and K. S. Yang, Ap. J. **142**, 798 (1965).
114. K. Henize, Ap. J. Suppl. **2**, No. 22, 315 (1956).

115. B. Mills, O. Slee, E. Hill, Austr. J. Phys. **14**, 497 (1961).
116. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский, А. Ж. **32**, 503 (1955).
117. K. Kellerman, Ap. J. **140**, 969 (1964).
118. R. G. Conway, K. I. Kellerman, R. J. Long, M. N. **125**, 261 (1963).
119. И. С. Шкловский, А. Ж. **37**, 256 (1960).
120. J. A. Högbom, J. R. Shakeshaft, Nature **189**, 561 (1961).
121. D. S. Heeshen, B. L. Meredith, Nature **190**, 705 (1961).
122. C. H. Mayer, T. P. McCullough, R. M. Sloanaker, Ap. J. **141**, 867 (1965).
123. В. П. Ласточкин, К. С. Станкевич, А. Ж. **41**, 769 (1964).
124. J. W. Findlay, H. Hvatum, W. B. Waltman, Ap. J. **141**, 873 (1964).
125. V. I. Slish, Nature **199**, 682, 1963.
126. И. С. Шкловский, А. Ж. **37**, 222 (1960).
127. И. С. Шкловский, А. Ж. **34**, 403 (1957).
128. R. Rishbeth, Austr. J. Phys. **11**, 550 (1956).
129. R. Hanburry Brown, C. Hazard, M. N. **113**, 123 (1953).
130. B. Mills, в кн.: Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford University Press, 1959, p. 431.
131. П. П. Паренаго, Курс звездной астрономии, Гостехиздат, 1954.
132. A. Sandage, Ap. J. **125**, 422 (1957).
133. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, ДАН СССР **146**, 329 (1962).
134. И. С. Шкловский, А. Ж. **39**, 209 (1962).
135. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, Гостехиздат, 1957.
136. C. Heiles, Ap. J. **140**, 470 (1964).
137. C. W. Allen, Astrophysical Quantities. London, Athlone Press, 1963.
138. R. L. Blake, T. A. Chubb, H. Friedman, A. N. Unziker, Ann. d'Ap. **28**, 583 (1965).
139. И. С. Шкловский, А. Ж. **41**, 676 (1964).
140. T. K. Menon, Ap. J. **127**, 28 (1958).
141. Р. Е. Гершберг, Изв. Кр. АО **30**, 90 (1963).
142. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, А. Ж. **30**, 135 (1953).
143. H. van der Laan, M. N. **124**, 125 (1962).
144. C. H. Costain, M. N. **120**, 248 (1962).
145. H. van der Laan, M. N. **124**, 179 (1962).
146. C. Messier, Mém. Acad. Sci. Paris, 1759, p. 165.
147. C. Messier, Mém. Acad. Sci. Paris, 1771, p. 435.
148. W. Herschel, Philosophical Transactions, 1818, p. 435.
149. Rosse, Philosophical Transactions, 1844, p. 322.
150. V. M. Slipher, Harvard Bull., No. 743 (1921).
151. R. F. Sanford, Publ. Astr. Soc. Pacific **31**, 108 (1919).
152. E. Hubble, Ap. J. **56**, 162 (1922).
153. D. Barbier, Ann. d'Ap. **8**, 35 (1945).
154. А. Я. Киппер, в кн.: О развитии советской науки в Эстонской ССР, 1940—1950, Таллин, 1950.
155. L. Spitzer, J. Greenstein, Ap. J. **114**, 407 (1951).
156. N. U. Mayall, Publ. Astr. Soc. Pacific **49**, 101 (1937).
157. L. Woltier, B. A. N. **13**, 301 (1957).
158. K. Graff, Mitteil. Wiener Sternwarte **4**, No. 4 (1948).
159. J. C. Dunkan, Mt. Wilson Observ. Communications, No. 76 (1921).
160. J. C. Dunkan, Ap. J. **89**, 482 (1939).
161. А. Н. Дейч, В. В. Лавдовский, Цирк. ГАО в Пулкове, № 30, 21 (1940).

162. W. Baade, Ap. J. 96, 188 (1942).
163. R. Minkowski, Ap. J. 96, 199 (1942).
164. L. Woltier, B. A. N. 14, 39 (1957).
165. Д. Мензел и др., в сб.: Физические процессы в газовых туманностях, ИЛ, 1948.
166. D. H. Menzel, L. H. Aller, Ap. J. 94, 30 (1941).
167. M. J. Seaton, D. Osterbrock, Ap. J. 125, 66 (1957).
168. D. Osterbrock, Publ. Astr. Soc. Pacific 69, 227 (1957).
169. J. Bolton, G. Stanley, Nature 162, 141 (1948).
170. J. Bolton, G. Stanley, Austr. J. Sci. Res. A2, 139 (1949).
171. G. Stanley, O. Slee, Austr. J. Sci. Res. A3, 234 (1950).
172. Л. Л. Вазелян, С. Я. Брауде и др., Изв. высших уч. завед. «Радиофизика» 6, 897 (1963).
173. D. F. Burke, K. L. Franklin, в кн.: Radio Astronomy, Cambridge, 1957, p. 151 (IAU Symp. No. 4).
174. G. R. Whitfield, M. N. 120, 581, 1960.
175. R. Adgie, F. Smith, Observatory 76, 181, 1956.
176. G. R. Whitfield, M. N. 117, 680 (1957).
177. B. Y. Mills, O. B. Slee, Austr. J. Phys. 10, 162 (1957).
178. J. D. Kraus, H. C. Ko, S. Matt, A. J. 59, 439 (1954).
179. C. L. Seeger, G. Westerhout, H. C. van de Hulst, B. A. N. 13, 389 (1956).
180. D. S. Heeshen, Ap. J. 133, 322 (1961).
181. N. G. Roman, B. S. Yapslee, P. I. R. E. 46, 199 (1958).
182. J. H. Piddington, G. H. Trent, Austr. J. Phys. 9, 74 (1956).
183. J. Denisse, J. ¡Lequeux, E. Le Roux, C. R. 244, 3030 (1956).
184. D. E. Harris, Calif. Inst. Tech. Rep., No. 6 (1961).
185. G. Westerhout, B. A. N. 14, 488 (1958).
186. P. Mezger, Z. f. Ap. 46, 234, 1958.
187. J. P. Hagen, E. F. McClain, M. Hupburn, P. I. R. E. 42, 1811 (1954).
188. R. M. Sloanaker, J. Nichols, A. J. 65, 105 (1961).
189. А. Д. Кузьмин, М. Т. Левченко, Р. Н. Носкова, А. Ж. 37, 965 (1960).
190. В. М. Плечков, В. А. Разин, в кн.: Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд-во АН СССР, 1956, стр. 430.
191. N. W. Broten, W. J. Medd, Ap. J. 132, 279 (1960).
192. F. Haddock, V. Mayer, R. Sloanaker, Ap. J. 119, 456 (1954).
193. А. М. Карачун, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, А. Ж. 38, 83 (1961).
194. Н. Л. Кайдановский, Н. С. Кардашев, И. С. Шкловский, ДАН СССР 104, 517 (1955).
195. D. H. Staelin, A. H. Barret, B. R. Kusse, A. J. 69, 69 (1964).
196. A. H. Barret, Ap. J. 134, 945 (1961).
197. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, A. J. 70, 2 (1965).
198. C. W. Tolbert, Nature 206, 1304 (1965).
199. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, ДАН СССР 140, 81 (1961).
200. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, Nature 204, 1242 (1964).
201. B. Mills, Nature 170, 1063 (1952).
202. B. Mills, Austr. J. Phys. 6, 452 (1953).
203. J. Baldwin, Observatory 74, 120 (1954).
204. В. А. Удальцов, В. В. Виткевич, А. Ж. 25, 5 (1958).
205. C. Costain, B. Elsmore, M. N. 118, 380 (1956).

206. J. Tuominen, M. Karras, Ann. Acad. Sci. Fennicae (A) 6, 6, 1957 (Repr. Radio. Astr. Station Helsinki, No. 5).
207. B. Andrew, H. Branson, D. Wills, Nature 203, 494 (1964).
208. A. Hewish, S. Okoye, Nature 203, 494 (1964).
209. A. Hewish, S. Okoye, Nature 207, 59 (1965).
210. Г. П. Апушкинский, Ю. Н. Парийский, А. Ж. 36, 739 (1959).
211. Ю. Н. Парийский, Изв. ГАО в Пулкове 21, № 164, 45 (1960).
212. В. А. Гольнев, Ю. Н. Парийский, А. Ж. 42, 305 (1965).
213. A. R. Thompson, T. Krishnan, A. J. 141, 19 (1965).
214. N. R. Labrum, T. Krishnan, W. J. Payten, E. Harting, Austr. J. Phys. 17, 323 (1964).
215. И. С. Шкловский, А. Ж. 30, 15 (1953).
216. G. Westerhout, B. A. N. 12, 309 (1956).
217. C. Mayer, T. McCullough, R. Sloanaker, Ap. J. 126, 468 (1957).
218. А. Д. Кузьмин, В. А. Удальцов, А. Ц., № 187 (1957).
219. J. Hollinger, C. Mayer, R. Mennella, Ap. J. 140, 650 (1964).
220. D. Morris, V. Radhakrishnan, Ap. J. 137, 169 (1963).
221. Н. С. Соболева, В. А. Прозоров, Ю. Н. Парийский, А. Ж. 40, 1 (1963).
222. D. Morris, V. Radhakrishnan, G. Selestad, Ap. J. 139, 758 (1964).
223. J. Holetschek, Ann. Wiener Sternw. 20, 40 (1907).
224. C. Würtz, Lund Obs. Medd. (2), No. 29 (1923).
225. J. Greenstein, R. Minkowski, Ap. J. 118, 1 (1953).
226. T. G. Cowling, Nuclear processes and stellar structure: general survay, Mém. Soc. Roy. Sci. Liege, No. 14, 75 (1954).
227. И. С. Шкловский, ДАН СССР 90, 983 (1953).
228. В. А. Домбровский, ДАН СССР 94, 21 (1954).
229. М. А. Вашакидзе, А. Ц., № 147 (1954).
230. Г. А. Шайн, С. Б. Пикельнер, Р. Н. Ихсанов, А. Ж. 32, 395 (1955).
231. Э. Е. Хачикян, ДАН Арм. ССР 21, 63 (1955).
232. J. Oort, Th. Walraven, B. A. N. 12, 285 (1956).
233. W. Baade, B. A. N. 12, 312 (1956).
234. C. R. O'Dell, Ap. J. 136, 809 (1962).
235. Th. Walraven, B. A. N. 13, 293 (1957).
236. Publ. of the Lick Obs. 8, 1908.
237. П. В. Щеглов, А. Ж. 34, 675 (1957).
238. W. Hiltner, Ap. J. 125, 300 (1957).
239. В. И. Мороз, А. Ж. 37, 265 (1960).
240. В. И. Мороз, А. Ж. 40, 982 (1963).
241. Э. С. Бродская, Изв. Кр. АО 31 (1964).
242. R. Giacconi, H. Gursky, F. Poalini, B. Rossi, Phys. Rev. Letts. 9, 439 (1962); 11, 530 (1963).
243. S. Bowyer, E. Byram, T. Chubb, H. Friedman, Nature 201, 1307 (1964).
244. D. Morton, Ap. J. 140, 460 (1964).
245. П. И. Бакулин, И. С. Шкловский, А. Ж. 32, 29 (1955).
246. S. Bowyer, E. Byram, T. Chubb, H. Friedman, Science 146, 912 (1964).
247. S. Bowyer, E. Byram, T. Chubb, H. Friedman, Science 147, 394 (1965).
248. G. W. Clark, Phys. Rev. Letts. 14, No. 4, 91 (1965).

249. В. И. Пронин, Изв. Кр. АО **30**, 104 (1963).
250. В. Л. Гинзбург, УФН **60**, 243 (1953).
251. В. Л. Гинзбург, УФН **62**, вып. 2,37 (1957).
252. С. Б. Пикельнер, А. Ж. **33**, 785 (1956).
253. G. Burbidge, в кн.: Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford University Press, 1959, p. 541.
254. В. И. Слыш, А. Ж. **42**, 689 (1965).
255. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский, А. Ж. **37**, 885 (1961).
256. G. Burbidge, Ap. J. **124**, 416 (1956).
257. Дж. Коккони, в кн.: Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 2, М., 1960, стр. 327.
258. А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестерова, Труды ФИАН **26**, 118 (1964).
259. F. Hoyle, Preprint Caltech, 1964.
260. П. П. Паренаго, А. Ж. **27**, № 3 (1957).
261. И. С. Шкловский, ДАН СССР **160**, 54 (1965).
262. R. Kraft, Ap. J. **139**, 457 (1964).
263. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, Изд-во «Наука», 1964.
264. B. Minkowski, Ap. J. **97**, 128 (1943).
265. R. Hanburry Brown, C. Hazard, Nature **170**, 364 (1952).
266. J. R. Shakeshaft, M. Ryle, J. Baldwin, J. Thomson, Mém. R. Astr. Soc. **67**, Pt. 3, 106 (1956).
267. P. Maltby, A. Moffet, Ap. J. Suppl. **7**, No. 67 (1962).
268. J. Baldwin, D. Edge, Observatory **77**, 139 (1957).
269. D. Edge, J. Shakeshaft, N. Adam, J. Baldwin, S. Archer, Mém. R. Astr. Soc. **68**, 37 (1959).
270. А. Д. Кузьмин, Труды ФИАН **17** (1962).
271. H. Rishbeth, A. Little, Observatory **77**, 71 (1957).
272. K. Kellerman, Publ. Owens Valley Radio Observatory, No. **1** (1964).
273. R. W. Wilson, Publ. Owens Valley Radio Observatory, No. 2 (1963).
274. J. Bologna, E. McClain, R. Sloanaker, W. Rose, A. J. **68**, 681 (1958).
275. V. Radhakrishnan, в кн.: Physics of nonthermal radio sources, NASA Goddard Inst., 1964, p. 55.
276. J. A. Seilstad, Observ. Caltech. Radio Observatory, No. 7 (1963).
277. H. Arp, Ap. J. **139**, 1378 (1964).
278. Ю. П. Псковский, А. Ж. **42**, 683 (1965).
279. F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of galaxies and clusters of galaxies, v. 2, Zürich, 1963.
280. M. Schmidt, Ap. J. **141**, 1 (1965).
281. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, ч. 2, М., 1964.
282. P. Maltby, A. Moffet, Observ. Caltech. Radio Obs. No. 1 (1962).
283. A. Penzias, R. Wilson, Ap. J. **142**, 419 (1965).
284. R. Dicke, P. Pibles, P. Roll, D. Wilkinson, Ap. J. **142**, 414 (1965).
285. J. A. Earl, Phys. Rev. Letts. **6**, 125 (1961).
286. P. Meyer, R. Vogt, Phys. Rev. Letts. **6**, 193 (1961).
287. T. L. Cline, G. H. Ludwig, F. B. McDonald, Phys. Rev. Letts. **13**, 786 (1964).
288. J. Heureux, P. Meyer, Preprint E. Fermi Inst., 1965.
289. J. W. Schmocker, J. A. Earl, Phys. Rev. **A138**, 300 (1965).
290. J. Bolton, K. Westfold, Austr. J. Sci. Res. **A3**, 19 (1950).
291. И. С. Шкловский, А. Ж. **29**, 418 (1952).
292. E. Baldwin, Observatory **83**, 153 (1963).

293. D. S. Mathewson, M. Rome, Observatory **83**, 20 (1963).
294. B. Mills, I. Glanfield, Nature **208**, 10 (1965).
295. B. Mills, Publ. Astr. Soc. Pacific **71**, 267 (1959).
296. S. B. Pikelner, I. S. Shklovsky, Ann. d'Ap. **22**, 913 (1959).
297. G. Westerhout, в кн.: Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford University Press, 1959, p. 447.
298. A. J. Turtle, J. F. Pugh, S. Kenderline, I. Pauliny Toth, M. N. **124**, 296 (1962).
299. B. Mills, Austr. J. Phys. 8, 368 (1955).
300. G. Burbidge, F. Hoyle, Ap. J. **138**, 57 (1963).
301. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, А. Ж. **41**, 430 (1964).
302. И. С. Шкловский, А. Ж. 41, 176 (1964).
303. И. С. Шкловский, УФН **77**, 3 (1964).
304. A. Unsold, Z. f. P. **141**, 70, 1955.
305. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, ДАН СССР **116**, 197 (1957).
306. C. Halsam, M. Large, M. Quigley, M. N. **127**, 273 (1964).
307. R. Davis, R. Hanburry Brown, J. Meaburn, Observatory **83**, 179 (1963).
308. Т. А. Лозинская, П. В. Щеглов, А. Ц., № 327 (1965).
309. R. Hanburry Brown, R. Davis, C. Hazard, Observatory **80**, 191 (1960).
310. J. H. Blythe, M. N. **117**, 652 (1957).
311. Т. А. Лозинская, А. Ц., № 299 (1964).
312. И. С. Шкловский, А. Ц., № 298 (1964).
313. M. L. Large, M. Quigley, C. Halsam, M. N. **124**, 405 (1962).
314. M. Quigley, Observatory **85**, 135 (1965).
315. F. Hoyle, F. Fowler, Ap. J. **132**, 565 (1960).
316. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, УФН **84**, 377 (1964).
317. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, УФН **86**, 447 (1965).
318. R. H. Fowler, M. N. **87**, 114 (1926).
319. J. Frenkel, Z. f. P. **50**, 234 (1928).
320. S. Chandrasekhar, Stellar structure, University of Chicago Press, 1938, ch. XI.
321. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev. **55**, 374 (1939).
322. J. R. Oppenheimer, H. Snyder, Phys. Rev. **56**, 456 (1939).
323. И. С. Шкловский, А. Ж. **42**, 287 (1965).
324. W. Baade, R. Christy, G. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Publ. Astr. Soc. Pacific **68**, 296 (1956).
325. M. Burbidge, G. Burbidge, W. A. Fowler, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
326. L. Borst, Phys. Rev. **78**, 807 (1950).
327. E. Anders, Ap. J. **129**, 327 (1959).
328. S. A. Johansson, Nuclear Phys. **12**, 449 (1959).
329. H. M. Johnson, Publ. Astr. Soc. Pacific **71**, 425 (1959).
330. L. Goldberg, E. Miller, L. Aller, Ap. J. Suppl. **5**, No. 45, 1 (1960).
331. H. C. Arp, Ap. J. **135**, 311 (1962).
332. M. Burbidge, G. Burbidge, Ap. J. **124**, 116 (1956).
333. L. H. Aller, J. R. Greenstein, Ap. J. Suppl. 5, No. 46, 139 (1960).
334. R. C. Haymes, W. L. Craddock, D. D. Clayton, Preprint COSPAR, Conf. Buenos Aires, May 1965.
335. F. Hoyle, W. A. Fowler, G. R. Burbidge, M. Burbidge, Ap. J. **139**, 909 (1964).
336. F. Hoyle, I. Narlicar, Proc. Roy. Soc. **A273**, 4 (1963).

337. В. Л. Гинзбург, Докл. на конференции по космическим лучам, Москва, 1965.
338. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР **92**, 723 (1963).
339. S. A. Colgate, M. N. Johnson, Phys. Rev. Letts. **5**, 235 (1960).
340. S. A. Colgate, W. H. Grassberger, R. A. White, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. **A3**, 157 (1957).
341. W. H. Grassberger, Univ. Callif. Lawrence Rad. Laborat. Rep. 6196 (1960).
342. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, А. Ж. **41**, 829 (1964).
343. Д. К. Надежин, Д. А. Франк-Каменецкий, А. Ж. **41**, 842 (1964).
344. Г. М. Гандельман, Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН СССР **107**, 811 (1956).
345. A. Sakurai, Comm. Pure Appl. Mathematics **13**, 353 (1960).
346. И. М. Гордон, ДАН СССР **94**, 413 (1954).
347. И. М. Гордон, Труды Астр. обс. Харьковского ун-та **12**, 15 (1957).
348. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, ДАН СССР **158**, 811 (1964).
349. E. Salpeter, Ap. J. **140**, 796 (1964).
350. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский, ДАН СССР **122**, 792 (1958).
351. С. Б. Пикельнер, А. Ж. **38**, 21 (1961).
352. Н. С. Кардашев, А. Ж. **41**, 807 (1964).
353. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР **156**, 43 (1964).
354. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, ЖЭТФ **47**, 1030 (1964).
355. И. Д. Новиков, А. Ц., № 290 (1964).
356. Ф. Хойл, Вопросы космогонии **7**, 15 (1960).
357. S. van den Bergh, Publ. Astr. Soc. Pacific (1965).
358. M. Ryle, F. Smith, Nature **162**, 462 (1948).
359. F. Bortola, Contr. dell'osservatorio Astrofisico dell'universita di Padova in Asiago, No. 142, Pavia, 1963.
360. И. С. Шкловский, А. Ж. **30** (1953).

Иосиф Самуилович Шкловский

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

М., 1966 г., 400 стр. с илл.

Редактор *В. И. Рыбник*

Техн. редактор *И. Ш. Аксельрод*

Корректор *Е. А. Белицкая*

Сдано в набор 12/V 1966 г. Подписано к печати 2/IX 1966 г.
Бумага 60×90¹/₁₆.
Физ. печ. л. 25+9 вкл. Усл. печ. л. 25,0+9 вкл. Уч.-изд. л. 25,79.
Тираж 3000 экз. Т-12717. Цена книги 1 р. 93 к. Заказ № 322.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15.

Московская типография № 16 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Москва, Трехпрудный пер., 9

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ:

Барабашов Н. П. и др., Луна. Под ред. А. В. Маркова, 1960, 384 стр., 1 р. 70 к.

Белопольский А. А., Астрономические труды. Научно-биографический очерк и комментарии О. А. Мельникова, 1954, 320 стр., 69 коп. (Серия «Классики естествознания»).

Всехсвятский С. К., Физические характеристики комет, 1958, 576 стр., 2 р. 70 к.

Вязаницын В. И. и др., Курс астрофизики и звездной астрономии, т. III, 1964, 376 стр., 1 р. 83 к.

Горбацкий В. Г., Минин И. Н., Нестационарные звезды, 1963, 356 стр., 1 р. 12 к. (Серия «Проблемы теоретической астрофизики»).

Грушинский Н. П., Теория фигуры Земли, 1963, 448 стр., 84 коп.

Кринов Е. Л., Основы метеоритики, 1955, 392 стр., 1 р. 48 к.

Ловелл Б., Метеорная астрономия. Перев. с англ., 1958, 488 стр., 1 р. 78 к.

Меррил П., Линии химических элементов в астрономических спектрах. Перев. с англ., 1959, 192 стр., 1 р. 22 к.

Огородников К. Ф., Динамика звездных систем, 1958, 628 стр., 1 р. 74 к.

Паннекук А., История астрономии. Перев. с англ., 1966, 592 стр., 2 р. 86 к.

Шаронов В. В., Планета Венера, 1965, 252 стр., 76 коп.

Шаронов В. В., Природа планет, 1958, 552 стр., 1 р. 91 к.

Щеглов П. В., Электронная телескопия, 1963, 196 стр., 63 коп.

Перечисленные книги требуйте в магазинах Книготорга. Письменный заказ можно направить также в ближайший отдел «Книга-почтой» республиканского, областного, краевого книготорга. Литература будет выслана наложенным платежом. При отсутствии этих книг на месте следует обратиться по адресу: Москва, К-31, Петровка, 15, магазин № 8 «Москниги», отдел «Книга-почтой».