

Предлагаемая читателю книга известного астрофизика Е. Паркера посвящена проблеме образования потоков плазмы, непрерывно испускаемых Солнцем (солнечный ветер), и их роли в динамике межпланетной среды. Е. Паркер первым высказал мысль о такого рода водородном ветре, существование которого приводит к важным геофизическим следствиям и признается сейчас большинством специалистов.

Данная монография является теоретическим обобщением идей ее автора, подкрепленным богатым экспериментальным материалом, который получен за последние годы в результате многочисленных космических и геофизических исследований при помощи ракет и спутников.

Книга представляет интерес для широкого круга специалистов, занимающихся исследованием ионосферы и магнитосферы Земли, радиационных поясов и космических лучей, полярных сияний, магнитных бурь и распространения радиоволн, астрофизических проблем и физики Солнца, а также студентов перечисленных специальностей.

Е. Н. Паркер
ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Редактор *В. С. Бассоло*
Художник *В. И. Кейдан*
Художественный редактор
Н. А. Фильчагина
Технический редактор *А. Д. Хомяков*
Корректор *В. М. Дюжева*

Сдано в производство 1/XII 1964 г.

Подписано к печати 6/III 1965 г.

Бумага $84 \times 108^{1/32} = 5,7$ бум. л.

18,66 печ. л.

Уч.-изд. л. 18,15. Изд. № 27/2978

Цена 1 р. 42 к. Заказ № 913

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2.

Ленинградская типография № 2
имени *Евгении Соколовой*
Главполиграфпрома
Государственного комитета
Совета Министров СССР по печати
Измайловский проспект, 29

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

«Сильный ветер водорода непрерывно дует в солнечной системе. Возникшая на Солнце, он пронесится мимо Земли со скоростью 400 км/сек (около 1 400 000 км/час), достигает удаленных планет и уходит в межзвездное пространство. Подобно метле, он выметает газы, истекающие из планет и комет, мелкие частицы метеоритной пыли и даже космические лучи. Он ответствен за внешние области радиационных поясов на Земле, за геомагнитные бури и полярные сияния, за различные динамические процессы в межпланетном пространстве».

Е. Н. ПАРКЕР

Предлагаемая вниманию читателя книга известного американского астрофизика Е. Н. Паркера (Институт ядерной физики имени Энрико Ферми Чикагского университета) явилась результатом многолетних исследований динамики плазмы и связанных с ней электромагнитных процессов в межпланетном пространстве, обусловленных солнечными явлениями.

Книга состоит из 15 глав. Гл. 1 носит вводный характер и знакомит читателя с существом проблемы. В гл. 2 рассматриваются результаты наблюдений, относящиеся к различным способам измерений солнечного ветра, солнечной короны, солнечных магнитных полей и распространения солнечных и галактических космических лучей в межпланетном пространстве. В гл. 3—7 трактуются теории «спокойной» короны (без влияния активных областей) и спокойного солнечного ветра. В гл. 8 и 9 разбирается влияние активных областей, образование ударных волн и их распространение в межпланетном пространстве. Гл. 10 и 11 посвящены анализу причин, приводящих к формированию регулярного квазирадialного магнитного поля (изогнутого в спираль Архимеда из-за вращения Солнца), а также образованию неоднородностей магнитного поля в межпланетном

пространстве. В гл. 12 речь идет о модуляционных эффектах галактических космических лучей (рассмотрены 11-летние вариации, влияние магнитных бурь, 27-дневные вариации, но почти не нашли своего отражения солнечно-суточные и полусуточные вариации космических лучей). В гл. 13 обсуждаются особенности распространения солнечных космических лучей в межпланетном пространстве на основе представления о направляющей роли квазирадиального магнитного поля и рассеяния солнечных частиц магнитными неоднородностями. Две заключительные главы отведены вопросам дальнейшего расширения развиваемой автором модели, а также применению полученных количественных характеристик солнечного ветра к атмосферам других звезд.

В основе книги лежит идея автора о непрерывно расширяющейся солнечной короне — о так называемом солнечном ветре. Родившись из гипотезы Чепмена о короне как очень горячем и протяженном, но статическом образовании, эта идея отбросила представление о статичности.

Паркер указывает, что такой шаг в то время, когда выдвигалась эта идея (1957—1958 гг.), был обоснован лишь данными о кометных хвостах, о модуляционных эффектах галактических космических лучей, о характере распространения солнечных космических лучей и, наконец, данными о геомагнитной активности и полярных сияниях. Важно подчеркнуть, что тогда только эти косвенные данные указывали на движение солнечной плазмы в межпланетном пространстве, но не было никаких прямых измерений движения корпускулярной радиации.

Надо сказать, что, несмотря на косвенный характер этих данных, они были настолько надежны и взаимно согласованы, что в то время, собственно, и не было никаких сомнений в реальности существования в межпланетном пространстве отдельных потоков плазмы, генерируемых хромосферными вспышками и другими активными образованиями на Солнце. Большой вклад в изучение свойств корпускулярных потоков внесли советские ученые ¹⁾.

¹⁾ См. сб. Физика солнечных корпускулярных потоков, Изд. АН СССР, 1957.

Исследование взаимосвязи вариаций космических лучей, солнечной активности и геомагнитных возмущений привело к выводу о существовании двух типов корпускулярного излучения и позволило определить их свойства¹⁾. Корпускулярные потоки I типа весьма слабо связаны с активными образованиями на Солнце и их число практически не меняется с изменением числа солнечных пятен. По данным о вариациях космических лучей удалось оценить напряженность магнитных полей в этих потоках. Она оказалась 10^{-5} гс.

С другой стороны, корпускулярные потоки II типа тесно связаны с хромосферными вспышками и другими активными образованиями на Солнце; достигая Земли, они вызывают сильные магнитные бури, сопровождающиеся понижением интенсивности космических лучей на Земле. Число потоков II типа очень сильно меняется в течение цикла солнечной активности, почти пропорционально изменению числа Вольфа. Анализ данных по вариациям космических лучей позволил оценить напряженность магнитного поля в этих потоках. Она оказалась в десятки раз выше, чем в потоках I типа (дальнейшие исследования вариаций космических лучей во время магнитных бурь привели к выводу о наличии существенного усиления поля в передней части корпускулярных потоков²⁾), что через несколько лет подтвердилось прямыми измерениями на ракете «Пионер V»³⁾. Важно также, что если скорость потоков I типа составляла (по запаздыванию земных проявлений относительно процессов на Солнце) около 300—500 км/сек, то скорость потоков II типа достигала 1000—2000 км/сек.

¹⁾ Л. И. Дорман, Изв. АН СССР, сер. физ. 20, № 1, стр. 24 (1956); Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг, УФН, 1956, 59, № 2, стр. 189 (см. также Proc. Querajuate Intern. Conf. Cosmic Rays Phys., Sept. 1955, Mexico, 1958, p. 395).

²⁾ Я. Л. Блох, Е. С. Глокова, Л. И. Дорман, сб. «Космические лучи», № 1 (серия Результаты МГГ), Изд-во АН СССР, 1959, стр. 7; Я. Л. Блох, Л. И. Дорман, Н. С. Каминер, Труды Междунар. конф. по космическим лучам, т. IV, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 154.

³⁾ P. J. Coleman, C. P. Sonett, L. Davis, J. Geophys. Res., 66, No. 7, 2043 (1961).

Эти результаты удалось получить задолго до прямых измерений в космическом пространстве. В терминологии Паркера потоки I типа представляют собой, по существу, спокойный солнечный ветер¹⁾. Потоки II типа можно отождествить, по-видимому, с ударными волнами Паркера, т. е. с возмущениями солнечного ветра. Надо сказать, что до начала МГГ (1957—1959 гг.) оставался в значительной степени нерешенным вопрос о плотности корпускулярного излучения (космические лучи не чувствительны к этому параметру). Данные о геомагнитных возмущениях давали оценку в несколько сотен частиц в 1 см^3 (эту величину использовал в своих первых расчетах солнечного ветра Паркер). Однако различные косвенные методы давали большой разброс в оценке этой величины.

Впервые прямые данные о потоке частиц в солнечном корпускулярном излучении за пределами магнитосферы Земли были получены К. И. Грингаузом с сотрудниками на советских космических ракетах в 1959 г.²⁾ Эти результаты показали, что плотность солнечного ветра почти на два порядка меньше обычно принимавшейся в то время, т. е. всего несколько частиц в 1 см^3 . Измерения же магнитных полей подтвердили оценки, полученные из данных по вариациям космических лучей: в спокойном ветре напряженность магнитных полей 10^{-5} гс , а в возмущенном — в десятки раз больше.

В течение многих лет широко обсуждалась проблема генерации корпускулярного излучения. Можно выделить четыре основные точки зрения на эту проблему. Одни

¹⁾ Следует отметить, что, согласно Е. Паркеру, спокойный ветер представляет собой однородное течение плазмы, тогда как согласно другим работам (см. примечание 1 на стр. 7), это течение состоит из отдельных корпускулярных потоков или струй. Последние результаты измерений вне магнитосферы Земли на американских исследовательских спутниках IMP-I и IMP-II (предварительные сообщения) показывают, что спокойный солнечный ветер в межпланетном пространстве действительно имеет струйную структуру. В одной из последних своих работ о звездном ветре Паркер показывает, что наличие неустойчивостей в спокойном ветре должно приводить к образованию струй (см. также гл. II настоящей книги).

²⁾ К. И. Грингауз, Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 12, Изд-во АН СССР, 1962, стр. 119.

исследователи считали, что основной механизм — световое давление, другие главную причину видели в электромагнитных силах, выбрасывающих плазму. Третьи полагали, что корпускулярное излучение обусловлено тепловой диссипацией невзаимодействующих частиц из короны. Было высказано также предположение, что причиной мощных корпускулярных потоков, связанных с хромосферными вспышками, может быть давление солнечных космических лучей.

В литературе широко дискутировался также вопрос о том, имеется ли в межпланетном пространстве, кроме корпускулярного излучения, покоящийся газ (см. стр. 60). Дело в том, что если пренебрегать возможным сопровождением корпускулярного излучения магнитными полями, то свободный пробег частиц для взаимодействия оказывается настолько большим (многие десятки астрономических единиц), что их можно рассматривать как невзаимодействующие. Поэтому вполне правомочно ставить вопрос о наличии покоящегося межпланетного газа. Так, Чепмен предположил, что этот газ представляет собой статическую корону Солнца. Надо сказать, что последующие измерения на космических ракетах не только не обнаружили в межпланетном пространстве покоящегося газа, но и показали, что практически весь имеющийся газ движется от Солнца со скоростью не меньше нескольких сотен километров в секунду. Конечно, этого важного результата можно было ожидать, поскольку из данных по вариациям космических лучей с несомненностью следовало существование в межпланетном пространстве движущихся от Солнца магнитных полей, способных полностью захватывать и выметать какие бы то ни было остатки покоящегося газа.

С другой стороны, наличие магнитных полей, сопровождающих корпускулярное излучение, является решающим аргументом против простой теории тепловой диссипации корональных частиц как частиц невзаимодействующих и в то же время серьезным аргументом в пользу теории Паркера о непрерывном гидродинамическом расширении короны.

После выхода книги в свет концепция Е. Н. Паркера получила еще два серьезных подтверждения. Прежде

всего, это измерения солнечного ветра на ракете «Маринер II» с 28 августа по 31 декабря 1962 г. в течение 4,5 оборотов Солнца. Обнаружена очень тесная корреляция между скоростью солнечного ветра v и планетарным суточным индексом магнитной активности $\sum K_p$ с коэффициентом корреляции $0,73 \pm 0,04$ и уравнением регрессии

$$v \text{ (км/сек)} = (330 \pm 17) + (8,44 \pm 0,74) \sum K_p.$$

Из этого соотношения следует важный вывод, что даже при отсутствии геомагнитных возмущений ($\sum K_p = 0$) солнечный ветер не исчезает и его минимальная скорость достигает свыше 300 км/сек.

Второе подтверждение было получено путем радиолокации солнечной короны¹⁾, которая показала, что на высоте 350 000 км над фотосферой в короне имеется регулярное движение плазмы наружу со скоростью 16 км/сек, что хорошо согласуется с расчетами Паркера (см. гл. 5) при температуре короны около 10^6 °К. Этот результат очень важен, поскольку подтверждает возможность ускорения плазмы, вытекающую из представления о гидродинамическом расширении короны в гравитационном поле Солнца. Дальнейшее развитие этого эксперимента позволит измерить скорость солнечного ветра на различных расстояниях от Солнца и проверить правильность излагаемых в книге представлений.

В книге недостаточно полно рассмотрен вопрос о градиенте интенсивности космических лучей в межпланетном пространстве. Если магнитное поле между Солнцем и Землей строго регулярно и имеет из-за вращения Солнца вид архимедовых спиралей, а нерегулярности магнитного поля появляются лишь далеко за пределами орбиты Земли, то в этом случае все понижение интенсивности галактических космических лучей в результате выталкивания и торможения частиц должно происходить за орбитой Земли. В этом случае в окрестности земной орбиты радиальный градиент интенсивности космических лучей должен быть равен нулю. Такова точка зрения Паркера. Другая точка зрения²⁾ состоит в

¹⁾ Maxwell A. et al., Planet. and Space Sci., 12, No. 5, 435 (1964).

²⁾ Л. И. Дорман, Труды Междунар. конф. по космическим лучам, т. IV, Изд. АН СССР, 1960, стр. 328.

том, что неоднородности магнитного поля появляются на гораздо меньших расстояниях от Солнца. В этом случае интенсивность космических лучей с приближением к Солнцу должна уменьшаться. Было показано¹⁾, что имеется определенная количественная связь между 11-летней вариацией космических лучей и величиной градиента интенсивности космических лучей в межпланетном пространстве. Этот результат получил подтверждение в недавней работе Неера и Андерсона²⁾, в которой сравнивались данные наблюдений интенсивности космических лучей на ракете «Маринер II» с наземными данными (по измерениям 1 сентября — 15 декабря 1962 г. величина градиента составляет $12 \pm 4\% / 1$ а. е., а его знак действительно соответствует уменьшению интенсивности с приближением к Солнцу).

Кстати, наличие неоднородностей магнитного поля в солнечном ветре в пространстве внутри земной орбиты следует также из многочисленных данных о распространении солнечных космических лучей.

Следует отметить, что хотя теория Паркера встречается с некоторыми трудностями в объяснении 11-летних вариаций, эффектов Форбуша, а также некоторых данных магнитных наблюдений на ракете «Маринер II» (из которых, согласно анализу, проведенному Э. И. Могилевским³⁾, вытекает наличие сгустков бессиловых магнитных полей в межпланетном пространстве, не охватываемых теорией Паркера) и что хотя на основе концепции Паркера о солнечном ветре не удалось пока построить последовательной теории геомагнитных бурь и полярных сияний, тем не менее основные ее положения, по-видимому, правильно отражают существо дела. Дальнейшее развитие и модификация этой теории на основе результатов новых прямых измерений магнитных полей и плазмы в межпланетном пространстве, а также новых

¹⁾ Л. И. Дорман, Time variations of cosmic ray intensity, India, Jaipur, December 1963, Preprint (см. также Л. И. Дорман, Изв. АН СССР, серия физич., 28, № 12, 1964).

²⁾ H. V. Neher, H. R. Anderson, J. Geophys Res., 69, No. 9 (1964).

³⁾ Э. И. Могилевский, Геомагнетизм и аэрoномия, 4, 2, 213 (1964).

данных о солнечной и магнитной активности, о вариациях космических лучей, о полярных сияниях и радиационных поясах Земли¹⁾ с учетом выводов физики плазмы и магнитной гидродинамики позволит понять сложный комплекс динамических процессов в межпланетном пространстве. Поэтому можно надеяться, что книга Паркера представит большой интерес для широкого круга советских специалистов в области астрофизики, геофизики, физики плазмы и космических лучей и вообще для лиц, интересующихся проблемами космоса.

В заключение сообщим читателю, что Паркером в последнее время была опубликована серия работ²⁾, в которой развивается концепция звездного ветра.

Л. И. Дорман

Ноябрь 1964 г.

¹⁾ Для этой цели особенно важны данные наблюдений в период Международного года спокойного Солнца 1964—1965 гг. (в эпоху минимума солнечной активности).

²⁾ E. N. Parker, *Astrophys. J.*, **139**, No. 1, 72, 93; No. 2, 690 (1964).

Введение	1	1
1. Модель расширяющейся короны	2	2
2. Модель расширяющейся короны	3	3
3. Модель расширяющейся короны	4	4
4. Модель расширяющейся короны	5	5
5. Модель расширяющейся короны	6	6
6. Модель расширяющейся короны	7	7
7. Модель расширяющейся короны	8	8
8. Модель расширяющейся короны	9	9
9. Модель расширяющейся короны	10	10
10. Модель расширяющейся короны	11	11
11. Модель расширяющейся короны	12	12
12. Модель расширяющейся короны	13	13
13. Модель расширяющейся короны	14	14
14. Модель расширяющейся короны	15	15
15. Модель расширяющейся короны	16	16
16. Модель расширяющейся короны	17	17
17. Модель расширяющейся короны	18	18
18. Модель расширяющейся короны	19	19
19. Модель расширяющейся короны	20	20
20. Модель расширяющейся короны	21	21
21. Модель расширяющейся короны	22	22
22. Модель расширяющейся короны	23	23
23. Модель расширяющейся короны	24	24
24. Модель расширяющейся короны	25	25
25. Модель расширяющейся короны	26	26
26. Модель расширяющейся короны	27	27
27. Модель расширяющейся короны	28	28
28. Модель расширяющейся короны	29	29
29. Модель расширяющейся короны	30	30
30. Модель расширяющейся короны	31	31
31. Модель расширяющейся короны	32	32
32. Модель расширяющейся короны	33	33
33. Модель расширяющейся короны	34	34
34. Модель расширяющейся короны	35	35
35. Модель расширяющейся короны	36	36
36. Модель расширяющейся короны	37	37
37. Модель расширяющейся короны	38	38
38. Модель расширяющейся короны	39	39
39. Модель расширяющейся короны	40	40
40. Модель расширяющейся короны	41	41
41. Модель расширяющейся короны	42	42
42. Модель расширяющейся короны	43	43
43. Модель расширяющейся короны	44	44
44. Модель расширяющейся короны	45	45
45. Модель расширяющейся короны	46	46
46. Модель расширяющейся короны	47	47
47. Модель расширяющейся короны	48	48
48. Модель расширяющейся короны	49	49
49. Модель расширяющейся короны	50	50
50. Модель расширяющейся короны	51	51
51. Модель расширяющейся короны	52	52
52. Модель расширяющейся короны	53	53
53. Модель расширяющейся короны	54	54
54. Модель расширяющейся короны	55	55
55. Модель расширяющейся короны	56	56
56. Модель расширяющейся короны	57	57
57. Модель расширяющейся короны	58	58
58. Модель расширяющейся короны	59	59
59. Модель расширяющейся короны	60	60
60. Модель расширяющейся короны	61	61
61. Модель расширяющейся короны	62	62
62. Модель расширяющейся короны	63	63
63. Модель расширяющейся короны	64	64
64. Модель расширяющейся короны	65	65
65. Модель расширяющейся короны	66	66
66. Модель расширяющейся короны	67	67
67. Модель расширяющейся короны	68	68
68. Модель расширяющейся короны	69	69
69. Модель расширяющейся короны	70	70
70. Модель расширяющейся короны	71	71
71. Модель расширяющейся короны	72	72
72. Модель расширяющейся короны	73	73
73. Модель расширяющейся короны	74	74
74. Модель расширяющейся короны	75	75
75. Модель расширяющейся короны	76	76
76. Модель расширяющейся короны	77	77
77. Модель расширяющейся короны	78	78
78. Модель расширяющейся короны	79	79
79. Модель расширяющейся короны	80	80
80. Модель расширяющейся короны	81	81
81. Модель расширяющейся короны	82	82
82. Модель расширяющейся короны	83	83
83. Модель расширяющейся короны	84	84
84. Модель расширяющейся короны	85	85
85. Модель расширяющейся короны	86	86
86. Модель расширяющейся короны	87	87
87. Модель расширяющейся короны	88	88
88. Модель расширяющейся короны	89	89
89. Модель расширяющейся короны	90	90
90. Модель расширяющейся короны	91	91
91. Модель расширяющейся короны	92	92
92. Модель расширяющейся короны	93	93
93. Модель расширяющейся короны	94	94
94. Модель расширяющейся короны	95	95
95. Модель расширяющейся короны	96	96
96. Модель расширяющейся короны	97	97
97. Модель расширяющейся короны	98	98
98. Модель расширяющейся короны	99	99
99. Модель расширяющейся короны	100	100

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей монографии излагается теория динамических процессов в межпланетном пространстве, опирающаяся на модель расширяющейся короны как источник движений межпланетного газа. В течение последних тридцати лет, и особенно за последнее десятилетие, появилось много различных идей и точек зрения относительно каждого из наблюдаемых явлений, связываемых с процессами в межпланетном пространстве. Наблюдения геомагнитной активности, полярных сияний, вариаций космических лучей, генерации солнечных частиц, нагревания ионосферы, поведения кометных хвостов и т. д., свидетельствуют о том, что газы и поля в межпланетной среде постоянно находятся в активном состоянии. Многие из этих идей внесли свой вклад в развитие наших нынешних представлений относительно общего характера процессов в межпланетной среде. Однако до сих пор не было определенной тенденции объединить различные точки зрения, если не считать общего представления о том, что причиной активного состояния межпланетной среды является корпускулярное излучение Солнца. Поэтому становится очевидным, что в связи с близкой перспективой систематических наблюдений плазмы, частиц и полей в межпланетном пространстве наступило время изложить в отдельном томе исчерпывающую самосогласованную динамическую теорию межпланетной среды. Такая теория будет служить по крайней мере отправной точкой для дальнейших дискуссий, споров и теоретических исследований, а также для интерпретации соответствующих наблюдательных данных.

Источником активности межпланетной среды является Солнце, поэтому рассмотрение следует начинать с

солнечной атмосферы. Гидродинамические уравнения дают единственное решение для солнечной атмосферы, на основе которого можно объяснить наблюдаемую активность межпланетной среды. Это решение соответствует расширению короны со сверхзвуковыми скоростями порядка нескольких сотен километров в секунду. Расширение распространяется на большие расстояния от Солнца, несмотря на сдерживающее влияние сильного гравитационного поля.

Таким образом, это решение принято за основу единой теории динамических процессов в межпланетном пространстве. О правильности такого выбора читатель может судить по выводам, полученным в монографии. Нам представляется, что в настоящее время предлагаемая теория, по крайней мере в первом приближении, удовлетворяет экспериментальным данным по измерению скорости и плотности солнечного ветра, а также данным о модуляции космических лучей и распространении солнечных частиц.

Следует ясно понимать, что современная теория, в общих чертах описанная в данной монографии, находится в зачаточном состоянии. Единственная цель этой книги — исследовать возможность объяснения активности межпланетной среды на основе представления о гидродинамическом расширении атмосферы Солнца. Мы будем удивлены, если будущие наблюдения не подтвердят существования многих малых эффектов, предполагаемых в настоящее время. Мы будем очень удивлены, если в процессе наблюдений не возникнет множества совершенно неожиданных осложнений. В гл. 11 и 14 предпринята попытка сделать некоторые умозрительные предположения в связи с определенными трудностями современной теории. Однако наиболее реального успеха в развитии теории можно достичь лишь при комплексном рассмотрении солнечной атмосферы и межпланетного пространства.

Эта монография была закончена в январе 1962 г. и, по существу, не содержит ссылок на литературу, опубликованную позднее конца 1961 г.

Е. Н. Паркер

Февраль 1963 г.

Глава I

ВВЕДЕНИЕ

1.1. Постановка проблемы

Интерес к динамическим процессам в межпланетном пространстве возникает в связи с более широкой проблемой солнечно-земных связей. В основе этой проблемы лежит признание того факта, что, кроме спокойного теплового излучения, которым определяется средняя эффективная температура каждого небесного тела, Солнце генерирует другие виды излучения менее постоянного характера, которые вызывают существенные геофизические явления. Ранние исследования солнечно-земных связей были посвящены двум главным геофизическим эффектам — полярным сияниям и геомагнитным бурям, для наблюдения которых не требовалось почти ничего, кроме невооруженного глаза и простых магнитометров. Позднее, когда большее разнообразие инструментов позволило расширить круг наблюдаемых явлений, было обнаружено, что ионосферные эффекты, модуляция интенсивности галактических космических лучей, вариации захваченных частиц в радиационных поясах, а также некоторые особенности земной погоды, очевидно, являются проявлениями солнечно-земных связей. Следовательно, эта теоретическая проблема охватывает большой класс задач и имеет далеко идущее значение для таких областей, как связь, долгосрочные прогнозы погоды, космические полеты и т. д.

В настоящее время имеются указания на то, что геофизические явления вызываются ультрафиолетовым, рентгеновским и корпускулярным излучениями Солнца. При этом все перечисленные виды излучений имеют тенденцию усиливаться в периоды повышенной солнечной активности, особенно во время интенсивных солнечных вспышек. Ультрафиолетовое и рентгеновское

излучения распространяются от Солнца по лучу зрения и, по-видимому, воздействуют лишь на ионосферу и верхние слои атмосферы Земли. Корпускулярное излучение состоит главным образом из электронов и протонов, поэтому оно влияет на межпланетные магнитные поля и испытывает сильное влияние с их стороны. Именно это излучение, ответственное за динамические процессы в межпланетном пространстве, служит предметом исследования в данной монографии.

Корпускулярное излучение Солнца можно разделить на два больших динамических класса в зависимости от энергии отдельных частиц. Во время хромосферной вспышки часто испускаются высокоэнергичные протоны¹⁾, которые обычно называются *солнечными космическими лучами* из-за их большого сходства с истинными космическими лучами галактического происхождения²⁾. Солнечные космические лучи могут иметь энергию свыше 10^7 эв/нуклон. По-видимому, их энергетичес-

¹⁾ Ядра гелия также испускаются в количестве, близком к ожидаемому на основе известного относительного содержания гелия на Солнце. Для наших целей и для простоты достаточно рассматривать только протоны.

²⁾ Для понимания механизма ускорения солнечных космических лучей и их распространения в межпланетном пространстве очень важно знание ядерного состава. В частности, тот факт, что в солнечных космических лучах не обнаружены ядра Li, Be и B, которые в сравнительно большом количестве имеются в галактических космических лучах, указывает на то, что солнечные космические лучи с момента их генерации и за все время распространения проходят ничтожное количество вещества. Из этого следует, что их образование и ускорение должны происходить в области короны или самой верхней части хромосферы. Очень важным является также факт стабильности от вспышки к вспышке относительного содержания ядер с $Z \geq 2$, хорошо согласующегося с относительным содержанием соответствующих элементов в солнечной атмосфере. Этот факт также указывает на то, что генерация солнечных космических лучей происходит в верхних слоях солнечной атмосферы с достаточно малой плотностью. В то же время наблюдениями установлено, что относительное содержание протонов и тяжелых ядер очень резко (почти в пределах двух порядков) меняется от одного случая к другому, что отражает особенности распространения в межпланетном пространстве солнечных космических лучей. Обзор экспериментальных данных и вопросы интерпретации отмеченных свойств солнечных космических лучей читатель может найти в [40*, гл. VIII и X], а последние результаты — в [41*, 42*]. — Прим. ред.

кий спектр является быстро падающим с ростом энергии. Большие потоки частиц с энергиями 10^8 — 10^9 эв/нуклон являются обычным явлением, а в отдельных случаях энергия частиц может достигать $2 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон. Солнечные космические лучи недолго существуют в солнечной системе. Их характерное время жизни порядка нескольких часов, поэтому их появление в каждом отдельном случае, вообще говоря, представляет собой изолированное событие¹⁾. Полная плотность энергии солнечных космических лучей на орбите Земли спустя около часа после очень большой хромосферной вспышки может достигать $\sqrt{10^{-9}}$ эрг/см³ (приблизительно в 10^3 — 10^4 раз больше плотности энергии галактических космических лучей). С динамической точки зрения солнечные космические лучи следует рассматривать в значительной степени как отдельные, независимо движущиеся частицы (возможно, они генерируются в некоторых электромагнитных процессах ускорения, таких, как механизм Ферми). Но при громадных масштабах межпланетного пространства солнечные космические лучи в межпланетном пространстве можно рассматривать как жидкость или газ, связанный межпланетными магнитными полями подобно газу галактических космических лучей в межзвездной среде [29]²⁾. Помимо спорадической компоненты космических лучей, в корпускулярное излучение Солнца

¹⁾ Это замечание справедливо лишь для относительно низкой солнечной активности, когда хромосферные вспышки редко следуют друг за другом. В условиях высокой солнечной активности могут наблюдаться случаи наложения эффектов вспышек [43*]. В частности, по-видимому, с этим обстоятельством связано появление дополнительного максимума в период относительно высокой солнечной активности в низкоэнергичной части спектра космических лучей, регистрируемых на Земле [44*]. — Прим. ред.

²⁾ Такое независимое рассмотрение, по-видимому, не всегда справедливо. Дело в том, что наблюдались случаи, когда плотность энергии солнечных космических лучей была сравнима или даже превышала плотность кинетической энергии движения плазмы и плотность энергии магнитных полей в межпланетном пространстве. В этих случаях необходимо учитывать коллективное обратное воздействие солнечных космических лучей на магнитные поля, приводящее к существенному изменению как условий распространения солнечных космических лучей, так и к изменению структуры магнитных полей и движения плазмы в области солнечной короны и в межпланетном пространстве [40*]. — Прим. ред.

входит также непрерывное испускание протонов (с равным количеством электронов для поддержания зарядовой нейтральности потока в целом) в области энергий порядка *кэв*. Это излучение обычно называют просто *солнечной корпускулярной радиацией*. Такое название неудачно, так как это излучение представляет собой жидкость всюду, кроме самых малых областей, и обусловлено гидродинамическим расширением солнечной короны. Мы предпочитаем термин *солнечный ветер* [30] как более наглядный. Скорость спокойного солнечного ветра составляет ~ 300 км/сек (это соответствует энергии ~ 400 эв/протон), а концентрация на орбите Земли — $10\text{--}20$ см⁻³. Это соответствует потоку частиц $\sim 5 \cdot 10^8$ протон/см³·сек при плотности энергии около 10^{-8} эрг/см³. Скорость солнечного ветра после больших хромосферных вспышек может в отдельные короткие периоды достигать ~ 2000 км/сек, что вместе с повышением концентрации частиц приводит к увеличению плотности энергии в несколько десятков или тысяч раз по сравнению со спокойным солнечным ветром.

Легко видеть, что плотность энергии солнечных космических лучей даже в момент максимума вспышки $\sim 10^{-9}$ эрг/см³ значительно ниже плотности энергии спокойного солнечного ветра $\sim 10^{-8}$ эрг/см³. Поэтому в первом грубом приближении можно считать, что именно солнечный ветер регулирует динамические процессы в межпланетном пространстве, вытягивая в пространство и искажая общее магнитное поле Солнца напряженностью ~ 1 гс. Солнечные космические лучи канализируются магнитными полями солнечного ветра, однако сами они, очевидно, играют относительно слабую роль в формировании межпланетного поля¹⁾. Таким обра-

¹⁾ Этот вывод не столь уже очевиден. Последние измерения на космических ракетах показывают, что плотность энергии солнечного ветра скорее всего на порядок меньше приведенной здесь цифры, а это уже сравнимо с плотностью энергии солнечных космических лучей. Кроме того, как отмечалось в нашем примечании на стр. 17, наблюдались случаи, когда плотность энергии солнечных космических лучей достигала очень высоких значений (например, во время вспышки 16 июля 1959 г. только в интервале энергий $100\text{--}400$ Мэв плотность энергии солнечных космических лучей достигала значения $2 \cdot 10^{-9}$ эрг/см³ [40*]). — Прим. ред.

зом, возникает проблема образования солнечного ветра при гидродинамических процессах в солнечной короне. Корональные газы полностью ионизованы и обладают высокой проводимостью, поэтому если их движение известно, то конфигурацию магнитного поля можно вычислить, используя уравнения магнитной гидродинамики.

Если конфигурация поля известна, то можно рассчитать движение солнечных космических лучей. Этот простой подход становится возможным благодаря тому, что гидродинамические уравнения для стационарного потока можно интегрировать вдоль каждой линии тока независимо от кривизны линии. Поэтому, даже если давление магнитного поля отлично от нуля, можно рассмотреть гидродинамическое приближение и установить главные причины расширения короны, прежде чем подробно рассматривать магнитное поле. Именно на этой основе в первых двенадцати главах настоящей монографии развивается элементарная теория динамических процессов в межпланетном пространстве. Эта теория служит для иллюстрации основных закономерностей и общих особенностей межпланетных полей и плазмы. Не следует ожидать, что элементарная теория должна дать подробное описание условий в межпланетной среде. Существующие там условия нелинейны и являются слишком сложными, чтобы их можно было предвидеть. Эта теория скорее органичивается общим динамическим фоном в межпланетном пространстве. Изменения от часа к часу в реальном поведении межпланетной среды на этом фоне, возможно, будут рассмотрены и обсуждены позже. Создание детальной картины межпланетного пространства приходится отложить до получения исчерпывающих экспериментальных данных.

1.2. Исторический очерк

История развития представлений о природе солнечной радиации, определяющей солнечно-земные связи, представляет интерес. По-видимому, первым серьезным исследованием в этой области была работа Штёрмера, появившаяся в самом начале нашего века. В этой

работе он предположил, что полярные сияния вызываются заряженными частицами, которые испускаются точечным источником на Солнце и испытывают отклоняющее действие дипольного магнитного поля Земли. Для подтверждения своих предположений Штёрмер вычислил траектории отдельных заряженных частиц в поле диполя. Его схема в целом была очень привлекательна благодаря тому, что многие весьма необычные формы полярных сияний типа драпри или подковообразного драпри довольно естественным образом вытекают из нее [37]. Возражением против такой модели служит тот факт, что электроны и протоны, вызывающие полярные сияния, часто имеют достаточно высокую энергию (до $\sim 10^8$ эв), при которой они могли бы проникать на высоту вплоть до 30 км, тогда как полярные сияния редко простираются на высоты ниже 100 км. Кроме того, согласно схеме Штёрмера, необходимо было предполагать также, что испускаемые Солнцем частицы являются в высшей степени моноэнергичными. Это предположение представляется весьма сомнительным, особенно в свете наших современных представлений о широком энергетическом спектре входящих заряженных частиц. В настоящее время наибольшую ценность в работах Штёрмера представляют его расчеты траекторий заряженных частиц в поле диполя, которые имеют фундаментальное значение для исследования космических лучей.

Общепринятое в настоящее время представление о том, что полярные сияния и геомагнитные бури вызываются потоком плазмы от Солнца, было впервые выдвинуто в 1927 г. Чепменом. Чепмен и Ферраро [7—10] намеревались показать при помощи рассмотрения ряда идеализированных теоретических моделей, что облако ионизованного газа, испущенное Солнцем во время вспышки, будет вызывать многие наблюдаемые эффекты при прохождении мимо Земли спустя один-два дня после вспышки. Им удалось показать, что давлением такого газового потока на геомагнитное поле можно объяснить внезапное начало и начальную фазу геомагнитной бури. Они пытались также объяснить на этой основе главную фазу бури и фазу восстановления. Точка зрения Чепмена и Ферраро стала почти общепринятой. По суще-

ству, все современные представления в этой области основаны на их идеях, впервые выдвинутых 30 лет назад.

С момента опубликования работы Чепмена и Ферраро появилось большое количество новых представлений. При этом каждая предлагаемая идея представляла собой попытку объяснить какой-нибудь факт из непрерывно накапливающихся экспериментальных данных. Мы ограничимся рассмотрением тех идей, которые имеют отношение к динамическим процессам в межпланетном пространстве. В связи с этим перейдем от геомагнитных бурь к соответствующим вариациям космических лучей, наблюдаемым на Земле. Интенсивность галактических космических лучей на границе земной атмосферы составляет $\sim 0,3$ протон/см²·сек·стер. Средняя энергия частиц, по-видимому, равна ~ 2 Бэв, что приводит к общей плотности энергии $\sim 0,5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³.

Вследствие своей незначительной интенсивности галактические космические лучи не оказывают заметного воздействия на динамические процессы в межпланетном пространстве. В противоположность этому, межпланетные поля оказывают сильное влияние на движение галактических космических лучей¹⁾, которые вынуждены приходить к Земле из межзвездной среды, двигаясь вдоль силовых линий. Следовательно, измерение интенсивности галактических космических лучей может дать ряд указаний об изменении конфигурации электромагнитных полей в межпланетном пространстве. Именно при исследовании вариаций космических лучей возникло большинство современных представлений о динамических процессах в межпланетном пространстве²⁾.

Наблюдаемые вариации интенсивности космических лучей на Земле описываются довольно подробно в гл. 2. Вообще говоря, легко заметить, как это впервые отметил Форбуш [15, 16, 18], что интенсивность космических лучей в годы максимума солнечной активности постоянно находится на более низком уровне, чем в период

1) Ларморовский радиус для протона с энергией 2 Бэв в межпланетном поле с напряженностью 10^{-5} гс равен $\sim 10^{12}$ см, т. е. около 0,07 а. е.

2) Разумеется, за исключением случаев вспышек солнечных космических лучей, впервые обнаруженных Форбушем [17, 19, 20].

минимума¹⁾, и что интенсивность космических лучей может внезапно резко падать во время геомагнитной бури, т. е. после интенсивной солнечной вспышки²⁾). Как известно, во время вспышки — высшего проявления солнечной активности — генерируются космические лучи. С другой стороны, нет никаких доказательств того, что спокойное Солнце вообще может генерировать какие-либо высокоэнергичные частицы. По этой причине представляется неправдоподобным предположение о том, что такая обратная корреляция между интенсивностью космических лучей и солнечной активностью объясняется усиленной генерацией космических лучей на Солнце в периоды низкой солнечной активности. Более правдоподобное объяснение указанной обратной корреляции, по видимому, заключается в том, что деятельность Солнца создает неблагоприятные условия для прихода к Земле потока галактических космических лучей, который в противном случае оставался бы постоянным.

Хорошо известно, что высота земной атмосферы и ее толщина (в $г/см^2$) оказывают большое влияние на скорость счета детектора космических лучей на уровне моря. Первые детекторы космических лучей регистрировали преимущественно мезоны, распадающиеся в процессе движения. Поэтому увеличение высоты атмосферы при возрастании ее температуры вызывает уменьшение скорости счета детектора на уровне моря³⁾. Таким об-

¹⁾ Здесь автор ссылается на работу Симпсона 1959 г., которой не оказалось в списке литературы. Возможно, что имелась в виду работа Симпсона 1954 г. [35]. Однако наиболее четко вопрос о воздействии динамических процессов в межпланетном пространстве на космические лучи был поставлен впервые в монографии Альвега [3]. — *Прим. ред.*

²⁾ Одними из первых детально исследовали связь вариаций космических лучей с изменениями солнечной и магнитной активности Е. Рока [45*] и Е. С. Глокова [46*] (см. подробнее в [1]). — *Прим. ред.*

³⁾ Здесь указано только одно из проявлений космических лучей, связанных с изменениями земной атмосферы. Детальное рассмотрение метеорологических эффектов космических лучей можно найти в [1, гл. V], где, в частности, показано, что эти эффекты не могут быть ответственны за подавляющую часть наблюдаемых изменений интенсивности космических лучей, коррелированных во времени с изменениями солнечной активности. — *Прим. ред.*

разом, антикорреляцию между интенсивностью космических лучей на уровне моря и солнечной активностью можно легко объяснить, если учесть нагревание верхних слоев атмосферы под действием усиленного рентгеновского и ультрафиолетового излучения Солнца. Такое объяснение было довольно неубедительным в связи с планетарным (в ночное и дневное время) характером понижения интенсивности космических лучей, но тем не менее оно серьезно обсуждалось некоторое время. Окончательный удар этой точке зрения нанесло открытие подобного эффекта понижения в нуклонной компоненте космических лучей, интенсивность которой на уровне наблюдения определяется не высотой, а массой воздушного столба над детектором. Массу воздуха можно определить непосредственно по показаниям барометра, а затем легко ввести соответствующую поправку на давление в данные по нуклонной компоненте космических лучей [33, 34, 36]. Было обнаружено также, что амплитуда понижения обычно возрастает при увеличении высоты уровня наблюдения.

Форбуш предположил [15, 16], что спад интенсивности космических лучей, довольно часто сопровождающий геомагнитную бурю, объясняется деформацией геомагнитного поля в период бури¹⁾. Деформация поля, по-

¹⁾ Согласно гипотезе Чепмена [47*], изменение интенсивности космических лучей во время магнитной бури связано с усилением магнитного момента диполя Земли из-за усиления силы тока в экваториальном токовом кольце, ответственном за главную фазу магнитной бури. Согласно [47*], это усиление момента должно приводить к увеличению жесткости геомагнитного обрезания, что в свою очередь обеспечивает наблюдаемое уменьшение интенсивности космических лучей. Однако последующие более точные расчеты [48*—51*, 38] с учетом влияния на траектории частиц космических лучей геомагнитного поля во всем объеме его изменения показали, что гораздо большее значение имеет увеличение напряженности магнитного поля внутри токового кольца, так что в целом жесткость обрезания должна не увеличиваться, а уменьшаться. Это должно приводить к увеличению интенсивности космических лучей, амплитуда которого должна определенным образом зависеть от геомагнитной широты [52*, 53*]. Эффект непосредственного влияния изменений геомагнитного поля на космические лучи довольно трудно исследовать экспериментально, так как он обычно наблюдается на фоне большого понижения интенсивности, обусловленного динамическими процессами в межпланетном пространстве (см. ниже). Это

видимому, требует увеличения энергии частиц, необходимой для преодоления сопротивления поля и прихода в определенную точку земной поверхности. Амплитуда спада интенсивности космических лучей во многих случаях слабо зависит от мощности бури. Поэтому для согласия с наблюдениями необходимо предполагать, что токовое кольцо в различных случаях расположено на различных расстояниях от Земли — от ионосферы до расстояния многих земных радиусов [38]. Наконец, исследование широтной зависимости понижений интенсивности космических лучей [21, 11, 35] убедительно показало, что изменения геомагнитного поля не могут объяснить эти понижения. Одновременно была отвергнута [35] идея о том, что причиной понижения является отталкивание первичных частиц положительным электростатическим зарядом Земли с потенциалом $\sim 10^9$ в [25]. В самом деле, предположение о сильном геоэлектрическом поле игнорирует тот факт, что даже самые разреженные газы межпланетной среды являются хорошими проводниками.

Валларта предположил [39], что наблюдаемые во время бурь вариации интенсивности космических лучей, возможно, объясняются изменениями дипольного момента Солнца. (Необходимо вспомнить, что в то время межпланетное пространство считали абсолютным непроводящим вакуумом, а Солнцу приписывалось общее магнитное поле с напряженностью ~ 50 гс в полярных областях.) Последующее исследование этого вопроса [17, 21, 35] показало непригодность такой гипотезы для объяснения понижений интенсивности космических лучей во время геомагнитных бурь и для объяснения 27-дневных вариаций.

Некоторое время рассматривалось предположение о том, что статическое дипольное поле Солнца, возможно, удаляет частицы из солнечной системы по аналогии с геомагнитным полем, создающим широтный эффект на поверхности Земли. Это предположение было

удалось сделать, лишь используя данные мировой сети станций космических лучей [51*, 53*—55*]. Изучение эффекта возрастания показало, что магнитосфера Земли выдувается солнечным ветром в направлении от Солнца [53*]. — *Прим. ред.*

выдвинуто для объяснения предполагаемого низкоэнергичного обрезания и 11-летних вариаций интенсивности космических лучей в течение солнечного цикла. Теоретическая ошибочность этой гипотезы заключается в том, что частицы будут удаляться из солнечной системы только при наличии идеального дипольного поля. Малейшие нерегулярные флуктуации позволят частицам проникнуть внутрь поля, поэтому в конечном счете может установиться равновесие между плотностью космических лучей внутри поля и вне его [26]. Подобное возражение можно выдвинуть также против гипотезы [13, 6] о существовании в межзвездном поле полости с особыми свойствами, которая образуется давлением «солнечной корпускулярной радиации».

Таким образом, мы приходим к представлениям, согласно которым наблюдаемые вариации космических лучей объясняются действием магнитных полей, «выталакиваемых» из Солнца солнечной корпускулярной радиацией. По-видимому, самой ранней попыткой в этом направлении была работа Альвена [2, 3], который предположил, что космические лучи замедляются в индуцированном электрическом поле $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{V}/c$ солнечной плазмы, в которую встроено магнитное поле \mathbf{V} , перпендикулярное направлению движения \mathbf{v} . При скорости $\sim 10^3$ км/сек и поперечном магнитном поле $\sim 10^{-4}$ гс возникает индуцированное электрическое поле $\sim 10^{-4}$ в/см в фиксированной системе отсчета. Разность потенциалов в этом случае составляет $\sim 10^9$ в на одну астрономическую единицу. Альвен считает, что такое поле должно заметно замедлять протоны космических лучей с энергиями 10^9 — 10^{10} эв при их движении против электрического поля. В гипотезе Альвена имеется фундаментальная теоретическая ошибка. Это можно легко показать, замечая, что поле $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{V}/c$ появляется в результате отсутствия электрического поля \mathbf{E} в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой ($\mathbf{E}' = (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{V}/c) (1 - v^2/c^2)^{1/2}$). Таким образом, в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой, изменения энергии частиц не происходит. Из принципа ковариантности следует, что в любой другой инерциальной системе также не происходит изменения энергии частиц. Единственно

возможным эффектом является незначительное ускорение частиц механизмом Ферми [14, 28, 29] при их отражении от движущейся плазмы, однако этим эффектом в данном случае можно пренебречь. В корректных расчетах для фиксированной системы отсчета необходимо прежде всего учитывать тот факт, что электрическое поле \mathbf{E} возникает в результате обычного электрического дрейфа $\mathbf{u} = c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$. При $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$ и $\mathbf{B} \perp \mathbf{v}$ мы получаем $\mathbf{u} = \mathbf{v}$, т. е. частицы космических лучей дрейфуют вместе с потоком, подобно всем другим частицам в плазме. В этом случае общая лоренцева сила, действующая на частицу космических лучей, равна не $e\mathbf{E}$, как предполагал Альвен, а $e(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c)$, что соответствует нулю в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой. При отсутствии лоренцевой силы не может происходить накопления или потери энергии, каким бы ни был дрейф частиц космических лучей [4, 5] в неоднородном магнитном поле \mathbf{B} .

Установление того факта, что космические лучи переносятся вместе с потоками намагниченной плазмы, позволяет рассматривать целый ряд процессов, которые могут вызвать понижение интенсивности галактических космических лучей на Земле. Общее движение от Солнца наружу плазмы, или солнечного корпускулярного излучения, стремится «вытолкнуть» космические лучи из солнечной системы обратно в межзвездное пространство, откуда они пришли. В то же время расширяющиеся магнитные поля, переносимые потоком плазмы, адиабатически охлаждают или замедляют частицы космических лучей (так называемый обратный бетатронный эффект), что в дальнейшем вносит свой вклад в понижение скорости счета детектора для любого заданного энергетического порога регистрации частиц. По этой причине должна наблюдаться обратная корреляция между интенсивностью галактических космических лучей и мощностью солнечного корпускулярного излучения, т. е. солнечной активностью. Именно это наблюдается в действительности. Простые оценки порядка величины показывают, что ожидаемые амплитуды понижения могут быть вполне достаточными для объяснения наблюдаемого эффекта во время геомагнитной бури и общего понижения интенсивности космических лучей в годы повышен-

ной солнечной активности в 11-летнем цикле. Именно на этом факте основаны все современные представления по этому вопросу. В настоящее время задача сводится к изучению реальных движений плазмы и переносимых ею полей.

Моррисон предположил [24], что солнечное корпускулярное излучение испускается Солнцем в виде отдельных огромных облаков плазмы, содержащих неупорядоченные или запутанные магнитные поля. Отдельное облако быстро расширяется при движении от Солнца, поэтому плотность космических лучей вне облака больше, чем внутри, куда частицы проникают лишь путем диффузии на неоднородностях магнитного поля. В другой модификации [26] того же общего механизма предполагается, что облака имеют гораздо меньшие размеры, однако число их велико. Наиболее очевидное возражение против таких представлений сводится к тому, что для объяснения некоторых наиболее резких понижений интенсивности космических лучей в этой модели требуются невероятно сильные поля ($\sim 0,5 \cdot 10^{-2}$ гс) и большие скорости ($\sim 10^4$ км/сек) [26]. Кроме того, исследование динамических свойств облака плазмы, содержащего запутанное магнитное поле [27], не дает ясного ответа на вопрос, каким образом на Солнце могли бы генерироваться облака плазмы, обладающие всеми необходимыми свойствами (например, запутанным внутренним полем). В настоящее время представляется более вероятным, что вместо отдельных магнитных облаков мы скорее имеем дело с узлами и неоднородностями на фоне межпланетного поля большого масштаба [31, 32]. Узлы и неоднородности поля, существование которых вытекает из простых динамических соображений, оказываются более эффективными для рассеяния космических лучей. Поэтому наблюдаемые внезапные понижения интенсивности космических лучей автоматически объясняются влиянием ожидаемых межпланетных полей ($\sim 10^{-4}$ гс). Этот вопрос будет рассматриваться несколько позже.

Замедление космических лучей (обратный бетатронный эффект) при расширении движущихся неоднородностей рассматривалось многими исследователями

в нескольких различных моделях. Зингер и Вентворс¹⁾ провели недавно расчеты понижения интенсивности для одной специфической модели межпланетных полей с учетом замедления космических лучей. Замедление частиц, которое зависит лишь от скорости расширения плазмы и полей, очевидно, должно давать вклад в понижение интенсивности космических лучей в любой модели распространения солнечного корпускулярного излучения. Этот вопрос будет обсуждаться несколько позже.

Коккони и др. [12, 22] предложили недавно модифицированный вариант модели Моррисона, в котором замкнутые петли магнитного поля, наблюдаемые обычно в короне над активными областями, вытягиваются в межпланетное пространство под давлением усиленного корпускулярного излучения, образуя *магнитный язык*, внутри которого интенсивность космических лучей понижается и т. п. Предполагается, что такая модель может объяснить ряд специфических экспериментальных данных относительно вариаций космических лучей. Однако позже будет показано, что эта модель сталкивается с определенными трудностями при учете динамических эффектов.

Модуляция интенсивности космических лучей магнитными полями солнечных корпускулярных потоков рассматривалась также Дорманом [1].

В результате всех этих исследований возникло множество различных гипотез о процессах в межпланетном пространстве, непосредственно применимых и в настоящее время. Мы кратко перечисляем эти работы, чтобы показать всю сложность проблемы интерпретации экспериментальных данных, а также отметить многочисленные предположения о динамических процессах в межпланетном пространстве, появившихся со времени опубликования работ Чепмена и Ферраро. В настоящее время возникла новая возможность прогресса в области теории благодаря современным данным о температуре и плотности солнечной короны, прямым измерениям потока солнечного корпускулярного излучения, а также

¹⁾ В оригинале в списке литературы этой работы нет. Скорее всего, Е. Паркер имел в виду работу [56*]. — *Прим. ред.*

благодаря установлению того факта, что общее магнитное поле Солнца имеет напряженность всего 1 гс вместо 50 гс, как утверждали Хэл и др. [23] на основании ранних наблюдений. Обобщение основных экспериментальных фактов, проведенное в гл. 2, указывает на определенные требования, которым должна удовлетворять элементарная дедуктивная теория межпланетной среды. Это позволяет в конечном счете критически оценить полученные теоретические результаты.

ЛИТЕРАТУРА¹⁾

1. Дорман Л. И., *Вариации космических лучей*, М., Гостехиздат, 1957.
2. Alfvén H., *Phys. Rev.*, **75**, 1732 (1949).
3. Alfvén H., *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford, 1950. (Русский перевод: Х. Альфвен, *Космическая электродинамика*, М., ИЛ, 1952).
4. Alfvén H., *Tellus*, **6**, 232 (1954).
5. Alfvén H., *Phys. Rev.*, **94**, 1082 (1954).
6. Beiser A., *J. Geophys. Res.*, **63**, 1 (1958).
7. Chapman S., Ferraro V. C. A., *Terrest. Magn. and Atmosph. Elec.*, **36**, 77, 171 (1931).
8. Chapman S., Ferraro V. C. A., *Terrest. Magn. and Atmosph. Elec.*, **37**, 147, 421 (1932).
9. Chapman S., Ferraro V. C. A., *Terrest. Magn. and Atmosph. Elec.*, **38**, 79 (1933).
10. Chapman S., Ferraro V. C. A., *Terrest. Magn. and Atmosph. Elec.*, **45**, 245 (1940).
11. Chasson R. L., *Phys. Rev.*, **96**, 116 (1954).
12. Cocconi G., Gold T., Greisen K., Hayakawa S., Morrison P., *Nuovo Cimento, Suppl.*, **8**, № 2, 161 (1958).
13. Davis L., *Phys. Rev.*, **100**, 1440 (1955).
14. Fermi E., *Phys. Rev.*, **75**, 1169 (1949).
15. Forbush S. E., *Phys. Rev.*, **54**, 975 (1938).
16. Forbush S. E., *Terrest. Magn.*, **43**, 203 (1938).
17. Forbush S. E., *Phys. Rev.*, **70**, 771 (1946).
18. Forbush S. E., *J. Geophys. Res.*, **59**, 525 (1954).
19. Forbush S. E., Lange I., *Terrest. Magn.*, **47**, 331 (1942).
20. Forbush S. E., Stinchcomb T. B., Scheim M., *Phys. Rev.*, **79**, 501 (1950).
21. Firor J. W., *Phys. Rev.*, **94**, 1017 (1954).
22. Gold T., *Astrophys. J., Suppl.*, **4**, 406 (1960).
23. Hale G. E., Ellermen F., Nicholson S. B., Loy A. H., *Astrophys. J.*, **49**, 153 (1919).

¹⁾ Литература, отмеченная звездочкой, добавлена редактором перевода. — *Прим. ред.*

24. Morrison P., Phys. Rev., **101**, 1397 (1956).
25. Nagashima K., J. Geomagn. and Geoelec., **5**, 141 (1953).
26. Parker E. N., Phys. Rev., **103**, 1518 (1956).
27. Parker E. N., Astrophys. J., Suppl., **3**, 51 (1957).
28. Parker E. N., Phys. Rev., **107**, 830 (1957).
29. Parker E. N., Phys. Rev., **109**, 1328 (1958).
30. Parker E. N., Astrophys. J., **128**, 664 (1958).
31. Parker E. N., Phys. Rev., **110**, 1445 (1958).
32. Parker E. N., Astrophys. J., **133**, 1014 (1961).
33. Simpson J. A., Phys. Rev., **81**, 895 (1951).
34. Simpson J. A., Phys. Rev., **83**, 1175 (1951).
35. Simpson J. A., Phys. Rev., **94**, 426 (1954).
36. Simpson J. A., Fonger W., Treiman S. B., Phys. Rev., **90**, 934 (1953).
37. Störmer C., The Polar Aurora. Clarendon Press, Oxford, 1955.
38. Treiman S. B., Phys. Rev., **89**, 130 (1953).
39. Vallarta M. S., Nature, **139**, 839 (1937).
- 40*. Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Изд-во АН СССР, 1963.
- 41*. Biswas S., The composition of solar particle radiation (доклад на Международной конференции по космическим лучам, Индия, декабрь 1963).
- 42*. McCracken K. G., Solar cosmic ray propagation characteristics (доклад на Международной конференции по космическим лучам, Индия, декабрь 1963).
- 43*. Владимирский Б. М., Изв. Крымской астрофиз. обсерв., **30** (1963).
- 44*. Meyer P., Vogt R., Phys. Rev., **129**, № 5, 2275 (1963).
- 45*. Roka E. G., Zs. Naturforsch., **5A**, 517 (1950).
- 46*. Глокова Е. С., Труды НИЗМИР, **8** (18), Изд-во АН СССР, 1952.
- 47*. Chapman S., Nature, **140**, № 3540, 423 (1937).
- 48*. Johnson T. H., Rev. Mod. Phys., **10**, № 4, 193 (1938).
- 49*. Hayakawa S., Nagata T., Nishimura J., Sugiyama M., J. Geophys. Res., **55**, № 2, 221 (1950).
- 50*. Rothwell R., J. Geophys. Res., **64** № 11, 2026 (1959).
- 51*. Obayashi T., Rep. Ionosphere a. Space Res. (Japan), **13**, № 3, 201 (1959).
- 52*. Кондо И., Нагашима К., Иошида С., Вада М., Труды Международной конференции по космическим лучам, т. IV, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 210.
- 53*. Дорман Л. И., Блох Я. Л., Каминер Н. С., Космические лучи, № 4, 5 (1961).
- 54*. Дорман Л. И., Иноземцева О. И., Геомагнетизм и аэронавигация, **2**, № 3, 453 (1962).
- 55*. Kondo I., J. Phys. Soc. Japan, **17**, № A-II, 402 (1962).
- 56*. Singer S. F., Laster H., Lenchek A. M., J. Phys. Soc. Japan, **17**, № A-II, 583 (1962).

ДАнные НАБЛЮДЕНИИ

В последние годы накопилось значительное количество экспериментальных данных о газах, полях и частицах в солнечной короне и межпланетном пространстве. В настоящей главе мы не пытаемся дать исчерпывающий обзор всех известных фактов, представляющих интерес. Мы намерены изложить лишь основные экспериментальные данные о расширении короны и динамических процессах в межпланетном пространстве. Поэтому мы непосредственно не рассматриваем, например, излучение фотосферы Солнца. Это излучение существенно для межпланетной среды в целом, однако в динамических процессах в межпланетном пространстве оно играет, по-видимому, незначительную роль. То же самое следует сказать о рентгеновском излучении Солнца, об испускании высокоэнергичных протонов и т. д. С другой стороны, изучение различных видов солнечной радиации, взаимодействующей с частицами и полями межпланетной среды, может дать ценную косвенную информацию о динамике межпланетного пространства. Экспериментальные данные, излагаемые в настоящей главе, были отобраны в соответствии с их относительным значением для динамики полей и газов в межпланетном пространстве. Естественно, при таком ограниченном отборе не учитываются некоторые эффекты, которые в недалеком будущем могут оказаться важными. Такова диалектика развития науки. По этой причине мы рекомендуем читателю обратиться к более обстоятельным обзорам, например к работе Джонсона [62].

2.1. Измерения солнечного ветра

Широко известны косвенные указания на существование непрерывного солнечного ветра, которые можно получить почти из любого вида таких наблюдений, как

длительные полярные сияния в спокойные дни [101] и полярные магнитные возмущения [36], постоянная деформация внешнего геомагнитного поля в спокойные дни [99], частые случаи появления в окрестности Земли солнечных космических лучей от вспышек на видимой стороне Солнца и их отсутствие от вспышек на противоположной стороне, неравномерное распределение по радиусу электронной плотности в короне [61] и т. д.

Мы ограничимся анализом экспериментальных данных, которые имеют решающее значение для развития теории. Прямые измерения скорости и плотности солнечного ветра удалось осуществить лишь сравнительно недавно.

2.1.1. СПОКОЙНОЕ СОЛНЦЕ

Явное признание существования динамических процессов в межпланетном пространстве содержалось уже в предположении Чепмена о том, что геомагнитную бурю вызывает замкнутое облако частиц, которое испускается Солнцем во время вспышки со скоростью порядка 1000 км/сек. Чепмен и Ферраро [37—40] тщательно исследовали различные модели взаимодействия корпускулярных облаков с геомагнитным полем.

Совсем недавно Бирман [16—19] доказал, что испускание солнечных частиц не ограничивается только извержениями во время интенсивных хромосферных вспышек, а происходит непрерывно. Испускание Солнцем частиц — солнечного корпускулярного излучения — происходит гораздо интенсивнее в периоды высокой активности и остается на более низком уровне в спокойные периоды. Утверждение Бирмана опирается на экспериментальный факт [111], состоящий в том, что молекулярные ионы в ярких кометных хвостах I рода испытывают ускорение, направленное от Солнца, независимо от наклона орбиты кометы. Это ускорение в 20—1000 раз превышает ускорение в поле тяжести Солнца, возрастая в указанных пределах при повышении солнечной активности. Такое огромное ускорение в кометных хвостах I рода (при движении кометы как к Солнцу, так и от Солнца) можно объяснить только влиянием какого-то общего потока частиц от Солнца. Бирман указал, что

ионизацию и возбуждение молекулярных ионов в кометных хвостах также можно объяснить только влиянием какого-то потока частиц. По-видимому, эти эффекты объясняются тем же солнечным корпускулярным излучением, которое вызывает ускорение кометных хвостов.

Качественное доказательство Бирманом существования непрерывного солнечного корпускулярного излучения важно в том отношении, что это излучение рассматривается как довольно простая динамическая характеристика деятельности Солнца, т. е. оно обусловлено не какими-то таинственными электромагнитными явлениями в области хромосферной вспышки, а определяется простыми и общими динамическими процессами. В наблюдениях Бирмана четко разграничиваются солнечное корпускулярное излучение и спорадические вспышки солнечных космических лучей.

В дополнение к качественным соображениям относительно постоянного характера солнечного корпускулярного излучения Бирман попытался оценить поток этого излучения в спокойный день. Согласно его оценке, для объяснения наблюдаемой ионизации и возбуждения путем зарядового обмена в кометных хвостах необходим поток около 10^{10} протон/см²·сек. В то же время наблюдения зодиакального света показали, что степень его поляризации соответствует рассеянию солнечного света электронами с плотностью порядка 500 см⁻³ на орбите Земли [15, 47, 106]. Отсюда была получена величина скорости солнечного корпускулярного излучения порядка нескольких сотен километров в секунду.

Эти оценки важны для характеристики динамики солнечного корпускулярного излучения. Даже при плотности тепловых ионов ~ 1 см⁻³ на орбите Земли средний свободный пробег, по-видимому, меньше расстояния от Земли до Солнца¹⁾. В действительности, средний свободный пробег мал по сравнению с характерными

¹⁾ Как будет показано в следующей главе, средний свободный пробег уменьшается в любом адиабатическом ионизованном газе, если его плотность приближается к нулю. Это объясняется тем, что при охлаждении, связанном с понижением плотности, происходит возрастание сечения кулоновского рассеяния, которое значительно перекрывает эффект понижения плотности.

размерами в межпланетном пространстве и в солнечной короне. Следовательно, солнечное корпускулярное излучение повсюду имеет гидродинамический характер. Мы будем называть это излучение *солнечным ветром*. Корпускулярное излучение представляет собой жидкость, а газы в межпланетном пространстве — это результат непрерывного сверхзвукового расширения солнечной короны [89].

В настоящее время очень трудно получить надежное численное значение потока для спокойного солнечного ветра из наблюдений кометных хвостов. Поэтому вполне естественно пересмотреть сейчас полученные ранее численные значения для потока. При таком пересмотре значение плотности понизилось более чем в 10 раз. Впервые на слишком высокое значение концентрации $\sim 500 \text{ см}^{-3}$ [15], принятое ранее, указал Блэквелл [28—30]. Он отметил, что резкость фраунгоферовых линий для поляризованной компоненты зодиакального света налагает верхний предел $\sim 50 \text{ см}^{-3}$ на электронную плотность в межпланетной среде. Одновременно Бирман [20] уменьшил свою прежнюю оценку для потока до $\leq 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, исходя из новых лабораторных данных по измерению поперечных сечений для зарядового обмена. Этот пересмотр оценок для потока больше касается его плотности, чем скорости. Приход солнечных протонов от вспышек на западном лимбе Солнца, смещение противосияния на 3° [56] и другие данные свидетельствуют о том, что спокойный солнечный ветер имеет скорость порядка 300 км/сек.

Недавно были проведены прямые измерения потока ионов в межпланетном пространстве. Эти измерения кладут конец весьма ощутимой неопределенности в оценках плотности спокойного солнечного ветра. И. С. Шкловский, В. И. Мороз и В. Г. Курт [7] проводили измерения потока ионов в солнечном ветре при помощи ионных ловушек, установленных на первой и второй советских космических ракетах. Измерения проводились в январе и сентябре 1959 г., когда Солнце было очень спокойным, а солнечный ветер, по-видимому, имел минимальную интенсивность (планетарный магнитный индекс в период измерений был равен единице).

После введения некоторых довольно больших поправок на обратный фотоэлектрический ток запирающей фотоэлектронной сетки с потенциалом -200 в они нашли величину остаточного постоянного потока $\sim 0,2 \times 10^9$ ион/см²·сек. Чтобы попасть в ионную ловушку, протон должен был преодолеть отталкивающую разность потенциалов $+15$ в (помимо отталкивающего потенциала фотоэлектрического заряда корпуса ракеты). Поэтому скорость протонов равнялась по крайней мере ~ 60 км/сек, а плотность ионов не превышала ~ 30 см⁻³. Наблюдения показывают, что солнечный ветер имеет преимущественно сверхзвуковую скорость. Исключение составляет предложенная Чемберленом [34, 35] модель «солнечного бриза», в которой скорость ветра на орбите Земли не превышает ~ 20 км/сек.

Совсем недавно Бриджу, Лазарусу и др. [33] при помощи более сложной аппаратуры, в которой обратный фотоэлектрический ток автоматически исключался выбором потенциалов сеток, удалось непосредственно наблюдать спокойный солнечный ветер от Солнца, который имел скорость в пределах $250-400$ км/сек (это соответствует энергии $300-800$ эв/протон) и плотность в пределах $7-20$ см⁻³ на орбите Земли. Полный поток частиц в этом случае равен приблизительно $0,6 \cdot 10^9$ см⁻²·сек⁻¹. Совсем недавно было опубликовано сообщение Э. Р. Мустьея [4] о советских космических исследованиях, а также сообщения Бриджа, Дилворса и др. [32] и Хеппнера и др. [58] об измерениях на спутнике «Эксплорер Х». Эти новые данные показывают, что спокойный солнечный ветер, по-видимому, распространяется в пределах определенных сегментов, вероятно, в виде длинных узких лент. Для подтверждения существования такой сегментации необходимы дальнейшие измерения. Теоретическое исследование возможного происхождения сегментации проводится в гл. 14 в связи со свойствами корональных струй.

2.1.2. ВОЗМУЩЕННОЕ СОЛНЦЕ

При повышении солнечной активности солнечный ветер становится более сильным и менее однородным. Самые сильные «порывы» ветра наблюдаются во время

мощных хромосферных вспышек. Такой ветер, вызывающий геомагнитные бури, можно назвать «возмущенным солнечным корпускулярным излучением». Это излучение достигает скорости $\sim 2 \cdot 10^3$ км/сек, которая определяется по времени запаздывания ($\sim 1-2$ суток) начала геомагнитной бури относительно начала хромосферной вспышки. Отдельные активные области солнечной поверхности, по-видимому, вызывают более слабые порывы солнечного ветра, которые приходят к Земле и возмущают геомагнитное поле спустя много дней после выхода из Солнца. Предполагая, что неоднородности в солнечном ветре, связанном с определенной активной областью, возникают при пересечении этой областью центрального солнечного меридиана, Э. Р. Мустель и О. Н. Митропольская [2, 3, 5] получили среднюю скорость между Солнцем и Землей около 350 км/сек в годы высокой солнечной активности и около 170 км/сек в годы минимума.

Спорадический солнечный ветер от возмущенного Солнца имеет гидродинамическую природу. Поэтому резкие порывы ветра — возмущенное корпускулярное излучение Солнца — должны иметь характер обычных гидродинамических ударных волн, которые возникают в результате гидродинамических процессов в короне во время соответствующей хромосферной вспышки [90]. Плотность ударной волны от короны над вспышкой трудно определить из наблюдений. Оценки дают величину до $\sim 10^5$ см⁻³ на орбите Земли [102]. Однако современные наблюдения показывают, что плотность ударной волны в действительности значительно ниже. Блэквелл и Ингем [31] обнаружили, что интенсивность зодиакального света после мощной хромосферной вспышки возрастает незначительно. Рассеяние обычного зодиакального света частицами межпланетной пыли соответствует рассеянию электронами с плотностью 500 см⁻³ на орбите Земли. Наблюдения Блэквелла и Ингема дают величину электронной плотности в период вспышки порядка 300 см⁻³. Чепмен и Ферраро показали, что для объяснения внезапного начала и начальной фазы геомагнитной бури необходим корпускулярный поток с плотностью $\sim 10^2$ протон/см³ и скоростью $\sim 10^3$ км/сек

(это соответствует потоку частиц $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$). В настоящее время величину $\sim 10^2 \text{ протон/см}^3$ считают подходящей для оценки плотности в ударной волне, сопровождающей мощную хромосферную вспышку.

2.2. Солнечная корона

Источником солнечного ветра служит корона, поэтому наблюдаемые в короне значения температуры и плотности являются исходными для теории. Плотность электронов в короне определяют по рассеянию короной видимого света. Обсуждение соответствующего метода и связанных с ним трудностей и неопределенностей можно найти у ван де Хюлста [107]. В годы высокой солнечной активности корона обладает почти полной сферической симметрией относительно Солнца. В период минимума активности плотность короны над полюсами значительно ниже, чем над экватором, причем плотность над экватором в этом случае составляет около половины величины, характерной для периода высокой активности Солнца. Плотность короны над полюсами уменьшается при удалении от Солнца гораздо быстрее, чем над экватором. Эти эффекты отчетливо видны на трех фотографиях короны, опубликованных ван Бисброком [104]. На рис. 2.1 показаны численные значения плотности, полученные ван де Хюлстом [105, 107] и Блэквеллом [26, 27] для экваториальной плоскости в период минимума солнечной активности. Значения плотности, полученные Мишаром [82], очень хорошо согласуются с оценками ван де Хюлста и Блэквелла в той же области, поэтому они не показаны на рис. 2.1. Отметим, что плотность короны над полюсами весьма быстро падает с расстоянием в период солнечного минимума, тогда как над экватором различие между плотностями в минимуме и максимуме солнечной активности очень мало. Это объясняется преимущественным уменьшением расширения короны над полюсами в период минимума солнечной активности, при котором в экваториальной области продолжают существовать яркие корональные лучи.

Часто предполагают, что в количественном отношении корона состоит из одной части гелия и десяти

частей водорода, в соответствии с оценками количества гелия на Солнце. Однако нет никаких убедительных причин, по которым в короне должно наблюдаться такое же

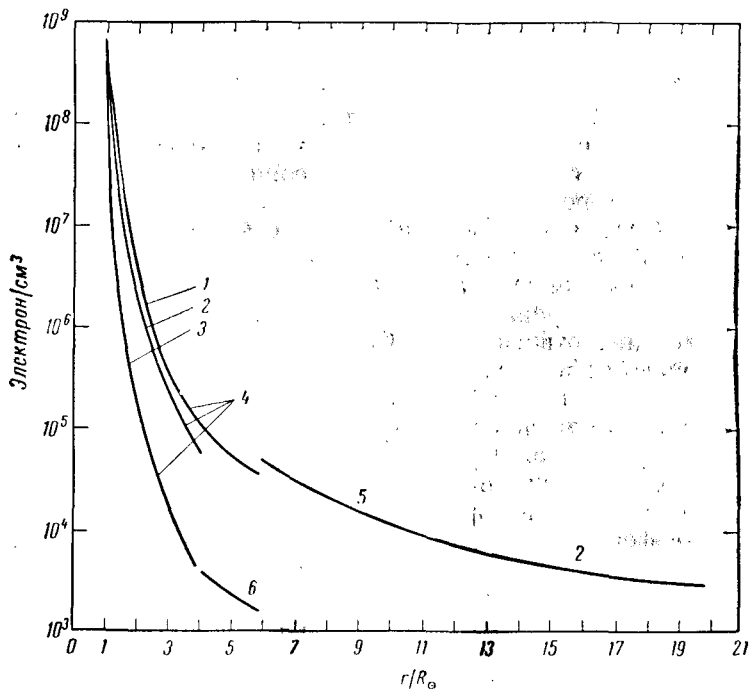


Рис. 2.1. Зависимость плотности короны от радиального расстояния до центра Солнца в единицах солнечного радиуса R_{\odot} ($R_{\odot} = 7 \cdot 10^5$ км). 1 — плотность короны в экваториальной области в период максимума солнечной активности; 2 — плотность короны в экваториальной области в период минимума солнечной активности; 3 — плотность короны в полярных областях в период минимума солнечной активности; 4 — расчеты ван де Хюлста; 5 и 6 — расчеты Блэквелла.

количество гелия, как в остальной части Солнца. В статической короне было бы трудно поддерживать определенную концентрацию гелия из-за быстрого осаждения его сравнительно тяжелых ионов [91]. Для рассмотрения вопросов, затронутых в настоящей монографии, содер-

жание гелия $\sim 0,09$ в солнечной атмосфере не имеет большого значения, поэтому мы будем пренебрегать наличием гелия, предполагая для простоты, что корона состоит из чистого водорода. Этот водород полностью ионизован, поэтому плотности протонов и электронов одинаковы.

Температура солнечной короны была вычислена на основании ряда наблюдений различных типов, суммированных ван де Хюлстом [107] и Биллингсом [23]. Современные оценки температуры по градиенту плотности и профилям спектральных линий дают для ионной температуры величину в пределах от нескольких сотен тысяч градусов до $\sim 2 \cdot 10^6$ °К. Согласно радиоастрономическим данным, температура короны, по-видимому, близка к 10^6 °К [92]. Однако в другой работе были получены несколько большие значения $(1,5-3) \cdot 10^6$ °К [6], а недавно Файрор [50] пришел к выводу, что радиоастрономические данные противоречат значению температуры короны $\sim 2 \cdot 10^6$ °К. С другой стороны, для электронной температуры, определяемой по отношению интенсивностей спектральных линий различных ионов, можно получить более низкие значения, близкие к 10^6 °К. Таким образом, невозможно указать определенное значение температуры для солнечной короны в целом. Температура, полученная по шкале высот¹⁾, по-видимому, характеризует определенные гидродинамические процессы в солнечной короне, поэтому мы принимаем значение $\sim 2 \cdot 10^6$ °К в качестве эффективной температуры короны.

Смысл других значений температуры пока не ясен. Было высказано предположение, что ширина спектраль-

¹⁾ Мы предупреждаем читателя, что любое определение температуры по наблюдаемому градиенту плотности опирается на определенные предположения о динамике короны. Предположение о гидростатическом равновесии в изотермической атмосфере приводит к обычному барометрическому закону $kT = \frac{1}{2}Mg'(-d \ln N/dz)$. Из предположения о стационарном гидродинамическом расширении короны со скоростью $v(z)$ получаем $kT = \frac{1}{2}Mg'(-d \ln N/dz)[1 + (v/g)dv/dz]$, что дает большие значения температуры при том же градиенте плотности. При простом предположении о гидростатическом равновесии занижается температура верхних слоев короны на высотах в несколько сотен тысяч километров, как это видно из работы Потташа [93].

ных линий, возможно, определяется неупорядоченными движениями вещества. Однако Биллингс [25] показал, что такие движения должны иметь крайне незначительные характерные масштабы ($<10^3$ км), поэтому они не смогут сместить центры спектральных линий. Кроме того, чтобы повлиять на ширину линий, эти движения должны сохранять свою форму почти до высоты порядка радиуса Солнца. Пейджел [88] отметил, что размытие линий можно объяснить расширением короны, а расчеты Йеллопа [112] показали, что такое объяснение пригодно для многих линий при температуре свыше 10^6 °К. Высказывалось также предположение, что определение электронной температуры по соотношению интенсивностей спектральных линий различных ионов может содержать ошибки из-за существования мелко-масштабных корональных лучей. По краям этих образований может преобладать излучение ионов одного сорта, а внутри — ионов другого сорта, поэтому излучение различных ионов будет приходить на Землю, по существу, под различными углами относительно луча зрения.

Помимо противоречия между различными методами определения температуры в определенной точке короны, хорошо известны температурные различия между различными точками короны в определенный момент времени и резкие изменения температуры во время мощных хромосферных вспышек. Поэтому любое среднее значение температуры, например $\sim 2 \cdot 10^6$ °К, — это не более чем рабочая цифра, пригодная для идеализированной математической модели короны, в которой локальные изменения температуры не учитываются. В качестве примера некоторых реальных изменений температуры отметим, что корона над активными областями Солнца имеет обычно температуру свыше $2 \cdot 10^6$ °К, которая изменяется в пределах от $2,4 \cdot 10^6$ до $3 \cdot 10^6$ °К [23]. Изучение профилей эмиссионных линий короны показывает, что температура при удалении от Солнца падает со скоростью ~ 3 °К/км в среднем по нескольким областям короны [24]. Асимметричный характер короны вблизи солнечного минимума можно видеть из анализа градиента электронной плотности в период солнечного затме-

ния 1952 г. (минимум солнечной активности наблюдался в 1953—1954 гг.). Этот анализ дал следующие значения температуры: $1,73 \cdot 10^6$ °К над экватором и всего $\sim 1,44 \cdot 10^6$ °К над полюсами [57]. В то же время в широких корональных лучах наблюдалась температура $\sim 2,30 \cdot 10^6$ °К. Резкое изменение температуры короны часто происходит над областью сильной хромосферной вспышки. В таких случаях, согласно наблюдениям [41, 42, 92, 97, 113], температура внезапно поднимается до уровня $\geq 4 \cdot 10^6$ °К в момент вспышки и продолжает некоторое время удерживаться на этом уровне.

Корональные лучи и струи представляют собой интересную и поучительную особенность короны, наблюдаемой в белом свете [107, стр. 298—300]¹⁾. Наиболее характерными чертами короны в период солнечного минимума являются два экваториальные вздутия, в которых корональное вещество несколько горячее и во много раз плотнее, чем над полюсами. Такие резко очерченные столбы вещества могут удерживаться лишь за счет магнитных полей, давление которых $B^2/8\pi$ сравнимо с газовым давлением $2NkT$. Корона у основания луча в несколько раз плотнее, чем в других местах, и это значение плотности сохраняется вдоль силовых линий поля, поддерживающего корональный луч. Структура более тонких струй над невозмущенными областями, по-видимому, в общих чертах близка к структуре экваториальных вздутий, за исключением меньших горизонтальных размеров для струй. Электронная плотность в тонких струях в несколько раз превышает плотность у основания короны.

Согласно радиоастрономическим наблюдениям Хевиса [59—61], поляризация рассеянных радиоволн свидетельствует о существовании флуктуаций электронной плотности N в межпланетном пространстве ($\Delta N \sim N$) по крайней мере до расстояний $\sim 100 R_{\odot}$ от Солнца. Характерный размер таких флуктуаций составляет, по-видимому, $\leq 10^5$ км. Бирман [21] показал, что в комет-

¹⁾ Дискуссию и ряд работ советских авторов о корональных лучах и корпускулярном излучении Солнца см. также в [114*]. — *Прим. ред.*

ных хвостах также наблюдаются подобные флуктуации. Описанная вытянутая лучевая структура очень удобна для изображения силовых линий магнитного поля Солнца и наводит на мысль о почти радиальном характере поля. Возможность того, что корональные лучи простираются вплоть до орбиты Земли, рассматривается в гл. 14¹⁾.

2.3. Магнитные поля на Солнце

Межпланетные поля — это солнечные поля, вытянутые в межпланетное пространство потоком вещества от Солнца. Самые сильные поля можно наблюдать в центральной части солнечного пятна на фотосфере; их напряженность может достигать $3 \cdot 10^3$ гс. Солнечные пятна имеют преимущественно биполярную структуру, поэтому силовые линии магнитного поля замыкаются на Солнце в пределах обычных границ области пятна. Замкнутые силовые линии группы солнечных пятен определяют лучевую структуру короны над этой группой. Структура корональных лучей обычно хорошо соответствует форме силовых линий. Большая группа пятен и локальные магнитные поля, вытянутые над этой группой, обычно имеют размеры $\sim 5 \cdot 10^4$ км (см. описание у Кипенхойера [64]).

На больших участках фотосферы наблюдаются поля ~ 2 — 300 гс, связанные с полями кальциевых факелов²⁾ [12, 65]. Подобные области иногда имеют биполярную структуру с характерными размерами 10^5 км или униполярную структуру, силовые линии которой, по-видимому, беспорядочно замыкаются на Солнце в пределах большого участка солнечной поверхности. Большие размеры таких магнитных областей означают, что их поля

¹⁾ Среди наблюдателей-астрономов усиливается подозрение, что сама корона, возможно, состоит из тонких плотных лучей, не поддающихся разрешению при помощи современных инструментов. Последнее обстоятельство создает видимость более или менее однородной короны.

²⁾ Факелы, наблюдаемые в свете линий H и K CaII, расположены в хромосфере и их часто называют также хромосферными флоккулами. Однако они являются частью тех же образований, что и фотосферные факелы, поэтому более принято называть их хромосферными факелами. — *Прим. ред.*

простираются в межпланетное пространство на большие расстояния, чем поля солнечных пятен. Такие поля, наряду с беспорядочным фоновым полем ~ 1 гс, наблюдаются в ограниченной области солнечных широт, в пределах ниже $\pm 55^\circ$. Замкнутые линии этих полей образуют корональные дуги, связанные с активными областями.

В направлении к полюсам в области широт выше $\pm 55^\circ$ наблюдается относительно упорядоченное общее магнитное поле ~ 1 гс. В период первых наблюдений [12] полярное поле было направлено с юга на север (противоположно магнитному полю Земли). Полярные корональные лучи отражают конфигурацию поля над полюсами, указывая на то, что силовые линии этого поля расходятся медленнее, чем в случае обычного дипольного поля [107, стр. 298—300]. Согласно наблюдениям, поле над южным полюсом изменило свой знак между мартом и июлем 1957 г., а поле над Северным полюсом — в ноябре 1958 г. Остается пока неизвестным, связано ли это изменение знака поля с 22-летним циклом пятнообразовательной деятельности Солнца в полярных областях или оно представляет собой изолированное явление [11].

Вытянутая структура корональных лучей, наблюдавшаяся Хевисом [60, 61], свидетельствует о том, что силовые линии общего поля Солнца вытянуты в межпланетном пространстве почти радиально, по крайней мере до расстояния $\sim 100 R_\odot$, представляющего собой предел наблюдений в работах [60, 61]. Силовые линии полярных областей в противоположность дипольному полю не обнаруживают тенденции изгибаться в направлении к экватору. Только при наличии расширения короны можно ожидать такого вытягивания силовых линий по радиусу.

2.4. Заряженные частицы высокой энергии

Важной наблюдательной характеристикой межпланетного пространства является поток высокоэнергичных заряженных частиц галактического и солнечного происхождения. Движение заряженных частиц с энергиями

вплоть до 10^{11} эв происходит вдоль межпланетных магнитных полей¹⁾, поэтому измерение потока частиц дает важную информацию о конфигурации межпланетных магнитных полей [98].

2.4.1. ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Галактические космические лучи образуются за пределами солнечной системы [43] и состоят из частиц с энергиями вплоть до 10^{19} эв. Подавляющую часть космических лучей галактического происхождения составляют протоны. Их дифференциальный энергетический спектр в области энергий выше $\sim 10^9$ эв можно приближенно представить в виде $E^{-2.7}$. Поток галактических космических лучей изотропен и имеет интенсивность $\sim 0,3$ ядер/см² · сек · стер. Полная плотность энергии в энергетической области выше 10^9 эв равна приблизительно $0,4 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³, что сравнимо с плотностью энергии галактического магнитного поля и по случайному совпадению соответствует плотности энергии излучения звезд в нашей части Галактики.

Интенсивность галактических космических лучей у Земли подвержена влиянию солнечной активности. Как впервые отметил Форбуш [54], общий уровень интенсивности космических лучей по данным наземных станций (для первичных частиц с энергией больше 10^9 эв) является низким в годы высокой солнечной активности. Этот факт указывает на существование 11-летнего цикла в интенсивности космических лучей, которая находится в обратной корреляционной связи с солнечной активностью. Форбуш обнаружил также внезапные резкие понижения на общем нормальном фоне интенсивности космических лучей. Эти понижения начинаются в момент воз-

¹⁾ Легко показать, что движение частиц с энергией $\sim 10^{11}$ эв вряд ли происходит вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля (даже при однородной структуре последнего и напряженности $\sim 10^{-5}$ гс радиус кривизны траекторий таких частиц оказывается больше расстояния от Земли до Солнца). Утверждение автора справедливо, по видимому, для частиц существенно меньшей энергии. — *Прим. ред.*

растания геомагнитной активности и продолжаются в течение нескольких дней. Они носят название *форбуш-понижений*. Современные данные наблюдений не оставляют сомнений в том, что все подобные эффекты объясняются выметанием галактических частиц из межпланетного пространства в результате деятельности Солнца. Последние наблюдения Фэна и др. [48, 49] показывают, что если не вся, то, во всяком случае, подавляющая часть 11-летней вариации космических лучей имеет внеземное происхождение. Выметание галактических частиц, или модуляция интенсивности галактических космических лучей, может осуществляться только магнитными полями. Это подтверждается увеличением эффектов модуляции при уменьшении жесткости частиц. Амплитуда понижения, по-видимому, возрастает при уменьшении энергии частиц по меньшей мере обратно пропорционально жесткости. В области малых энергий амплитуда понижения примерно в три раза больше, чем для энергии $\sim 10^9$ эв (см. дискуссию в [98]). В период минимума активности, когда модулирующее действие Солнца меньше сказывается на галактических частицах, их спектр в области энергий ниже 10^9 эв монотонно возрастает в сторону меньших энергий [79, 109, 83]. По-видимому, энергетический спектр, наблюдаемый у Земли в период минимума активности, весьма близок к спектру космических лучей в межзвездном пространстве. Интенсивность галактических космических лучей в межзвездной среде равна по меньшей мере интенсивности, наблюдаемой у Земли в период минимума активности. Следовательно, полная плотность энергии высокоэнергичных протонов в межзвездном пространстве составляет не менее 10^{-12} эрг/см³, а может быть, и больше. В области энергии больше 10^9 эв плотность энергии $\sim 0,4 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³.

В годы высокой солнечной активности интенсивность частиц с энергией меньше 10^9 эв в окрестности Земли ниже, чем в период минимума активности. Однако величина этого различия остается пока неопределенной. В некоторых случаях наблюдалось, по-видимому, полное отсутствие частиц с энергией $\sim 0,5 \cdot 10^9$ эв [77, 72], тогда

как другие наблюдения [115*]¹⁾ показывают, что спектр космических лучей постепенно возрастает в сторону меньших энергий. Вопрос осложняется генерацией частиц на Солнце в области энергии меньше 10^9 эв.

Резкое и кратковременное форбуш-понижение интенсивности галактических космических лучей происходит одновременно с геомагнитной бурей. Этот факт свидетельствует о том, что магнитные поля, ответственные за понижение, связаны с тем же возмущенным солнечным корпускулярным излучением, которое вызывает геомагнитную бурю. В момент начала форбуш-понижения интенсивность космических лучей быстро падает — иногда со скоростью до 5% в час, а в некоторых случаях амплитуда понижения достигает $\sim 40\%$. Восстановление интенсивности происходит обычно медленнее, чем спад, и может продолжаться в некоторых случаях много дней. Зависимость амплитуды эффекта от энергии плохо известна. Вероятно, амплитуда понижения изменяется обратно пропорционально жесткости частиц или несколько слабее зависит от жесткости, чем амплитуда 11-летней вариации космических лучей.

Согласно наземным данным и измерениям на ракете «Пионер V» [49] на расстоянии $5 \cdot 10^6$ км от Земли по направлению к Солнцу, во время форбуш-понижения 31 марта — 1 апреля 1960 г. интенсивность космических лучей уменьшалась одновременно с обычным повышением геомагнитной активности, а также одновременно с общим увеличением показаний магнитометра на ракете «Пионер V» до $(4-10) \cdot 10^{-4}$ гс [44]. На рис. 2.2 показаны изменения интенсивности космических лучей по данным нейтронного монитора в Клаймаксе (штат Колорадо, США) и возмущение геомагнитного поля по наблюдениям в Таксоне (штат Аризона, США). На рис. 2.3 показано изменение интенсивности космических лучей и соответствующие данные магнитных измерений на ракете «Пионер V» на расстоянии $5,2 \cdot 10^6$ км от Земли по направлению к Солнцу. Зная время прохождения от Солн-

¹⁾ В оригинале автор отсылает читателя к работе Фогта 1961 г., но по приведенной ссылке эту работу найти не удалось. Скорее всего, Паркер имел в виду работу Мейера и Фогта [115*]. — Прим. ред.

ца к Земле возмущенного солнечного корпускулярного излучения, можно определить его скорость, которая оказывается равной ~ 2000 км/сек. Отсюда следует, что ракета попала в поток этого излучения на час раньше Земли. К сожалению, частота передачи информации с борта ракеты на Землю была слишком мала, поэтому

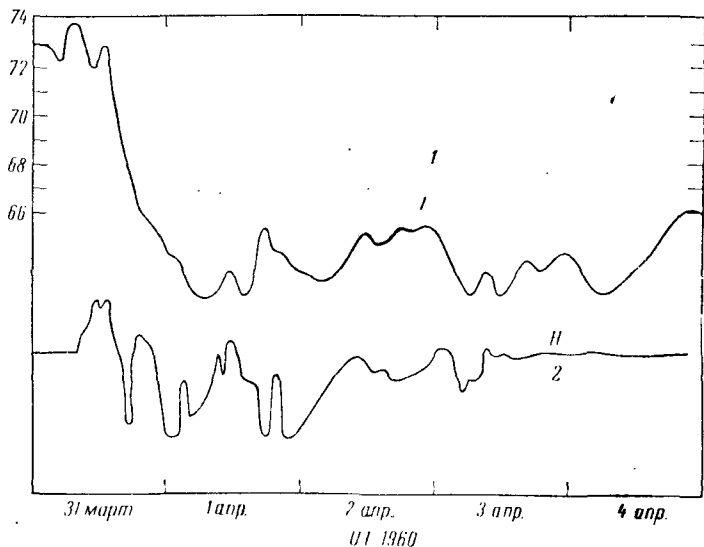


Рис. 2.2. Интенсивность галактических космических лучей по данным нейтронного монитора на станции Клаймакс в Колорадо (1) и горизонтальная составляющая геомагнитного поля по данным магнитометра обсерватории Таксон (2) 31 марта — 4 апреля 1960 г.

указанное временное различие зафиксировать не удалось. Наблюдения показывают, что амплитуда понижения во время полета ракеты «Пионер V» была такой же, как и на Земле.

Имеются и другие типы вариаций космических лучей, однако их амплитуда меньше, чем у 11-летней вариации или форбуш-понижения, поэтому они имеют, вообще говоря, второстепенное значение. Например, существует суточная вариация с амплитудой порядка 0,5% [53, 51]. По-видимому, эта вариация, наблюдаемая при вращении

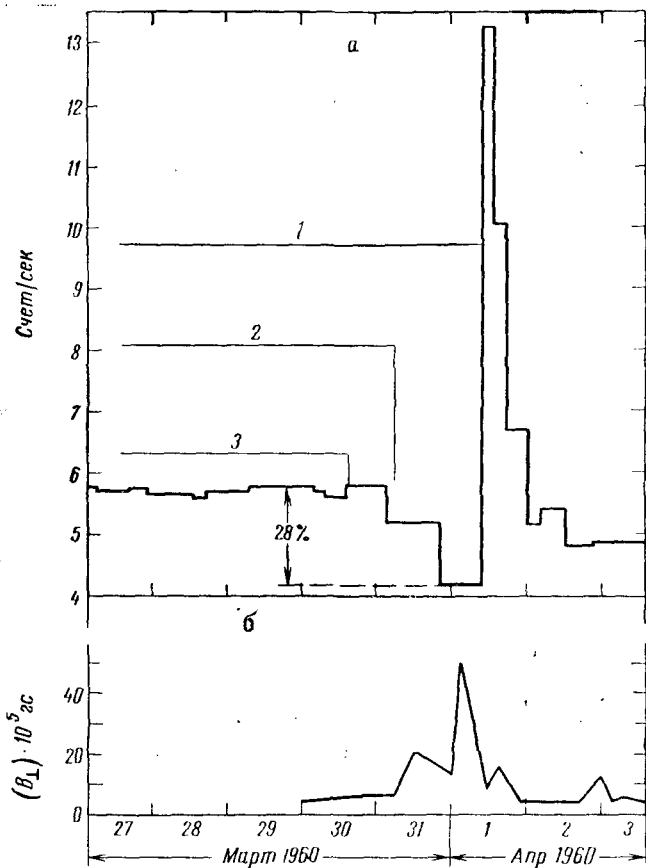


Рис. 2.3. Интенсивность галактических космических лучей и напряженность магнитного поля перпендикулярно оси вращения ракеты по данным ракеты «Пионер V» на расстоянии $\sim 5 \cdot 10^6$ км от Земли в направлении к Солнцу 31 марта—4 апреля 1960 г. Кратковременное возрастание интенсивности космических лучей обусловлено временным присутствием солнечных протонов. *а* — скорость счета (число тройных совпадений за 1 сек); 1 — солнечные протоны от вспышки 1 апреля; 2 — момент прихода к Земле плазмы со скоростью 2000 км/сек; 3 — момент хромосферной вспышки. *б* — напряженность поля B_{\perp} по показаниям магнитометра.

Земли, служит доказательством анизотропного характера потока космических лучей в пространстве. Фаза суточной вариации иногда смещается в пределах одних суток, причем по-разному для различных станций, поэтому такой малый эффект трудно использовать. Наблюдаются также повторяющиеся 27-дневные вариации с амплитудами до 15% [52, 78]. Эти вариации обычно связаны с 27-дневным периодом вращения Солнца, однако пока не установлена определенная причина их существования. Впоследствии мы увидим, что существует несколько объяснений 27-дневной вариации. Мы отсылаем читателя к книге Л. И. Дормана [1], в которой дан детальный обзор многочисленных эффектов в космических лучах¹⁾.

Недавно в первичном космическом излучении был обнаружен поток электронов $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ [46, 80]. Электроны обладали энергией порядка нескольких сотен Мэв. Их происхождение неизвестно. Если бы удалось доказать их галактическую природу, то они, вероятно, были бы связаны с нетепловым галактическим радиоизлучением (см. дискуссию и библиографию в [110])²⁾.

2.4.2. СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

В промежутке между 1942 и 1961 гг. наблюдалось десять мощных хромосферных вспышек, сопровождавшихся испусканием релятивистских протонов. Эти случаи были зарегистрированы на уровне моря наземными станциями космических лучей. В течение одного года происходит около десяти вспышек, генерирующих довольно большие потоки нерелятивистских протонов с энергиями 10^7 — 10^8 эв, которые вызывают дополнительную ионизацию в полярной ионосфере. Не вызывает сомнений, что вспышки испускают также большое количество частиц с энергиями ниже 10^7 эв. Однако обнаружить их на фоне частиц более высокой энергии пока не

¹⁾ Результаты исследований последнего времени изложены в [116*]. — *Прим. ред.*

²⁾ Более полный анализ этих вопросов см. в [117*]. — *Прим. ред.*

удалось, даже если этим частицам удается благополучно избежать захвата локальными полями Солнца и выйти в межпланетное пространство. Энергетический спектр регистрируемых частиц гораздо круче, чем спектр галактических космических лучей. Его можно приближенно представить в виде E^{-n} , где n — показатель интегрального спектра, который, по данным различных исследователей, колеблется от 4 до 7¹⁾.

Самой мощной хромосферной вспышкой, сопровождавшейся испусканием высокоэнергичных частиц, была вспышка 23 февраля 1956 г. Эта вспышка дала эффект возрастания 20% на фоне нормальной интенсивности галактических космических лучей даже на экваторе, где жесткость геомагнитного обрезания для вертикально падающих частиц равна $1,5 \cdot 10^{10}$ эв. Согласно оценкам [81], поток солнечных частиц с энергиями больше 10^9 эв в несколько сотен раз превышал нормальный поток галактических космических лучей у Земли. Бейли [13, 14] наблюдал также усиление ионизации в полярной ионо-

1) Исследование вспышек космических лучей, выполненное А. Н. Чарахьяном и др. [118*] на основе данных наблюдений в стратосфере, показывает, что если возрастание наблюдается не в период форбуш-понижения, то спектр солнечных космических лучей в интервале энергий 100—200 Мэв может быть представлен в степенном виде с показателем степени 2—3, который увеличивается до 4—5 при переходе к энергии ~ 400 Мэв. Если же наблюдения проводятся в период форбуш-понижения, когда на Земле имеет место магнитная буря, то, согласно [118*], показатель степени в спектре солнечных космических лучей увеличивается до 6 во всем интервале энергий 100—400 Мэв. Таким образом, в зависимости от состояния межпланетного пространства существенно меняется спектр солнечных космических лучей, причем основное изменение происходит в области малых энергий (≤ 200 Мэв). Следует отметить также, что спектр солнечных космических лучей не удается представить в степенном виде с единым показателем степени в широком интервале энергий: при переходе к малым энергиям наблюдается существенное уплотнение спектра и уменьшение показателя степени. В связи с этим Фрайер и Вебер [119*] обратили внимание на то, что если строить спектр потока частиц в зависимости не от кинетической энергии, а от жесткости $R = pc/Ze$ (где c — скорость света, p — импульс частиц, а Ze — их заряд), то спектр солнечных космических лучей для протонов и всех ядер может быть представлен единым образом в виде экспоненциального закона типа $\exp(-R/R_0)$, где R_0 — постоянно во всем интервале жесткостей, но меняется от случая к случаю в интервале от $3 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^8$ в. — Прим. ред.

сфере, вызванное нерелятивистскими протонами от вспышки 23 февраля 1956 г. Впоследствии эффекты ионизации в полярной ионосфере широко исследовались по данным МГГ (см. [84—87] и ссылки к [84—87]). Ионизация полярной ионосферы за счет солнечных протонов вполне достаточна, чтобы вызвать поглощение галактического радиоизлучения. На основании этого эффекта было доказано [94, 9], что большинство мощных вспышек генерирует нерелятивистские протоны, поток которых достигает $\sim 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ на орбите Земли. Испускание частиц, по-видимому, тесно связано с радиоизлучением IV типа, сопровождающим вспышку [94, 84]¹⁾. Перечень протонных солнечных вспышек, наблюдавшихся на Земле, можно найти в литературе [94, 84, 45].

Как показывают наблюдения, вспышки на западном лимбе Солнца более эффективны в отношении генерации протонов, достигающих Земли, чем вспышки на восточном лимбе. Кроме того, из наблюдений следует, что время запаздывания меньше для протонов, генерированных во вспышках на западном лимбе Солнца [94, 84, 98, 76]. Приход протонов от вспышек западного лимба можно наблюдать уже тогда, когда хромосферная вспышка еще не закончилась, т. е. в пределах одного часа после ее начала. От вспышек вблизи центрального меридиана и вспышек восточного лимба протоны приходят к Земле лишь через час или несколько часов после вспышки. Быстрый приход протонов от двух вспышек западного лимба 23 февраля 1956 г. и 4 мая 1960 г. указывает на существование ударных зон в геомагнитном поле на освещенной стороне Земли, а также свидетельствует об их свободном распространении вдоль почти радиального межпланетного поля [81, 66, 75]. В тех случаях, когда частицы существенно запаздывают, они приходят, по-видимому, изотропно, что указывает на их диффузию в межпланетных магнитных полях. Присутствие в межпланетном пространстве протонов, по крайней мере малой энергии, в течение нескольких дней после

¹⁾ Обзор работ о влиянии солнечных космических лучей на состояние ионосферы можно найти также в [116*, стр. 169—180, 810—834], подробные данные о протонных вспышках — в [116*, гл. VIII].—
Прим. ред.

вспышки показывает, что частицы удерживаются внутри солнечной системы межпланетным магнитным полем особой конфигурации. Поведение солнечных протонов налагает на межпланетное поле ряд существенных ограничений, поэтому целесообразно пока рассмотреть некоторые особые случаи вспышек.

Релятивистские протоны от необыкновенно мощной вспышки 23 февраля 1956 г. начали внезапно приходить на Землю через 13 мин после начала хромосферной вспышки и спустя 1 мин после максимума ее яркости. Хромосферная вспышка быстро ослабевала и полностью исчезла через 30 мин после максимума яркости. В это время интенсивность галактических космических лучей испытывала форбуш-спад продолжительностью порядка нескольких недель. Первые частицы, пришедшие к Земле, имели энергию порядка нескольких Бэв. Они появились прежде всего в ударных зонах. Это означает, что они пришли из направлений в пространстве, заключенных в пределах телесного угла около 1 стер с центром приблизительно на Солнце. Примерно через 10 мин поток протонов в межпланетном пространстве стал почти изотропным, и станции космических лучей в различных пунктах Земли начали регистрировать возрастание интенсивности космических лучей. В это время начали приходить также частицы меньших энергий ($\sim 10^9$ эв). Вслед за первым появлением солнечных частиц на данной станции их поток быстро нарастал и достигал максимума через 10—15 мин после нескольких спорадических флуктуаций, а затем начинал постепенно уменьшаться по закону $\sim 1/t^x$, где $x \sim 1,5$, а время отсчитывалось от начала возрастания. В момент максимума интенсивности поток протонов в окрестности Земли был полностью изотропным. Интенсивность высокоэнергичных частиц (10^{10} эв) падала быстрее, чем интенсивность частиц малой энергии (10^9 эв), а показатель степенного закона x начал увеличиваться на всех станциях через несколько часов после начала возрастания. Увеличение x свидетельствовало о том, что в конце события спад интенсивности солнечных космических лучей приближался к экспоненциальному закону. Согласно [81], эти факты указывают на существование между Солнцем и

Землей приблизительно радиального поля, причем за пределами земной орбиты имеется толстая диффузионная оболочка, простирающаяся, возможно, вплоть до орбиты Юпитера. С помощью этой оболочки можно объяснить степенной закон спада интенсивности солнечных частиц $\sim t^{-3/2}$, который постепенно становится более крутым через несколько часов после начала возрастания.

Возрастания интенсивности релятивистских протонов во время вспышек 12 и 15 ноября 1960 г. представляют интерес в связи с тем, что в середине первого события начался форбуш-спад. Предварительное обсуждение и интерпретацию этого явления можно найти у Стильеса и др. [100]. Как и следовало ожидать, мощная хромосферная вспышка в 13^h 20^m всемирного времени 12 ноября эмиттировала огромное количество протонов с энергиями вплоть до нескольких Бэв. Вспышка произошла на 10° западнее центрального меридиана и вызвала медленное возрастание потока протонов на Земле, которое началось в 13^h 40^m всемирного времени. Поток протонов высокой энергии ($\sim 10^{10}$ эв) был мал и достиг максимума примерно через полчаса после начала возрастания. Интенсивность частиц с энергиями $\sim 10^9$ эв, которые составляли основную часть потока релятивистских частиц, нарастала значительно медленнее, достигла максимума около 16^h 10^m всемирного времени, а затем медленно спадала до 19^h 00^m всемирного времени. В этот момент начался форбуш-спад, который можно отчетливо видеть на рис. 2.4 по данным детекторов космических лучей в области энергий, превышающих энергии солнечных космических лучей. Согласно измерениям на ракете «Пионер V» [48, 49, 44], форбуш-эффект можно объяснить влиянием магнитных полей, которые выбрасываются Солнцем и выталкивают галактические космические лучи, как обычно считали в течение нескольких лет. Выбрасывание Солнцем газа и магнитных полей, вызвавших форбуш-спад с началом около 19^h 00^m всемирного времени, произошло, по-видимому, вскоре после 10^h 00^m всемирного времени 10 ноября, когда в области, ответственной за вспышку 12 ноября, произошла новая мощная вспышка. После начала форбуш-спада поток солнечных протонов за один час возрос примерно

вдвое. Это означает, что за фронтом солнечного корпускулярного потока, вызвавшего форбуш-спад, поток захваченных солнечных протонов был больше, чем поток протонов, диффундировавших перед фронтом. Впоследствии поток протонов уменьшался и перестал обнаруживаться наземными станциями примерно через 10 час, как это можно видеть на рис. 2.4.

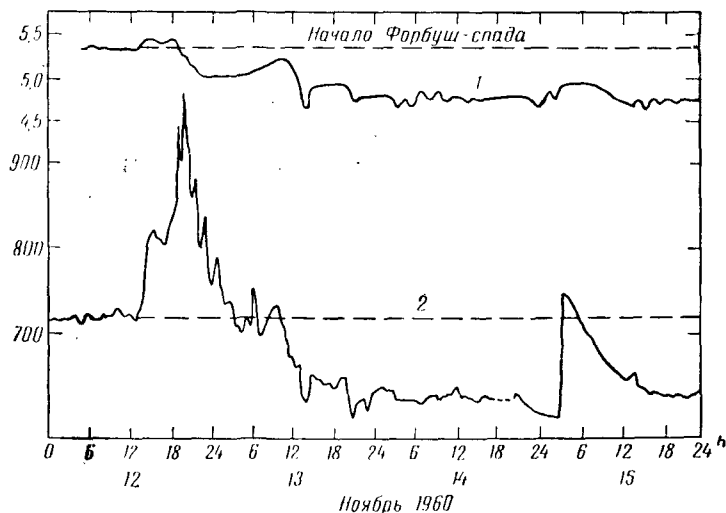


Рис. 2.4. Форбуш-спад интенсивности галактических космических лучей 12—15 ноября 1960 г. по данным нейтронного монитора на обсерватории Сакраменто-Пик (1), а также эти данные в совокупности с наблюдениями вспышки солнечных протонов 12 и 15 ноября 1960 г. по показаниям нейтронного монитора в Клаймаксе (2). По оси абсцисс отложено всемирное время (в часах), а также указаны даты.

15 ноября в 02^h 07^m всемирного времени произошла Другая вспышка в области, которая находилась в это время на 43° к западу от центрального меридиана. Эта вспышка вызвала внезапное возрастание, которое в течение ~ 10 мин достигло почти такого же уровня, как во время более медленного возрастания 12 ноября. По сообщению Мак-Кракена [75], в начальный момент возрастания наблюдались ударные зоны, а частицы приходили

к Земле из направления в пространстве, находящегося в пределах $60-70^\circ$ к западу от действительного направления на Солнце.

Можно было бы привести много других интересных примеров возрастания интенсивности космических лучей. Однако уже этих двух случаев вполне достаточно, чтобы продолжить основную линию нашего изложения. Другие примеры можно найти в литературе [103, 96, 55, 73, 74, 10, 108, 8, 86, 87 и т. д.].

Мы не будем рассматривать никаких ядер солнечного происхождения, кроме протонов. Эта проблема привлекательна (например, в связи с кажущимся изменением доли ядер гелия [63]), но, по-видимому, не имеет никакого отношения к основным динамическим процессам в межпланетном пространстве. То же самое следует сказать о солнечном рентгеновском и γ -излучении, а также об излучении линии α из серии Лаймана, подробные сведения о которых можно найти в литературе [62].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорман Л. И., Вариации космических лучей, М., Гостехиздат, 1957.
2. Митропольская О. Н., Астрон. журн., **36**, 224 (1959).
3. Мустель Э. Р., Астрон. журн., **36**, 215 (1959).
4. Мустель Э. Р., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
5. Мустель Э. Р., Митропольская О. Н., Observatory, **79**, 15 (1959).
6. Пановкин Б. Н., Астрон. журн., **34**, 505 (1957).
7. Шкловский И. С., Мороз В. И., Курт В. Г., Астрон. журн., **37**, 931 (1960).
8. Anderson J. C., Chasson R. L., Liwschitz M. P., Suda T., J. Geophys. Res., **65**, 3889 (1960).
9. Anderson K. A., Phys. Rev. Lett., **1**, 335 (1958).
10. Anderson K. A., Arnoldy R., Hoffman R., Peterson L., Winckler J. R., J. Geophys. Res., **64**, 1133 (1959).
11. Babcock H. D., Astrophys. J., **130**, 364 (1959).
12. Babcock H. W., Babcock H. D., Astrophys. J., **121**, 349 (1955).
13. Bailey D. K., J. Geophys. Res., **62**, 431 (1957).
14. Bailey D. K., Proc. IRE, **47**, 255 (1959).
15. Behr A., Siedentopf H., Zs. Astrophys., **32**, 19 (1953).
16. Biermann L., Zs. Astrophys., **29**, 274 (1951).
17. Biermann L., Zs. Naturforsch., **7a**, 127 (1952).

18. Biermann L., Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, (4) **13**, 291 (1953).
19. Biermann L., Observatory, **107**, 109 (1957).
20. Biermann L., 4th Symposium on Cosmical Gas Dynamics, Varenna, Italy, August 1960.
21. Biermann L. 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August, 1961.
22. Biermann L., Lüst R., Proc. IRE, **47**, 209 (1959).
23. Billings D. E., Astrophys. J., **130**, 961 (1959).
24. Billings D. E., частное сообщение.
25. Billings D. E., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
26. Blackwell D. E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **115**, 629 (1955).
27. Blackwell D. E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **116**, 56 (1956).
28. Blackwell D. E., Endeavor, **19**, 14 (1960).
29. Blackwell D. E., J. Geophys. Res., **65**, 2476 (1960).
30. Blackwell D. E., Sci. Am., **203**, № 1, 54 (1960).
31. Blackwell D. E., Ingham M. F., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **122**, 113 (1961).
32. Bridge H., Dilforth C., Lazarus A. J., Lynn E. F., Rossi B., Scherb F., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan (September); J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl., № A-11 (1961).
33. Bridge H., Lazarus A., Lyon C. F., Rossi B., Scherb F., 1961, Spring Meeting of AGU, Washington, D. C., April 1961.
34. Chamberlain J. W., Astrophys. J., **131**, 47 (1960).
35. Chamberlain J. W., Astrophys. J., **133**, 47 (1961).
36. Chapman S., The Earth's Magnetism, Methuen, London, 1951. (Русский перевод: С. Чепмен, Земной магнетизм, Л.—М., Гидрометиздат, 1957.)
37. Chapman S., Ferraro V. C. A., Terrest. Magn. and Atmosph. Elec., **36**, 77, 171 (1931).
38. Chapman S., Ferraro V. C. A., Terrest. Magn. and Atmosph. Elec., **37**, 147, 421 (1932).
39. Chapman S., Ferraro V. C. A., Terrest. Magn. and Atmosph. Elec., **38**, 79 (1933).
40. Chapman S., Ferraro V. C. A., Terrest. Magn. and Atmosph. Elec., **45**, 245 (1940).
41. Christiansen W. N., Warburton J. A., Australian J. Sci. Res., **6**, 190 (1953).
42. Christiansen W. N., Yabsely D. E., Mills B. Y., Australian J. Sci. Res., **A2**, 506 (1949).
43. Cocconi G., Astrophys. J., Suppl., **4**, 417 (1960).
44. Coleman P. J., Davis L., Sonett C. P., Phys. Rev. Lett., **5**, 43 (1960).
45. Dessler A. J., Satellite Environment Handbook, Ed., F. S. Johnson, Stanford University Press, Stanford, Calif., 1961.
46. Earl J. A., Phys. Rev. Lett., **6**, 125 (1961).
47. Elsasser H., Zs. Astrophys., **33**, 274 (1954).

48. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 272 (1960).
49. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 269 (1960).
50. Firor J., High Altitude Obs. Res. Memorandum, **124** (1959).
51. Firor J. W., Fonger W. H., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **94**, 1031 (1954).
52. Fonger W. H., *Phys. Rev.*, **91**, 351 (1953).
53. Forbush S. E., *Terrest. Magn.*, **42**, 1 (1937).
54. Forbush S. E., *J. Geophys. Res.*, **59**, 525 (1954).
55. Freier P. S., Ney E. P., Winckler J. R., *J. Geophys. Res.*, **64**, 685 (1959).
56. Harrison E. R., *Nature*, **189**, 993 (1961).
57. Heppburn N., *Astrophys. J.*, **122**, 445 (1955).
58. Heppner J. P., Ness N. F., Skileman T. L., Scarce C. S., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan (September); *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. A-II (1961).
59. Hewish A., *Proc. Roy. Soc.*, **A228**, 238 (1955).
60. Hewish A., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **118**, 534 (1959).
61. Hewish A., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcraft, New Mexico, August 1961.
62. Johnson P. S., *Satellite Environment Handbook*, Ed. P. S. Johnson, Stanford University Press, Stanford, Calif., 1961.
63. Kaplan M. P., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan, September 1961.
64. Kiepenheuer K. O., *The Sun*, Ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, ch. 6, p. 352—361. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. 1, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
65. Leighton R. B., *Astrophys. J.*, **130**, 366 (1959).
66. Lüst L., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **108**, 1563 (1957).
67. Lüst L., Schlüter A., *Zs. Astrophys.*, **34**, 263 (1954).
68. Lüst L., Schlüter A., *Zs. Astrophys.*, **38**, 190 (1955).
69. MacDonald F. B., *Phys. Rev.*, **107**, 1386 (1957).
70. MacDonald F. B., *Phys. Rev.*, **109**, 1367 (1958).
71. MacDonald F. B., *Phys. Rev.*, **115**, 194 (1959).
72. MacDonald F. B., Webber W. R., *J. Geophys. Res.*, **65**, 767 (1960).
73. McCracken K. G., *Nuovo Cimento*, **13**, 1074 (1959).
74. McCracken K. G., *Phys. Rev.*, **113**, 343 (1959).
75. McCracken K. G., Midwest Cosmic Ray Conf., Washington University, St. Louis, Mo., March 10—11, 1961.
76. McCracken K. G., Palmeira R. A. R., *J. Geophys. Res.*, **65**, 2673 (1960).
77. Meredith L. H., Van Allen J. A., Gottlieb M. B., *Phys. Rev.*, **99**, 198 (1955).
78. Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **96**, 1085 (1954).
79. Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **106**, 568 (1957).
80. Meyer P., Vogt R., *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 193 (1961).

81. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A., Phys. Rev., **104**, 768 (1956).
82. Michard R., Ann. Astrophys., **17**, 429 (1954).
83. Neher H. V., Phys. Rev., **107**, 588 (1957).
84. Obayashi T., Hakura Y., J. Geophys. Res., **65**, 3131 (1960).
85. Obayashi T., Hakura Y., J. Geophys. Res., **65**, 3143 (1960).
86. Obayashi T., Hakura Y., J. Radio Res. Lab., **7**, 379 (1960).
87. Obayashi T., Hakura Y., Rep. Ionosph. Space Res. Japan, **14**, 1 (1960).
88. Pagel B., 4th Symposium on Cosmical Aerodynamics, Varenna, Italy, August 1960.
89. Parker E. N., Astrophys. J., **128**, 664 (1958).
90. Parker E. N., Astrophys. J., **133**, 1014 (1961).
91. Parker E. N., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
92. Pawsey J. L., Smerd S. F., The Sun, Ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, ch. 7, p. 485, 489, 520. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
93. Pottasch S. R., Astrophys. J., **131**, 68 (1960).
94. Reid G. C., Leinbach H., J. Geophys. Res., **64**, 1801 (1959).
95. Reid G. C., Leinbach H., Proc. IRE, **46**, 334 (1958).
96. Rothwell P., McIlwain C., Nature, **184**, 138 (1959).
97. Siedentopf H., Ergeb. Exakt. Naturwiss., **23**, 1 (1950).
98. Simpson J. A., Astrophys. J., Suppl., **4**, 378 (1960).
99. Sonett C. P., Phys. Rev. Lett., **5**, 46 (1960).
100. Steljes J. F., Carmichael H., McCracken K. G., J. Geophys. Res., **66**, 1363 (1961).
101. Störmer C., The Polar Aurora, Clarendon Press, Oxford, 1955.
102. Unsöld A., Chapman S., Observatory, **69**, 219 (1949).
103. Van Allen J. A., Winckler J. R., Phys. Rev., **106**, 1072 (1957).
104. van Biesbroeck C., The Sun, G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 601. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
105. van de Hulst H. C., Bull. Astron. Inst. Netherlands, **11**, 135, 150 (1950).
106. van de Hulst H. C., Mem. soc. roy. sci. Liège (4) **15**, 89 (1954).
107. van de Hulst H. C., The Sun, Ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 259. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957, стр. 184.)
108. Winckler J. R., J. Geophys. Res., **65**, 1331 (1960).
109. Winckler J. H., Anderson K. A., Phys. Rev., **108**, 148 (1957).

110. Woltjer L., *Astrophys. J.*, **133**, 352 (1961).
111. Wurm K., *Mitt. Sternw. Hambirg-Bergedorf*, **8**, № 51 (1943).
112. Yallop B. D., 1961 (не опубликовано).
113. Zirip H., *Astrophys. J.*, **129**, 414 (1959).
- 114*. Труды совещания по физике солнечных корпускулярных потоков, Изд-во АН СССР, 1957.
- 115*. Meyer P., Vogt R., *Phys. Rev.*, **129**, № 5, 2275 (1963).
- 116*. Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Изд-во АН СССР, 1963.
- 117*. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, Изд-во АН СССР, 1963.
- 118*. Чарахчьян А. Н., Тулинов В. Ф., Чарахчьян Т. Н., *ЖЭТФ*, **41**, № 9, 735 (1961).
- 119*. Freier P. S., Webber W. R., *J. Geophys. Res.*, **68**, № 6, 1605 (1963).

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРОНАЛЬНОГО ГАЗА

В настоящей главе описываются кинетические свойства коронального газа с целью показать, каким образом следует трактовать динамику расширяющейся короны. Прежде всего необходимо отметить, что средний свободный пробег для тепловых ионов мал по сравнению с такими динамическими величинами, как шкала высот, радиальное расстояние и т. д. Поэтому корону следует скорее считать не корпускулярным облаком, а гидродинамической атмосферой. Общее расширение короны необходимо трактовать на основе классических гидродинамических уравнений, считая гидростатическое давление в первом приближении изотропным.

Кроме основного вопроса о гидродинамической природе короны в целом, в обсуждении затрагивается ряд других свойств. Особенно важен тот факт, что теплопроводность наружу из Солнца, вероятно, более существенна, чем всякая диссипация или охлаждение вследствие излучения. В связи с этим в предварительном рассмотрении динамики короны в гл. 5 эффектами вязкости можно пренебречь. Газ солнечного ветра ионизован, а его электрическая проводимость остается достаточно высокой для переноса межпланетных магнитных полей. Следовательно, зная движения газа, можно из гидродинамических уравнений определить межпланетные поля большого масштаба.

В противоположность тепловым ионам средний свободный пробег стационарных ионов в солнечном ветре или ионов солнечного ветра в стационарном ионизованном газе ¹⁾ велик по сравнению с размерами солнечной

¹⁾ Здесь под стационарным ионизованным газом Паркер понимает покоящийся межпланетный газ, существование которого предполагалось наряду с солнечным ветром. Однако последние измерения на космических ракетах показали, что в межпланетном пространстве такого рода газ практически отсутствует. — *Прим. ред.*

системы. Следовательно, не всякий ударный переход будет иметь колебательный характер. Этот вопрос мы рассмотрим позже.

Прежде всего рассмотрим дебаевский радиус $l_D = (kT/4\pi N e^2)^{1/2}$, характеризующий максимальный размер, в пределах которого следует ожидать нарушения зарядовой нейтральности. Численно $l_D = 7(T/N)^{1/2}$ см. Это означает, что расширяющаяся корона и солнечный ветер электрически нейтральны всюду, кроме очень малых областей¹⁾. При температуре 10^6 °К получим дебаевский радиус 0,7 см в короне, где плотность $N \approx \approx 10^8$ см⁻³. На орбите Земли, где $N = 10$ см⁻³, дебаевский радиус равен всего 20 м.

Рассмотрим теперь кинетические свойства коронального газа. Необходимые формулы для среднего свободного пробега предложил Спитцер [19]. Время, в течение которого протон со скоростью w порядка тепловой накапливает последовательные отклонения до угла порядка 90° благодаря кулоновскому рассеянию в атмосфере ионизованного водорода с плотностью N ион/см³, определяется формулой

$$t_D \approx \frac{3 \cdot 10^{-12} w^3}{N \ln \Lambda} \text{ сек}, \quad (3.1)$$

где

$$\Lambda \equiv \frac{1,24 \cdot 10^4 T^{3/2}}{N^{1/2}}. \quad (3.2)$$

Характерные корональные плотности $N \sim 10^6 - 10^9$ см⁻³ и температуры $(1 - 4) \cdot 10^6$ °К дают величину $\ln \Lambda$ в пределах $19,4 < \ln \Lambda < 25,3$. Мы будем всюду использовать для короны разумную компромиссную величину $\ln \Lambda = 22$. Характерные условия в межпланетном пространстве на орбите Земли $N \sim 1 - 10^2$ см⁻³, $T \sim 10^3 - 10^5$ °К приводят к значению $\ln \Lambda$ в пределах $17,5 < \ln \Lambda < 25,9$. Таким образом, и в этом случае условие $\ln \Lambda = 22$ пригодно для

¹⁾ В той мере, в какой эта формула справедлива при отсутствии быстрых электронов, ее можно применять к солнечным космическим лучам с энергиями ~ 100 Мэв ($T \approx 10^{12}$ °К) и плотностями, достигающими, возможно, $\sim 10^{-6}$ см⁻³ на орбите Земли. При этом получим величину $l_D = 7 \cdot 10^9$ см, сравнимую с протяженностью геомагнитного поля в межпланетном пространстве.

соответствующих оценок. Рассмотрим некоторые характерные численные примеры. В солнечной короне при температуре $2 \cdot 10^6$ °К среднеквадратичная тепловая скорость $\omega \approx 220$ км/сек, а средний свободный пробег ωt_D порядка $3 \cdot 10^{17}/N$ см. Во внутренней короне, где $N \sim 10^9$ см⁻³, средний пробег теплового иона составляет $\sim 3 \cdot 10^2$ км, а шкала высот — 10^5 км; на высоте $3 \cdot 10^5$ км над основанием короны $N \sim 10^7$ см⁻³, $\omega t_D \sim 3 \cdot 10^4$ км и шкала высот — $2 \cdot 10^5$ км; на расстоянии $2,5 R_\odot$, т. е. $2 \cdot 10^6$ км от центра Солнца, $N \sim 10^6$ см⁻³, $\omega t_D \sim 3 \cdot 10^5$ км. Таким образом, средний свободный пробег теплового иона в короне меньше шкалы высот или радиального расстояния. Кулоновское рассеяние оказывается достаточным, чтобы поддерживать скалярное гидростатическое давление, близкое к изотропному. Действительно, при наличии различных видов неустойчивости, которые, как известно, существуют в плазме с небольшой анизотропией в распределении скоростей электронов и ионов [17, 14, 16], трудно найти причины, по которым давление могло бы отличаться от почти изотропного (см. разд. 11.2).

Во многих гидродинамических задачах, рассматриваемых ниже, удобно предположить, что корональный газ подчиняется политропному закону, в котором температура T пропорциональна $N^{\alpha-1}$, где α — показатель политропы. Чтобы проследить, как при этом будет изменяться средний свободный пробег ωt_D , отметим, что ω^2 для теплового иона пропорционально T . Тогда ωt_D пропорционально $N^{2\alpha-3}$, если пренебречь малым изменением $\ln \Lambda$. Средний свободный пробег возрастает при уменьшении плотности, если $\alpha < 3/2$, и падает, если $\alpha > 3/2$. Таким образом, при адиабатическом расширении ($\alpha = 5/3$) выше области нагрева короны средний свободный пробег уменьшается (из-за понижения температуры) одновременно с расширением газа. При очень большом удалении от Солнца средний свободный пробег падает с увеличением расстояния.

Средний свободный пробег теплового электрона близок к пробегу иона, если ион и электрон обладают сравнимыми тепловыми энергиями. Однако среднее время t_D свободного пробега для электрона значительно

меньше, чем для иона, так как при гораздо большей тепловой скорости электрон проходит ту же длину намного быстрее.

Время, необходимое для установления равенства энергий между электронами и ионами, отличается от t_D на множитель, приближенно равный корню квадратному из отношения массы протона к массе электрона. При температуре $T = 2 \cdot 10^6$ °К в короне получим $t_D \approx 1,5 \cdot 10^9 / N$ сек. Отсюда на высоте $3 \cdot 10^5$ км в короне, где $N \approx 10^7$ см⁻³ имеем $t_D \approx 150$ сек, а для установления равновесия необходимо время порядка $6 \cdot 10^3$ сек. Эта величина меньше приведенного ниже времени охлаждения вследствие излучения и характерного времени расширения короны, которое будет рассмотрено позже. Таким образом, для принятого времени установления равновесия будем предполагать, что электронная и ионная температуры приблизительно равны.

Часто предполагают, что газ солнечной короны (а следовательно, и межпланетный газ) содержит атомы гелия с плотностью порядка одной десятой плотности атомов водорода, в согласии с принятым обилием гелия на Солнце. Присутствие гелия не оказывает серьезного влияния на приведенные выше оценки среднего свободного пробега для ионов водорода. Однако средний свободный пробег ионов гелия, присутствие которого не исключено, несколько отличается от пробега для ионов водорода из-за различия заряда и массы этих ионов. Средний свободный пробег полностью ионизованного атома гелия с тепловой скоростью w в среде из ионизованного водорода с плотностью N в четыре раза больше среднего свободного пробега протона с той же скоростью w , если пренебречь незначительным изменением $\ln \Lambda$. С другой стороны, при одинаковой температуре скорость иона гелия равна половине скорости протона. Следовательно, при одинаковой температуре значение t_D^2 для гелия составляет половину, а $w t_D$ — одну четвертую часть от соответствующих величин для водорода.

Электрическая проводимость ионизованного водорода при температуре T определяется выражением [5, 19]

$$\sigma \approx 2 \cdot 10^7 T^{3/2} \text{ сек}^{-1} \quad (3.3)$$

в электрических единицах. Диссипация плотности тока j равна j^2/σ эрг/см³·сек. Отсюда магнитное число Рейнольдса R_m [7—9] для системы с характерным размером l и скоростью v равно $R_m = lv\sigma/c^2$. В солнечной короне σ очень велико ($6 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹); на орбите Земли σ , возможно, уменьшается до $6 \cdot 10^{11}$ сек⁻¹, если температура T падает до 10^3 °К. Из-за большого масштаба величины l характеристические числа Рейнольдса оказываются большими как вблизи Солнца, так и на орбите Земли. При $l \sim 10^4$ км и $v \sim 10$ км/сек число Рейнольдса для короны $R_m = 6 \cdot 10^{10}$; при $l \sim 10^5$ км и $v \sim 10^2$ км/сек имеем для орбиты Земли $R_m = 6 \cdot 10^7$. Отсюда следует, что магнитные силовые линии очень тесно связаны между собой и сохраняют свою топологию при перемещении вместе с газом. Как указал Кан [12], присутствия нейтральных атомов в солнечном ветре не следует ожидать из-за слишком медленной рекомбинации. Поэтому мы полностью пренебрегаем усилением диссипации магнитных полей в результате образования нейтральных атомов [6].

Формальное вычисление σ свидетельствует об уменьшении проводимости при усилении поперечного магнитного поля [2]. Это объясняется преимущественным движением электронов по круговым орбитам по сравнению с их дрейфом в электрическом поле в промежутке между столкновениями. В этом случае поперечное магнитное поле является достаточно сильным, чтобы выполнялось соотношение $\omega_{ce} t_{De} \gg 1$, где ω_{ce} — циклотронная частота, а t_{De} — время между столкновениями электронов. С другой стороны, такое магнитное поле не влияет на частоту столкновений и результирующую тепловую диссипацию, так что в большинстве случаев эффективная проводимость остается неизменной (см. [6] и библиографию к ней). Уравнения магнитной гидродинамики не меняют своего вида даже в предельном случае $\omega_{ce} t_{De} \rightarrow \infty$ [14].

Теплопроводность ионизованного водорода в короне определяется выражением [3, 19]

$$\kappa(T) = 6 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \text{ эрг/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{°К} \quad (3.4)$$

и обусловлена главным образом электронами ($\chi_i \sim \sim 10^{-2}\chi_e$). В неподвижном водороде теплопроводность близка к $2 \cdot 10^3 T$ эрг/см·сек °К. Теплопроводность солнечной короны чрезвычайно высока и, вероятно, определяет почти изотермический характер короны. Если бы теплопроводность короны не уменьшалась так резко из-за поперечных магнитных полей, то корона из-за высокой теплопроводности могла бы излучать в пространство энергию до $6 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Обычно принимают [2], что магнитное поле, перпендикулярное направлению теплового потока, будет уменьшать теплопроводность в $\sim (1 + \omega_{cet}^2 t_{De}^2)^{-1}$ раз. Детальные расчеты для сильных полей можно найти у Розенблюта и Кауфманна [18] (см. также [22]). Расчеты [18] показали, что при достаточно большом $\omega_{cet} t_{De}$ теплопроводность газа обусловлена главным образом ионами. Следовательно, при больших напряжениях поля проводимость перпендикулярно полю уменьшается не так сильно, как предполагалось выше. В настоящей монографии при рассмотрении полного потока тепловой энергии от Солнца мы будем предполагать, что вдали от локальных активных областей поперечные магнитные поля отсутствуют. Это предположение опирается на экспериментальные данные по корональным лучам. Корональные лучи служат превосходным доказательством преобладания радиальных солнечных полей, вдоль которых распространение тепла происходит беспрепятственно.

Вязкость полностью ионизованного водорода для короны и межпланетного пространства определяется выражением [3]

$$\mu \approx 1,2 \cdot 10^{-16} T^{5/2} \text{ г/см} \cdot \text{сек} \quad (3.5)$$

при одной и той же степени приближения $\ln \Lambda \approx 22$. Вязкость обусловлена преимущественно ионами ($\mu_e \sim \sim 2 \cdot 10^{-2} \mu_i$), а ее довольно большая величина приводит к малым гидродинамическим числам Рейнольдса для короны $R = l v / \mu$. На высоте $3 \cdot 10^5$ км над фотосферой температура $T = 2 \cdot 10^6$ °К дает значение $\mu = 0,7$ г/см·сек. Отсюда при $N = 10^7$ см⁻³, $l = 10^5$ км и характеристической скорости $v = 10$ км/сек получим число Рейнольдса $R \approx$

$\approx 0,2$. В межпланетном пространстве характеристический размер l и скорость v гораздо больше, а μ — намного меньше, чем в короне. Число Рейнольдса при этом может быть намного больше единицы, и при наличии сдвига могла бы возникнуть турбулентность. Число Прандтля $\kappa/c_p\mu$ для ионизованного водорода, полученное при помощи (3.4) и (3.5), равно приблизительно 12 ($c_p \approx \approx 5\kappa/(M+m)$ есть удельная теплоемкость в $\text{эрг/г}\cdot^\circ\text{К}$). Это число значительно больше единицы, поэтому в последующих гидродинамических расчетах вязкостью можно пренебречь. Однако, с другой стороны, это число не настолько велико, чтобы можно было считать такое рассмотрение точным.

При наличии достаточно сильного магнитного поля, когда произведение циклотронной частоты иона ω_{ci} на время между столкновениями t_D больше единицы, вязкость уменьшается перпендикулярно полю. Ион, испытывая столкновения через время t_D , проходит перпендикулярно градиенту скорости расстояние порядка лармовского радиуса ω/ω_{ci} вместо длины среднего свободного пробега ωt_D . Таким образом, эффективная кинетическая вязкость μ/ρ уменьшается приблизительно в $(1 + \omega_{ci}^2 t_D^2)$ раз.

Охлаждение вследствие излучения водорода с температурой выше 10^5 °К происходит в результате свободно-свободного и свободно-связанного излучения. Участки короны с температурой порядка миллиона градусов являются оптически тонкими для непрерывного спектра, поэтому потери на излучение составляют

$$\epsilon_{ff} \approx 1,4 \cdot 10^{-27} N^2 T^{1/2} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \quad (3.6)$$

для свободно-свободных переходов (тормозного излучения) и

$$\epsilon_{fb} \approx \frac{0,5 \cdot 10^{-21} N^2}{T^{1/2}} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \quad (3.7)$$

для свободно-связанных переходов (рекомбинационного излучения) [4, 19]. Свободно-свободное излучение преобладает при температуре выше $3 \cdot 10^5$ °К, а свободно-связанное — при более низких температурах. Мощность излучения зависит от квадрата плотности, поэтому подав-

ляющая часть его выходит из внутренней короны. В солнечной короне присутствуют тяжелые ионы в количестве, не обязательно соответствующем нормальной распространенности элементов на Солнце. Эти ионы дают вклад в эмиссионные линии короны; по-видимому, в них излучается такая же или большая энергия, как и в непрерывном спектре водорода. Мощность излучения этих

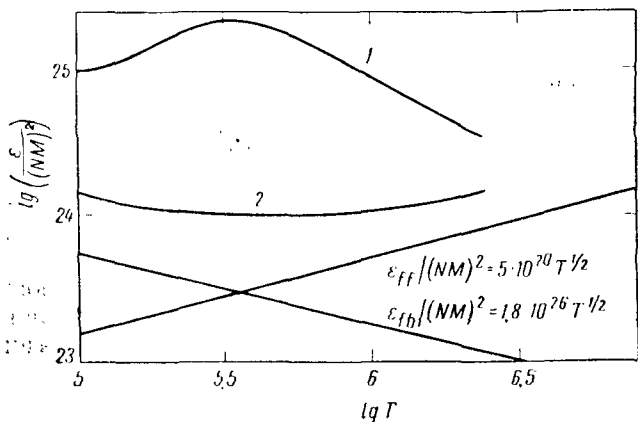


Рис. 3.1. Графики зависимости от температуры для верхнего (1) и нижнего (2) пределов полного излучения солнечных газов ϵ (эрг/см³·сек), полученные в работе [23], в сравнении со свободно-связанным ϵ_{fb} и свободно-связанным ϵ_{ff} излучением водорода.

ионов оценить трудно. Недавно Веймани [23] сделал некоторые оценки, применимые к короне с температурой выше 10⁵°К. Полученные им верхний и нижний пределы для полного излучения показаны на рис. 3.1. Там же показан вклад, который дает излучение водорода при свободно-связанных и свободно-связанных переходах. При температуре выше 10⁶°К свободно-связанное излучение дает около десятой доли полного излучения и в этом смысле служит оценочной мерой полных радиационных потерь. Оценки полных радиационных потерь в короне [1, 21, 24] дают величину несколько меньше 10²⁷ эрг/сек. Отсюда получаем время установления теплового равновесия порядка 10⁵ сек.

При температуре ниже 10^5 °К процесс излучения намного усложняется как в переходном слое между хромосферой и короной [20, 25], так и в межпланетном пространстве [11]. Для успешного развития теории необходимо экспериментально определить температуру межпланетного газа.

Мы уже упоминали [12], что рекомбинация межпланетного водорода происходит очень медленно. При любых условиях в межпланетном пространстве, которые можно было бы ожидать на орбите Земли, скорость рекомбинации равна

$$\frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} = \alpha N_e,$$

где α приблизительно равно $6 \cdot 10^{-11} T^{-1/2} \text{ см}^3/\text{сек}$. Таким образом, при $T = 10^3$ °К и $N_e = 10 \text{ см}^{-3}$ получим характерное время рекомбинации $\sim 10^3$ лет.

В заключение отметим, что сечение Q зарядового обмена для процесса $p + H \rightarrow H + p$ дает время жизни порядка $(QvN)^{-1}$. Эта величина в области энергий от 100 эв (160 км/сек) до 20 кэв (2000 км/сек) почти не зависит от энергии частиц, так как Q обратно пропорционально скорости частиц [10]:

$$\tau \approx \frac{10^7}{N} \text{ сек},$$

где N — число нейтральных атомов водорода в 1 см^3 , участвующих в зарядовом обмене с протонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alfvén H., Arkiv Mal. Astron. Phys, **27A**, № 25 (1941).
2. Chapman S., Cowling T. G., Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1958, p. 337. (Русский перевод: С. Чепмен, Т. Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, М., ИЛ, 1960.)
3. Chapman S., Astrophys. J., **120**, 151 (1954).
4. Cillié G., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **92**, 822, eqs. (6), (31) (1932).
5. Cowling T. G., The Sun, Ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)

6. Cowling T. G., *Magnetohydrodynamics*, Interscience Publishers, New York, 1957. (Русский перевод: Т. Каулинг, Магнитная гидродинамика, М., ИЛ, 1959.)
7. Elsasser W. M., *Phys. Rev.*, **95**, 1 (1954).
8. Elsasser W. M., *Am. J. Phys.*, **23**, 590 (1955).
9. Elsasser W. M., *Am. J. Phys.*, **24**, 85 (1956).
10. Fite W. L., Brackman T. R., Snow W. R., *Phys. Rev.*, **112**, 1161 (1958).
11. Hinteregger H. E., *Astrophys. J.*, **132**, 801 (1960).
12. Kahn F. D., 4th Symposium on Cosmical Gas Dynamics, Varenna, Italy, August 1960.
13. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **107**, 924 (1957).
14. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **109**, 1874 (1958).
15. Parker E. N., 16th Intern. Astron. Union. Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
16. Post R. F., Perkins W. A., *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 85 (1961).
17. Rosenbluth M. N., Los Alamos Rep. LA-2030, 1956 (не опубликовано).
18. Rosenbluth M. N., Kaufmann A. N., *Phys. Rev.*, **109**, 1 (1958).
19. Spitzer L., *The Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York, 1956. (См. перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957.)
20. Thomas R. N., *Astrophys. J.*, **131**, 429 (1960).
21. van de Hulst H. C., *The Sun*, Ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 304, 305. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
22. Vaughan-Williams R. W., Haas F. A., *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 165 (1961).
23. Weymann R., *Astrophys. J.*, **132**, 380 (1960).
24. Zirin H., *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, **2**, 13 (1957).
25. Zirker J. B., *Astrophys. J.*, **131**, 629 (1960).

ГИДРОСТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРОНЫ

Обычно в качестве модели солнечной короны рассматривают статическую атмосферу, удерживаемую гравитационным полем Солнца. В последние годы было проведено большое количество детальных расчетов для различных статических моделей короны. Мы воспользуемся некоторыми результатами этих расчетов, чтобы показать причины, вызывающие расширение короны.

Рассмотрим модель гипотетической статической короны. Такая корона испытывает тепловое расширение, направленное против сил гравитационного поля. При этом давление межзвездной среды на корону практически отсутствует, поэтому термодинамическое давление короны должно уравниваться давлением гравитационного поля на больших расстояниях от Солнца. Если для выполнения этого условия гравитационных сил недостаточно, то статическая корона при отсутствии давления межзвездной среды начнет расширяться. Расчеты разд. 4.1 показывают, что если градиент температуры, направленный наружу, превышает скорость нормального адиабатического понижения температуры короны, то под действием теплопроводности и возможного конвективного переноса тепла корона на больших расстояниях от Солнца может иметь температуру, достаточную для преодоления гравитационных сил. Из этих расчетов следует, что корона должна расширяться; расчеты дают также порядок величины для скорости расширения короны. В разд. 4.2 качественно рассматривается возможное влияние общего поля Солнца на вытягивание короны в межпланетное пространство.

В разд. 4.3 обсуждается вопрос о распространенности ионов в солнечной короне. Рассматривается гидро-

статическое распределение ионов в неоднородной короне. Показано, что в солнечном ветре тяжелых ионов, возможно, несколько меньше, чем в солнечной атмосфере.

4.1. Элементарные модели

Рассмотрим гидростатические свойства статической солнечной короны, свободной от магнитных полей и состоящей из однородного газа с плотностью $\rho(r)$. В этом случае градиент давления связан с $\rho(r)$ обычным барометрическим законом

$$\frac{dp}{dr} = -\rho(r) g(r), \quad (4.1)$$

где $g(r)$ — ускорение силы тяжести, которое можно выразить через ускорение на уровне отсчета $r=a$ в виде $g(r) = g(a) (a/r)^2$ ¹⁾. Удобно положить $a=10^6$ км, при котором $g(a) \approx 1,4 \cdot 10^4$ см/сек². Плотность $N(a)$ на этом уровне порядка 10^7 см⁻³ (см. рис. 2.1); гидростатическое давление при температуре $2 \cdot 10^6$ °К равно $p(a) \approx 6 \cdot 10^{-3}$ дин/см².

При решении (4.1) граничные условия задаются обычно в виде $p(a)$ и $\rho(a)$, причем $p(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Строго говоря, при $r \rightarrow \infty$ давление $p(r)$ должно приближаться к давлению межзвездной среды. Однако это давление ($1,4 \cdot 10^{-14}$ дин/см² при плотности 1 частиц/см³, температуре 10^2 °К и давлении $4 \cdot 10^{-12}$ дин/см² межзвездного поля с напряженностью 10^{-5} гс) настолько мало, что в данном случае им можно пренебречь.

Для решения (4.1) необходимо установить характер зависимости между p и ρ . Предположим сначала, что p и ρ связаны простым политропным законом с индексом политропы α . Тогда

$$p(r) = p(a) \left[\frac{\rho(r)}{\rho(a)} \right]^\alpha = \rho(a) \left[\frac{N(r)}{N(a)} \right]^\alpha. \quad (4.2)$$

¹⁾ Здесь не учитывается центробежная сила вращения Солнца ($\Omega \approx 3,0 \cdot 10^{-6}$ сек⁻¹), которая становится равной $g(r)$ на расстоянии $40 R_\odot$.

Теперь (4.1) можно непосредственно проинтегрировать. При этом для ионизованного водорода получаем

$$p(r) = p(a) \left[1 - \Lambda(a) \left(1 - \frac{a}{r} \right) \right]^{\alpha/(\alpha-1)}, \quad (4.3)$$

где для ионизованного водорода

$$\Lambda(a) = [(\alpha-1)/2\alpha] Mg(a)a/kT(a),$$

M — масса и $p = 2NkT$. Очевидно, должно быть $\Lambda \geq 1$, если $p(r)$ обращается в нуль на бесконечности. Если $\Lambda > 1$, то плотность атмосферы падает до нуля при $r = r_m$, где

$$\frac{r_m}{a} = \frac{\Lambda(a)}{\Lambda(a) - 1} \quad (4.4)$$

относится к границе атмосферы. Выше уровня r_m атмосфера отсутствует. Отметим, что из-за наличия конвекции показатель α , вероятно, не может заметно превзойти значение показателя $\alpha = 5/3$ для адиабатического изменения температуры. Предположим, что в лучшем возможном случае для статической короны α имеет именно это максимальное значение $5/3$. Тогда условие $\Lambda \geq 1$ будет выполняться, если $kT(a) \leq Mg(a)a/5$. Отсюда следует, что тепловая энергия $3/2 kT(a)$ должна составлять не более 0,3 от гравитационной энергии утечки $Mg(a)a$ для данного уровня a . Если температура атмосферы в любой точке превышает этот предел, то атмосфера будет вытягиваться до бесконечности при конечном давлении. Это давление ничем не сдерживается на бесконечности, поэтому атмосфера будет расширяться, вопреки исходным предположениям.

Совсем недавно Потташ [9] получил экваториальные температуры короны вплоть до $22R_{\odot}$ для минимума солнечной активности, когда корона нагрета в наименьшей степени. Это было сделано на основе барометрического уравнения по данным наблюдений Блэквелла [3, 4] для экваториальных плотностей короны. При наличии расширения ускорение, направленное наружу, уменьшалось бы за счет эффекта гравитации, поэтому для объяснения наблюдаемого градиента плотности потребовалась бы более высокая температура. Следовательно, вычисленные на основе барометрического закона зна-

чения температуры являются нижним пределом. Рассмотрим $\Lambda(a)$, вычисленное в различных точках короны при $\alpha = 5/3$, что соответствует самому благоприятному случаю для статической короны. Из расчетов Потташа следует, что $\Lambda(a) = Mg(a)/5kT(a)$ уменьшается при удалении от Солнца, достигая критического значения $\Lambda \approx 1$ на предельном расстоянии для наблюдений $a = 22 R_{\odot}$.

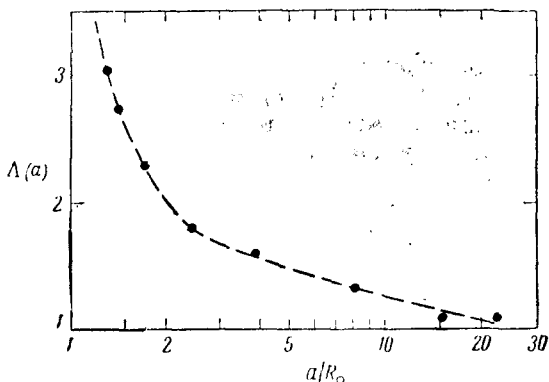


Рис. 4.1. Отношение гравитационной энергии водородных атомов короны к их тепловой энергии $\Lambda(a) = Mg(a)a/5kT(a)$ как функция радиального расстояния от Солнца. Для установления статистического равновесия адиабатической атмосферы на расстояниях $r \geq a$ необходимо, чтобы это отношение было больше единицы.

(см. рис. 4.1). Таким образом, для поддержания статической короны необходимо, чтобы адиабатическое понижение температуры начиналось непосредственно за пределами указанного расстояния $22 R_{\odot}$. В этом случае корона вытягивалась бы до бесконечности при уменьшении давления до нуля лишь на бесконечно большом расстоянии от Солнца. Минимальные температуры короны, полученные Потташем, требуют максимального значения для α непосредственно за пределами расстояния $22 R_{\odot}$. В наблюдаемой части короны α заметно меньше $5/3$ и равно приблизительно 1,1 или 1,2. Поэтому Λ составляет лишь $1/3$ от значений, показанных на рис. 4.1. Малая величина α обусловлена, по-видимому, огромной

теплопроводностью коронального газа, к рассмотрению которого мы снова возвращаемся.

Предположим, что $T(r)$ является функцией радиального расстояния в гипотетической статической короне. Тогда интегрирование (4.1) дает

$$p(r) = p(a) \exp \left[-\frac{M}{2R} \int_a^r dr \frac{g(r)}{T(r)} \right].$$

Для того чтобы $p(r)$ обратилось в нуль на бесконечности, выражение $\int dr g(r)/T(r)$ должно расходиться при $r \rightarrow \infty$. Это имеет место только в том случае, если $g(r)/T(r)$ при увеличении расстояния асимптотически падает медленнее, чем $1/r$, т. е. если $T(r)$ падает быстрее, чем $1/r$. Если $T(r)$ задать в виде $T(a) (a/r)^s$, то для $\Lambda \equiv Mg(a) a/kT(a)$ получим

$$p(r) = p(a) \exp \left\{ -\frac{\lambda}{2(s-1)} \left[\left(\frac{r}{a} \right)^{s-1} - 1 \right] \right\} \text{ при } s > 1, \quad (4.5)$$

$$p(r) = p(a) \left(\frac{a}{r} \right)^{\lambda/2} \text{ при } s = 1 \quad (4.6)$$

и

$$p(r) = p(a) \exp \left\{ -\frac{\lambda}{2(1-s)} \left[1 - \left(\frac{a}{r} \right)^{1-s} \right] \right\} \text{ при } s < 1. \quad (4.7)$$

Для статической короны необходимо и достаточно принять $s \geq 1$. Рассмотрим случай $s < 1$. В этом случае $p(\infty)$ отличается от $p(a)$ лишь множителем $\exp[-\lambda/2(1-s)]$. Во внешней короне Λ изменяется в пределах от 5 до 20. Следовательно, при s , несколько меньшем единицы, $p(\infty)$ очень велико, лишь на несколько десятых отличаясь от давления $p(a)$ в короне Солнца.

На важность теплопроводности для вытягивания статической солнечной короны в межпланетное пространство впервые указал Чепмен [6]. Во внешней короне потери на излучение пренебрежимо малы по сравнению с теплопроводностью. Чепмен показал, что из решения уравнения для стационарного теплового потока

$$\nabla \cdot (x \nabla T) = 0$$

в ионизованном газе, для которого $\kappa \sim T^{(1-s)/s}$, на основании (3.4) получим функцию $T(r)$ в виде $T(r) = T(a) (a/r)^s$. В этом случае тепловые потери вследствие теплопроводности определяются выражением

$$Q = 4\pi s \kappa(a) T(a) a, \quad (4.8)$$

где $\kappa(a)$ есть коэффициент теплопроводности на расстоянии $r=a$ при температуре $T(a)$. Из (3.4) следует, что $s=2/7$. Отсюда при $T(a)=2 \cdot 10^6$ °К ($\lambda \approx 8$) получим на орбите Земли температуру $\sim 4 \cdot 10^5$ °К. Это показывает, что корона вытягивается в межпланетное пространство на громадные расстояния.

Чемберлен предположил [5], что поперечные магнитные поля в межпланетном пространстве, возможно, приводят к значительному уменьшению теплопроводности по сравнению с величиной, предложенной Чепменом. Этот эффект мог бы вызвать уменьшение расширения короны, так как в этом случае преобладало бы охлаждение вследствие излучения. Однако наблюдения не подтверждают такую точку зрения. Как отмечалось в гл. 2, корональные лучи указывают на приблизительно радиальное направление поля вблизи Солнца. Способность высокоэнергичных солнечных протонов приходить к Земле вскоре после их генерации во вспышке означает, что межпланетное поле должно иметь большую радиальную составляющую. По-видимому, происходит радиальное движение протонов и действует теплопроводность наружу от Солнца вдоль силовых линий магнитного поля.

Чепмен [7] модифицировал эту первоначальную качественную модель, чтобы добиться лучшего согласия с наблюдаемым профилем плотности короны вблизи Солнца. Он предположил, что температура имеет тенденцию отклоняться от профиля $1/r^{2/7}$ (случай чистой теплопроводности) к более крутому профилю адиабатического понижения температуры. Для такого предположения нет никаких определенных физических оснований. Конвективное перемешивание в данном случае нельзя использовать, так как эта модель устойчива по отношению к конвекции. Конвекция стремится уменьшить градиенты температуры, если они превосходят

скорость адиабатического понижения температуры, и оставляет их без изменения в противоположном случае. Показатель s в новой модели Чепмена увеличивается от $2/7$ до 0,8 на расстоянии $\sim 3R_{\odot}$ и до 0,5 за пределами $9R_{\odot}$. Отметим прежде всего, что эти значения s намного меньше минимальной величины $s=1$, необходимой для статического равновесия. Показатель политропы для расстояния $9R_{\odot}$ равен $\alpha \approx 1,16$, откуда получим $\Lambda = 0,45$. Для статического равновесия необходима величина $\Lambda \geq 1$. Следовательно, солнечная корона не может находиться в статическом состоянии.

Модель статической атмосферы испытывает еще одну трудность, указанную Потташем [9]. Наблюдаемое увеличение величины s по сравнению с ее значением $2/7$ для простой модели с теплопроводностью приводит к невероятно большому росту потерь вследствие теплопроводности из короны наружу. Как известно, дивергенция потока тепла имеет конечное значение, изменяющееся приблизительно как N^2/T , чего и следует ожидать при наличии радиационных потерь. На этом основании Потташ защищает статическую модель, утверждая, что какое-то неизвестное, но мощное излучение высокоионизованных атомов должно поглощать тепловой поток, направленный наружу от Солнца. Мощность такого излучения в 10^2 раз превышала бы мощность свободно-свободного излучения водорода, что не поддается никакому объяснению. С другой стороны, позже будет показано, что расширения невозмущенной короны как раз достаточно для поглощения теплового потока.

Таким образом, можно считать установленным, что солнечная корона вследствие высокой температуры и большой теплопроводности не может находиться в статическом состоянии при условии, что на бесконечности отсутствуют силы, препятствующие ее расширению.

Можно определить приблизительный нижний предел для скорости расширения невозмущенной короны. Рассмотрим тепловой поток Q в короне, направленный наружу. Мы не знаем никакого механизма охлаждения вследствие излучения, который в какой-нибудь степени был бы сравним с переносом энергии Q путем тепло-

проводности из внутренней короны. Поэтому главную роль в расширении короны играет тепловой поток Q . Рассматривая для простоты случай сферической симметрии, получим, что поток энергии Q вызывает на больших расстояниях от Солнца ветер со скоростью v ¹⁾. При этом Q и v связаны соотношением

$$Q \approx 4\pi r^2 N M v \cdot \frac{1}{2} (v^2 + v_{\text{ут}}^2), \quad (4.9)$$

где $v_{\text{ут}}$ — скорость гравитационной утечки частиц из внутренней короны (~ 600 км/сек), а N — плотность частиц солнечного ветра на расстоянии r . Если скорость солнечного ветра v несколько меньше, чем $v_{\text{ут}}$, то ею можно пренебречь по сравнению с $v_{\text{ут}}$. Тогда получим $Nv \sim Q/2\pi r^2 M v_{\text{ут}}^2$. Для Q порядка $2 \cdot 10^{27}$ эрг/сек получим $Nv \sim 2,4 \cdot 10^8$ см⁻² · сек⁻¹ на орбите Земли. Эта величина достаточно хорошо согласуется с данными наблюдений. Таким образом, путем учета теплопроводности можно объяснить перенос большей части необходимой энергии в расширяющейся солнечной короне. Можно предположить, что при такой огромной теплопроводности солнечный ветер имеет несколько большую температуру, чем при адиабатическом расширении, однако он, конечно, холоднее самой короны.

4.2. Модель с магнитным полем

Если имеется общее магнитное поле Солнца, пронизывающее солнечную корону, как об этом свидетельствуют данные о корональных лучах и другие данные, то барометрическое уравнение (4.1) следует применять не к короне в целом, а к каждой силовой линии в отдельности. Результаты уравнений (4.3), (4.7) предыдущего раздела применимы к каждой отдельной силовой линии, причем каждой данной линии в основании короны приписывается давление $p(a)$. Корональные лучи свидетельствуют о том, что силовые линии вытянуты наружу от Солнца приблизительно по радиусу. Следовательно, по-видимому, как и прежде, необходимо выполнение условия $p(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Таким образом,

¹⁾ Тепловой конвекцией наружу пренебрегаем, так как она незначительна из-за большого расширения и охлаждения короны.

предыдущие соображения о расширении короны сохраняют силу и при наличии общего поля Солнца.

Очевидно, яркие полосы, соответствующие корональным лучам, возникают как при колебаниях плотности у основания короны¹⁾, так и при наличии разности температур между соседними силовыми линиями [11]. Если температуры вдоль двух соседних силовых линий равны на любой высоте, то отношение их плотностей у основания короны остается неизменным вдоль всей длины силовых линий. Для сохранения равновесия в продольном направлении необходимо единственное условие, чтобы $p + B^2/8\pi$ было одинаковым в двух соседних силовых трубках. Это значит, что давление магнитного поля $B^2/8\pi$ должно быть достаточно большим, чтобы уравновесить разность газового давления p .

Возникает вопрос, может ли общее поле Солнца удержать солнечную корону, несмотря на высокую температуру. Очевидно, достаточно сильное поле ($B^2/8\pi \gg \gg p$) с замкнутой конфигурацией могло бы вызвать такой эффект подобно тому, как геомагнитное поле удерживает энергичные частицы радиационных поясов. Однако вытягивание корональных лучей преимущественно по радиусу показывает, что общее магнитное поле недостаточно для удержания короны. Если мы обратимся к прямым экспериментальным оценкам $B^2/8\pi$ и p , то обнаружим, что $B^2/8\pi \leq p$, согласно данным о корональных лучах. Как видно из рис. 2.1, плотность короны на высоте $\sim 3 \cdot 10^5$ км составляет $\sim 10^7$ см⁻³. В этом случае плотность тепловой энергии при температуре $\sim 2 \cdot 10^6$ К равна $0,8 \cdot 10^{-2}$ эрг/см³. Поле ~ 1 гс, наблюдаемое вблизи полюсов Солнца в фотосфере, уменьшается до $1/2$ гс на высоте $\sim 3 \cdot 10^5$ км при вытягивании по радиусу. При более быстром расширении, согласно данным по корональным лучам, поле уменьшается еще сильнее, так что $B^2/8\pi$ значительно меньше 10^{-2} эрг/см³. Таким образом, корональный газ преодолевает общее магнитное поле Солнца и, согласно наблюдениям, расширяется в межпланетное пространство.

¹⁾ Пока не ясно, связаны ли флуктуации плотности со структурой хромосферы [1, 2].

Этот факт приводит к интересным и, возможно, поучительным предположениям, хотя они и не имеют существенного значения для рассматриваемой проблемы. Если бы корона была статической, то основные тепловые потери для внешней короны вызывались бы теплопроводностью в межпланетное пространство. Заключив корону в сильное дипольное поле Солнца, удалось бы быстро уменьшить тепловые потери благодаря поперечным магнитным полям. Если бы нагрев короны продолжался с прежней скоростью, то температура короны быстро возростала бы (с характерным временем порядка одного дня) из-за неспособности короны охлаждаться при помощи теплопроводности в межпланетное пространство. Температура короны невероятно возростала бы за период времени, в течение которого газовое давление становится сравнимым с магнитным давлением. В этот момент дипольное поле уже не могло бы удерживать корону. В результате возникло бы расширение короны при ρ того же порядка величины, что и $B^2/8\pi$. По-видимому, этот эффект действительно наблюдается.

Возможно, этот эффект имеет некоторое отношение к изменчивому характеру короны в период между максимумом и минимумом солнечной активности. С одной стороны, в годы максимума солнечной активности корона над полюсами, по-видимому, имеет почти такую же температуру, как над экватором. Общее магнитное поле Солнца, согласно данным по корональным лучам, вытягивается по радиусу в любой точке поверхности Солнца. Магнитные поля, по существу, не препятствуют теплопроводности. С другой стороны, в минимуме солнечной активности корона над полюсами значительно холоднее, чем на экваторе, а магнитное поле сжимается к экватору, причем оно вытянуто по радиусу только в пределах небольшого углового расстояния по обе стороны от экватора. Было бы интересно установить, не является ли эта общая конфигурация с низкими температурами в полярных областях простым следствием уменьшения нагрева короны, который, по-видимому, приблизительно одинаков по всей поверхности Солнца. В этом случае понижение температуры в полярных областях можно объяснить тем, что магнитные поля в

этих областях не препятствуют охлаждению короны путем теплопроводности и расширения и быстро распространяются в межпланетном пространстве, тогда как в экваториальной области наблюдается тенденция к уменьшению охлаждения. Это уменьшение обусловлено магнитным полем, которое стремится замкнуться над экватором. Такое поле может лишь частично ограничить конвекцию и расширение короны вблизи экватора. Оно никогда не может полностью подавить эти процессы по причинам, отмеченным ранее. Важность этого эффекта будет показана в гл. 10, где проводятся расчеты конфигурации магнитного поля. Возможно, этот эффект вносит вклад в охлаждение полярных областей и нагревание экваториальных вздутий, весьма характерных для короны в минимуме солнечной активности.

4.3. Распространенность тяжелых ионов

Статическая солнечная корона обладает одной важной особенностью, которую, возможно, следует учитывать при рассмотрении реальной расширяющейся короны. Мы имеем в виду изменение относительной распространенности тяжелых ионов с высотой. В состоянии полного статического равновесия распределение ионов с массой AM характеризуется шкалой высот порядка kT/AMg . Поэтому относительная распространенность тяжелых ионов быстро уменьшается с высотой. Если на некоторое время сильно нарушить равновесное состояние короны, чтобы получить мгновенное однородное распределение тяжелых ионов, то равновесие очень быстро восстанавливается. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим направленный вниз дрейф ионов гелия в водородной короне, имеющей плотность N , температуру T и ускорение силы тяжести g . Если t_{He} — среднее время свободного пробега для иона гелия, то его средняя скорость дрейфа равна $\frac{1}{2}gt_{He}$. Следовательно, t_{He} пропорционально квадрату массы иона и обратно пропорционально квадрату его заряда. Эта величина пропорциональна также кубу тепловой скорости иона, которая при данной температуре изменяется обратно пропорционально массе в степени $3/2$. Таким образом, для иона

гелия $Z=2$, $A=4$, среднее время t_{He} свободного пробега приблизительно равно половине соответствующей величины для водорода, полученной из (3.1) при той же температуре. На высоте $3 \cdot 10^5$ км, где плотность короны $N \approx 10^7$ см⁻³, получим $t_{\text{He}} \approx 70$ сек при температуре $\sim 2 \cdot 10^6$ °К. На такой высоте $g \approx 1,5 \cdot 10^4$ см/сек², поэтому средняя скорость дрейфа порядка 50 км/сек. Разумеется, на больших глубинах в короне осаждение гелия происходит с меньшей скоростью, которая падает до ~ 1 км/сек у основания короны, где $N \approx 10^9$ см⁻³. В связи с этим мы хотели бы отметить, что для поддержания во внешней короне обычной для Солнца распространенности тяжелых ионов необходимы сильные возмущения или расширение короны. Скорость этих процессов должна быть больше скорости дрейфа $1/2gt_{\text{He}}$. С другой стороны, можно предположить, что во внешней короне имеет место пониженное содержание тяжелых ионов. Тогда в солнечном ветре в межпланетном пространстве также наблюдалось бы пониженное содержание таких ионов. Если во внешней короне происходят сильные возмущения, то это ведет к значительному нагреву короны. Более детальное рассмотрение вопроса о равновесии и дрейфе тяжелых ионов можно найти в работе [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Athay R. G., Menzel D. H., *Astrophys. J.*, **123**, 285 (1956).
2. Athay R. G., Thomas R. N., *Astrophys. J.*, **125**, 788 (1957).
3. Blackwell D. E., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **115**, 629 (1955).
4. Blackwell D. E., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **116**, 50 (1956).
5. Chamberlain J. W., *Astrophys. J.*, **133**, 675 (1961).
6. Chapman S., *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, **2**, 1 (1957).
7. Chapman S., *Proc. Roy. Soc.*, **A253**, 462 (1959).
8. Dessler A. J., Parker E. N., *J. Geophys. Res.*, **64**, 2239 (1959).
9. Pottasch S. R., *Astrophys. J.*, **131**, 68 (1960).
10. Parker E. N., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
11. van de Hulst H. C., *The Sun*, Ed. G. R. Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 298, 299, 302, 303. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)

РАСШИРЕНИЕ НЕВОЗМУЩЕННОЙ КОРОНЫ

Гидродинамическое расширение солнечной короны в межпланетное пространство приводит к возникновению спокойного солнечного ветра, наблюдаемого на орбите Земли. Стационарное расширение короны описывается уравнением Бернулли, которое получается при интегрировании гидродинамических уравнений вдоль линий тока для потока вещества, направленного от Солнца. Скорость расширения и скорость потока вещества от Солнца имеют пренебрежимо малые значения во внутренних частях короны, достигая всего $\sim 0,1$ км/сек у ее основания, где плотность вещества равна $\sim 10^9$ см⁻³. Разумеется, с увеличением расстояния скорость расширения постепенно возрастает, переходя через скорость звука на расстоянии в несколько солнечных радиусов, и достигает своего максимального значения порядка нескольких сотен километров в секунду на расстоянии многих солнечных радиусов. Эта гидродинамическая задача во многом подобна задаче о расширении газа, проходящего через сопло Лавала; при этом она усложняется неоднозначностью решения уравнения Бернулли. Правильный выбор соответствующего семейства решений очень важен, поэтому настоящую главу мы посвящаем представлению главных аналитических свойств решений, чтобы показать метод правильного их выбора. Проблема правильного выбора решений хорошо иллюстрируется рис. 5.2 (см. стр. 96), на котором показана зависимость скорости расширения от радиального расстояния для случая изотермической короны. Из рис. 5.2 видно, что для скорости имеются два семейства решений вблизи Солнца и два — вдали от него. Окончательный выбор решений осуществляется следующим

образом. Мы требуем, чтобы вблизи Солнца скорость расширения приближалась к нулю. Этому требованию удовлетворяют кривые нижнего семейства. С другой стороны, на большом расстоянии от Солнца при малой скорости расширения возникают огромные газовые давления. Это требует наличия сильного противодействия со стороны межзвездной среды, которое поддерживает малую скорость расширения. Кривые верхнего семейства соответствуют сверхзвуковой скорости расширения и исчезающе малому газовому давлению. В этом случае внешняя удерживающая сила не нужна. Межзвездная среда не в состоянии заметно уменьшить скорость потока, поэтому можно использовать значение скорости из верхнего семейства решений.

Если нижнее семейство решений удовлетворяет уравнению Бернулли для небольших расстояний, а верхнее — для больших расстояний от Солнца, то эти решения, очевидно, должны пересекаться в некоторой точке, которую мы называем *критической точкой*. Эта точка аналогична точке перехода от околосвуковой к сверхзвуковой скорости для потока, протекающего через сопло Лаваля, а гравитационное поле Солнца выполняет в данном случае роль шейки сопла. Условие, при котором в гравитационном поле может осуществляться переход к сверхзвуковому расширению, можно получить в результате формального анализа уравнения Бернулли. Читатель, которого мало интересуют формальные математические детали решения этого уравнения, может ограничиться беглым рассмотрением рисунка 5.2, а затем непосредственно перейти к следующей главе, в которой рассмотрены приложения уравнения Бернулли к различным моделям солнечной короны.

При построении формальной математической модели, пригодной для солнечной короны, необходимо учитывать ряд моментов. Солнечная корона не является полностью однородной по широте и долготе, а ее расширение может до некоторой степени определяться общим магнитным полем Солнца, как об этом свидетельствует наличие корональных лучей. Поэтому нужно рассматривать стационарное расширение и поток коро-

нального вещества вдоль данной линии тока во времени. Линия тока простирается от основания короны, где скорость потока мала, вплоть до некоторого очень большого расстояния в пространстве, где гидростатическое давление, по существу, равно нулю. Движения вещества вдоль соседних линий тока будут отличаться друг от друга из-за различий температуры и плотности, а также вследствие существования некоторого расхождения линий тока.

Следует ожидать больших различий между движениями вещества в противоположных направлениях от Солнца. Поэтому общее расширение невозмущенной короны следует рассматривать как сумму из многих элементарных трубок вещества, связанных с отдельными линиями тока, по аналогии с общепринятой картиной магнитного поля как суммы большого количества элементарных трубок из силовых линий. Отдельные трубки тока имеют преимущественно радиальное направление. Их поперечные сечения при удалении от Солнца, по-видимому, возрастают приблизительно по закону $\sim r^2$.

Для начала предположим, что к короне в целом применим обычный политропный закон. Исходя из этого, рассмотрим предварительные следствия, вытекающие из обычного политропного закона, с показателем политропы, достигающим своего адиабатического значения $\alpha = 5/3$ на больших расстояниях от Солнца.

5.1. Гидродинамические уравнения

По-видимому, в каждой точке фотосферы Солнца имеется магнитное поле с напряженностью менее 1 гс. Вследствие высокой проводимости коронального газа поле вынуждено двигаться вместе с газом. Следовательно, при стационарном расширении короны силовые линии магнитного поля вытягиваются вдоль линий тока¹⁾. Сила, действующая на газ со стороны поля \mathbf{B} , равна $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / 4\pi$ дин/см³. Эта сила не имеет составляющей вдоль линии тока. Поэтому изменение скорости потока вдоль линии тока при изменении расстояния l

¹⁾ В системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем.

определяется уравнением¹⁾

$$v \frac{\partial v}{\partial l} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} + \frac{\partial \Phi}{\partial l} = 0, \quad (5.1)$$

где Φ — гравитационный потенциал, ρ — плотность газа, p — газовое давление. Силами вязкости в уравнении (5.1) мы пренебрегаем, так как они, по-видимому, значительно меньше эффектов теплопроводности вдоль линии тока (согласно гл. 3). Впоследствии мы рассмотрим теплопроводность более подробно, а в настоящей главе эффекты теплопроводности и нагревания короны будут учитываться весьма приближенно на основе предположения, что p и ρ в потоке газа от Солнца связаны политропным законом (4.2), в котором величина показателя α меньше адиабатического значения $5/3$. Мы будем иметь дело главным образом со значениями α в пределах $1 \leq \alpha \leq 5/3$.

При соблюдении политропного закона можно путем интегрирования (5.1) получить обычное уравнение Бернулли

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} v^2(l) + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[\frac{\rho(l)}{\rho_0} \right]^{\alpha-1} + \Phi(l) = \\ = \frac{1}{2} v_0^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \Phi_0. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Теперь представим себе тонкую трубку вещества, ось которой совпадает с данной линией тока, как показано на рис. 5.1. Если обозначить через $A(l)$ площадь поперечного сечения трубки, то из закона сохранения вещества получим

$$\rho(l) v(l) A(l) = \rho_0 v_0 A_0, \quad (5.3)$$

где индекс «0» относится к значениям соответствующих величин в некоторой фиксированной точке линии тока. Если геометрия трубки потока задана, то можно найти функцию $F(l) \equiv A(l)/A_0$. Очевидно, эта функция $F(l)$ характеризует равновесие линий тока в горизонтальной

¹⁾ Позже будет показано, что влияние солнечного вращения на гидродинамическое расширение короны мало, поэтому в нашем рассмотрении вращением Солнца можно пренебречь.

плоскости, когда соблюдается баланс между центробежной силой потока и напряжением силовых линий магнитного поля вдоль линии тока с определенной кривизной. При этом необходимо также, чтобы $\rho^2 + B^2/8\pi$

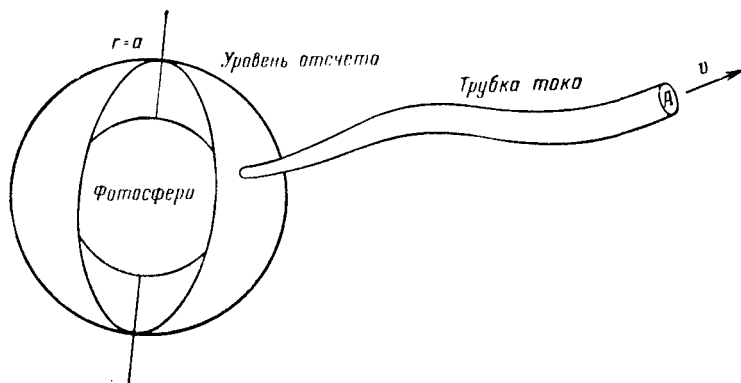


Рис. 5.1. Эскиз отдельной корональной трубки тока, вдоль которой проводится интегрирование гидродинамического уравнения. Уровень отсчета впоследствии принимается равным $r=a$ — радиальному расстоянию $\sim 10^6$ км от центра Солнца.

было одинаковым внутри и вне трубки потока. Используя (5.3), можно переписать уравнение (5.2) следующим образом:

$$\frac{1}{2} v^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{\rho_0}{\rho} \left(\frac{v_0}{vF} \right)^{\alpha-1} + \Phi = \frac{1}{2} v_0^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{\rho_0}{\rho_0} + \Phi_0. \quad (5.4)$$

Общее решение (5.4) рассматривается в Приложении I. В данном случае мы обращаем внимание на то, что корональные лучи при невозмущенной короне имеют главным образом радиальное направление¹⁾, поэтому в первом приближении расстояние l вдоль линии тока

¹⁾ Мы не рассматриваем локальную циркуляцию, связанную с протуберанцами и петлями, наблюдающимися в короне над активными областями. Локальные магнитные поля вблизи активных областей, по-видимому, имеют напряженность существенно больше 1 гс, что препятствует расширению невозмущенной короны над активными областями.

эквивалентно радиальному расстоянию r . Мы предполагаем, что $F = (r/a)^s$, где $r=a$ принято в качестве уровня отсчета.

Значение $s=2$ соответствует частному случаю строго радиального движения; $s>2$ соответствует движению, которое несколько отклоняется от радиального, и т. д.

Если $\Phi = -GM_{\odot}/r$, то (5.4) можно записать в безразмерной форме, для которой соответствующие физические параметры приводятся к значениям в определенной точке, и, таким образом, в уравнении будет фигурировать лишь один параметр. Такая приведенная форма удобна для представления и анализа чисто математических свойств уравнения Бернулли. С другой стороны, физические параметры в данном случае настолько замаскированы, что очень трудно установить соответствие между математическими свойствами уравнения и рассматриваемой физической ситуацией. Следовательно, мы должны избрать некоторый компромиссный путь. Наша непосредственная цель заключается в том, чтобы сделать уравнение Бернулли пригодным к физическим условиям в солнечной короне. В этом смысле приведенная форма уравнений не дает никаких преимуществ. Вместо этого мы выразим поток энергии и энергию гравитационного потенциала (на 1 атом газа) через тепловую энергию принятого уровня отсчета, вводя безразмерную скорость

$$U^2 \equiv \frac{1}{2} \frac{\rho_0 v^2}{p_0} \quad (5.5)$$

и безразмерный гравитационный потенциал

$$H \equiv \frac{GM_{\odot} \rho_0}{a p_0} \quad (5.6)$$

Расстояние выражается в долях радиуса a , принятого за уровень отсчета ($\zeta \equiv r/a$). В этих обозначениях уравнение Бернулли (5.4) можно записать в виде

$$U^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \left(\frac{U_0}{U \zeta^s} \right)^{\alpha-1} - \frac{H}{\zeta} = U_1^2 \quad (5.7)$$

при $\alpha \neq 1$ или в виде

$$U^2 - \ln U - s \ln \zeta - \frac{H}{\zeta} = U_1^2 \quad (5.8)$$

при $\alpha = 1$. В этих уравнениях

$$U_1^2 \equiv U_0^2 + \frac{\alpha}{\alpha - 1} - H, \quad (5.9)$$

$$U_2^2 \equiv U_0^2 - \ln U_0 - H, \quad (5.10)$$

а U_0 — значение U на уровне отсчета $\zeta = 1$. В такой безразмерной форме уравнений соответствующие физические величины — сила тяжести и скорость — выражаются через тепловую энергию. Уравнения в приведенной форме рассматриваются в разд. 5.4 в виде, удобном для графического представления зависимости скорости от радиального расстояния при различных значениях α . Чисто формально приведенная форма уравнений рассматривается в Приложении I, где уже не предполагается $F = \zeta^s$.

5.2. Асимптотические семейства решений для скорости

Для формальной иллюстрации топологии решений уравнения Бернулли, представленных на рис. 5.2, нужно прежде всего отметить асимптотическое поведение решений на очень больших и очень малых радиальных расстояниях. В этом случае можно легко определить, какие именно асимптотические семейства решений представляют физический интерес, а также согласовать их с решениями, лежащими по другую сторону от критической точки, которые приводятся в следующем разделе.

Сначала рассмотрим случай, когда α заключено в открытом интервале $1 < \alpha < (2s+1)/(2s-1)$, где нижний предел соответствует изотермической короне, а верхний — адиабатической короне с $\alpha = 5/3$ в случае строго радиального расширения ($s=2$). Легко показать, что верхнее и нижнее семейства решений (5.7) можно записать в виде

$$U \sim U_1 + \frac{H}{2\zeta} - \frac{\alpha}{2(\alpha-1)} \left(\frac{U_0}{U_1^{\alpha/s}} \right)^{\alpha-1} + \dots \quad (5.11)$$

Отсюда, если $\alpha > 1$, то

$$U \sim \frac{U_0}{\zeta^s} \left[\frac{\alpha}{(\alpha-1)U_1^2} \right]^{1/(\alpha-1)} \times \\ \times \left[1 + \frac{H}{(\alpha-1)U_1^2\zeta} + \frac{U_0^2}{(\alpha-1)U_1^2\zeta^{2s}} + \dots \right] \quad (5.12)$$

и если $\alpha = 1$, то

$$U \sim (s \ln \zeta)^{1/2} \left[1 + O\left(\frac{\ln \ln \zeta}{\ln \zeta}\right) \right], \quad (5.13)$$

$$U \sim \zeta^{-s} \exp \left[-(U_0^2 - \ln U_0 - H) \right]. \quad (5.14)$$

Асимптоты для $\alpha > 1$ и $\alpha = 1$ весьма похожи: в обоих случаях решение для скорости из нижнего семейства уменьшается приблизительно по закону $\sim \zeta^{-s}$. В области верхнего семейства при $\alpha > 1$ скорость остается постоянной, а при $\alpha = 1$ очень медленно возрастает (приблизительно пропорционально корню квадратному из логарифма расстояния).

В дальнейшем мы будем рассматривать случай $\alpha > 1$, так как он охватывает более широкий круг физически интересных эффектов по сравнению с единственным значением $\alpha = 1$. Если $\alpha > 1$, то существование решений типа (5.11) и (5.12) определяется величиной U_1^2 . Эта величина больше нуля, т. е. U_1 может принимать действительные и положительные значения.

Прежде чем перейти к значениям U при малых ζ , рассмотрим изменение плотности для обоих семейств решений при неограниченном увеличении расстояния. Этот анализ позволит нам определить, какое из двух семейств решений удовлетворяет граничному условию, согласно которому давление равно нулю при $\zeta = \infty$. Из (5.3) следует, что

$$\rho = \frac{\rho_0 U_0}{U_1^s \zeta^s}. \quad (5.15)$$

Учитывая это, получим из (5.11) и (5.12) соответственно

$$\rho \sim \frac{\rho_0 U_0}{U_1^s \zeta^s} \quad (5.16)$$

$$\rho \sim \rho_0 \left[\frac{U_1^2 (\alpha-1)}{\alpha} \right]^{1/(\alpha-1)}. \quad (5.17)$$

Для верхнего семейства кривых (5.1) плотность, а следовательно, и давление газа приближаются к нулю на бесконечности, а для нижнего семейства они принимают конечные значения, которые на определенной высоте в короне могут быть лишь в несколько десятков раз меньше, чем у ее основания. Для того чтобы расширение короны происходило в соответствии с нижним семейством кривых, необходимо давление извне $P_0 [U_1^2 (\alpha - 1) / \alpha]^{\alpha / (\alpha - 1)}$, действующее на газ на бесконечности. Если такое давление отсутствует, то физический интерес представляет верхнее семейство кривых при больших значениях ζ . В этом случае верхнее семейство соответствует сверхзвуковому солнечному ветру.

Рассмотрим теперь U для малых ζ . Верхнее и нижнее семейство решений можно записать в виде

$$U \sim \frac{H^{1/2}}{\zeta^{1/2}} \left[1 + \frac{U_1^2}{2H} \zeta - \frac{\alpha}{2(\alpha - 1)} \frac{U_0^{\alpha-1}}{H^{(\alpha+1)/2}} \zeta^{\mu(\alpha, s)/2} + \dots \right] \quad (5.18)$$

и

$$U \sim U_0 \zeta^{1/(\alpha-1)-s} \left[\frac{\alpha}{(\alpha-1)H} \right]^{1/(\alpha-1)} \left[1 + \frac{U_1^2}{(\alpha-1)H} \zeta + \frac{U_0^2 \alpha^{2/(\alpha-1)}}{[(\alpha-1)H]^{(\alpha+1)/(\alpha-1)}} \zeta^{\mu(\alpha, s)/(\alpha-1)} + \dots \right] \quad (5.19)$$

соответственно, где

$$\mu(\alpha, s) \equiv \alpha + 1 - 2s(\alpha - 1). \quad (5.20)$$

Плотность в нижнем семействе, как и в статической атмосфере, асимптотически возрастает в сторону малых ζ по закону $\rho \sim 1/\zeta^{\alpha-1}$. Если $\alpha < (s+1)/s$, то скорость при уменьшении ζ стремится к нулю. Отсюда ясно, что нижнее семейство (5.19) представляет большой физический интерес. Важно отметить, что ни одно семейство кривых не удовлетворяет граничному условию, согласно которому U уменьшается до нуля при уменьшении ζ , если $\alpha > (s+1)/s$, что соответствует $\alpha > 3/2$ для строго радиального расширения. Согласно данным наблюдений, в солнечной короне $\alpha \sim 1,1$, так что граничное условие для U выполняется автоматически. Условие

$\alpha < (s+1)/s$ в этом случае имеет несколько иной вид. Этот вопрос мы обсудим несколько подробнее.

Отметим, что при $\alpha=1$ решения, соответствующие верхнему и нижнему семействам кривых, имеют вид

$$U \sim \frac{H^{1/2}}{\zeta^{1/2}} [1 + O(\zeta \ln \zeta)] \quad (5.21)$$

и

$$U \sim \zeta^{-s} \exp\left(-\frac{H}{\zeta} - U_2^2\right) \left\{ 1 + O\left[\zeta^{-2s} \exp\left(-\frac{2H}{\zeta}\right)\right] \right\}. \quad (5.22)$$

Нижнее семейство быстро сходится к нулю при $\zeta \rightarrow 0$ в соответствии с граничным условием для U при малых ζ .

Мы уже отмечали, что $\alpha = (s+1)/s$ — критическое значение для α . При $\alpha > (s+1)/s$ ни одно из семейств кривых для скорости не сходится к нулю в начале координат. Рассмотрим теперь критическое значение $\alpha = (2s+1)/(2s-1)$, которое приводит к значению $\mu(\alpha, s) = 0$.

Очевидно, что (5.18) и (5.19) расходятся при $\mu=0$. Асимптотические решения можно представить в виде

$$U \sim \frac{V_{1,2}}{\zeta^{1/2}} \left[1 + \zeta \frac{U_1^2}{2V_{1,2} - \alpha(U_0/V_{1,2})^{\alpha-1}} + \dots \right], \quad (5.23)$$

где $V_{1,2}$ — два действительных корня уравнения

$$V^2 + \left(s + \frac{1}{2}\right) \left(\frac{U_0}{V}\right)^{1/(s-1/2)} - H = 0, \quad (5.24)$$

которые существуют при условии $H \geq 2sU_0^{1/s} \times \left[\left(s + \frac{1}{2}\right)/2 \left(s - \frac{1}{2}\right)\right]^{1-1/2s}$. Заметим, что если $U_1^2 = 0$, то $V_1 = V_2 = U_0$ и точное решение для любых ζ имеет вид

$$U = \frac{U_0}{\zeta^{1/2}}. \quad (5.25)$$

Чемберлен [2, 3] рассмотрел этот частный случай в связи с моделью «солнечного бриза», на которой мы остановимся позже. Отметим, что в этой модели плотность

изменяется по закону $\rho \sim \rho_0/\zeta^{s-1/2}$. Отсюда следует, что давление на бесконечности, как и требовалось, стремится к нулю.

5.3. Топология уравнения Бернулли

Рассмотрим асимптотическое поведение семейств решений уравнения Бернулли при промежуточных значениях ζ . Решения, представляющие физический интерес, принадлежат к нижнему семейству для малых расстояний (при $\alpha < (s+1)/s$) и к верхнему семейству для больших расстояний. Связь между этими двумя семействами является решающим моментом для теории, однако ранее этот вопрос рассматривался не совсем правильно (см., например, [3]). Эту связь, а также общую топологию решений уравнения Бернулли на плоскости U, ζ можно показать на примере поведения решений вблизи критической точки, определение которой дано ниже.

Уравнение Бернулли в дифференциальной форме, т. е. стационарное гидродинамическое уравнение, имеет вид

$$\frac{dU}{d\zeta} \left(2U - \frac{\alpha U_0^{\alpha-1}}{U^s \zeta^s (\alpha-1)} \right) = \frac{s \alpha U_0^{\alpha-1}}{U^{\alpha-1} \zeta^{s(\alpha-1)+1}} - \frac{H}{\zeta^2} \quad (5.26)$$

[уравнение (5.26) получено дифференцированием (5.7)]. Критическая точка — это точка (U_c, ζ_c) на плоскости U, ζ , в которой коэффициент $dU/d\zeta$ и правая часть уравнения (5.26) одновременно равны нулю. Легко видеть, что ¹⁾

$$U_c^2 \zeta_c = \frac{H}{2s}, \quad (5.27)$$

$$\zeta_c = \left(\frac{H}{2s} \right)^{(\alpha+1)/\mu} \left(\frac{2}{\alpha U_0^{\alpha-1}} \right)^{2/\mu}, \quad (5.28)$$

Решение для U , проходящее через критическую точку, называется критическим. Оно определяется величиной

¹⁾ Заметим, что критическая точка не существует в предельном случае $\alpha = (2s+1)/(2s-1)$, для которого $\mu(\alpha, s) = 0$.

U_0 на уровне отсчета $\zeta=1$ при условии, что U удовлетворяет уравнению

$$U_0^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} - H - \frac{\mu(\alpha, s)}{\alpha-1} \left(\frac{2s}{H}\right)^{2s(\alpha-1)/\mu} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{2/\mu} U^{2(\alpha-1)/\mu} = 0. \quad (5.29)$$

Чтобы выяснить поведение U вблизи критической точки, положим $U = U_c(1+p)$, $\zeta = \zeta_c(1+q)$, где p и q малы. Тогда (5.26) переходит в

$$\frac{dp}{dq} = \frac{-s(\alpha-1)p + s[1-s(\alpha-1)]q}{(\alpha+1)p + s(\alpha-1)q}, \quad (5.30)$$

если пренебречь членами второго порядка относительно p и q . Решение (5.30) представляет собой параметрическое семейство конусов

$$[(\alpha+1)p + s(\alpha-1)q]^2 - s\mu(\alpha, s)q^2 = C, \quad (5.31)$$

где C — параметр. Конусы являются гиперболическими при $\mu > 0$, т. е. при $\alpha < (2s+1)/(2s-1)$. Асимптоты гипербол можно определить, полагая $C=0$:

$$p = q \frac{-s(\alpha-1) \pm s^{1/2}\mu^{1/2}}{\alpha+1}. \quad (5.32)$$

Одна из асимптот имеет отрицательный наклон, а другая — положительный при $\alpha < (s+1)/s$ и отрицательный при всех других значениях α .

Рассмотрим связь между гиперболами вблизи критической точки и асимптотическими решениями для больших и малых ζ , представляющими физический интерес. Для дальнейшего анализа важно отметить, что в уравнении (5.26) $dU/d\zeta=0$ и U принимает экстремальное значение при условии $(U/U_0)^{\alpha-1} = s\alpha\zeta^{1-s(\alpha-1)}/H$, а $dU/d\zeta=\infty$ и U принимает экстремальное значение при $2U^{\alpha+1} = \alpha U_0^{\alpha-1}/\zeta^{s(\alpha-1)}$. Рассмотрим теперь решение, представляющее физический интерес, для случая, когда вначале скорость равна нулю при $\zeta=0$, а затем при $\zeta \rightarrow \infty$ она принимает некоторое определенное значение. Как уже отмечалось по поводу (5.19), для существования нулевого решения уравнения Бернулли $U=0$ при $\zeta=0$ необходимо $\alpha < (s+1)/s$. Рассмотрим при таком значении

α знаки коэффициента $dU/d\zeta$ и правой части уравнения (5.26). При малых ζ и U коэффициент $dU/d\zeta$, очевидно, имеет знак минус. При больших ζ и отличных от нуля U этот коэффициент, очевидно, положителен. На основании (5.19) легко показать, что правая часть (5.26) отрицательна при малых значениях ζ и положительна при больших ζ ¹⁾.

Таким образом, коэффициент $dU/d\zeta$ и правая часть (5.26) ограничены при всех конечных значениях ζ и U . Они отрицательны при малых ζ и положительны при больших ζ в семействах решений, представляющих физический интерес (т. е. удовлетворяющих граничным условиям). Эти величины должны стремиться к нулю и менять знак при некотором промежуточном значении ζ . Если U не слишком мало при малых ζ , то эта величина довольно медленно растет при увеличении ζ , а правая часть (5.26) достигает нуля раньше, чем $dU/d\zeta$. В этом случае коэффициент $dU/d\zeta$ становится равным нулю, а U достигает максимума. Затем U постепенно уменьшается и переходит в нижнее семейство кривых при больших ζ . Как уже отмечалось, полученное решение не удовлетворяет условию $p=0$ при $\zeta=\infty$. С другой стороны, если U не слишком велико при малых ζ , то при увеличении ζ оно растет довольно быстро и коэффициент $dU/d\zeta$ становится равным нулю раньше, чем правая часть уравнения (5.26).

Производная $dU/d\zeta$ в этом случае меняет знак и претерпевает бесконечный разрыв, а кривая для U меняет направление и препятствует движению к точке $\zeta=0$, где решение не имеет никакого физического смысла. Очевидно, что физический интерес представляет решение в критической точке, в которой значение U определяется меньшим корнем уравнения (5.29) для уровня отсчета $\zeta=1$. В критической точке коэффициент $dU/d\zeta$ и правая часть уравнения (5.26) равны нулю одновременно, так что $dU/d\zeta$ в этой точке сохраняет свой знак и не претерпевает разрыва. При $\alpha < (s+1)/s$ и малых ζ критическое решение проходит за пределами и

¹⁾ Отметим, что в этом случае, как и следовало ожидать, $dU/d\zeta > 0$ при любых значениях ζ .

выше нижнего семейства кривых, затем пересекает непосредственно критическую точку и по кривой

$$p = q \frac{s^{1/2} \mu^{1/2} - s(x-1)}{\alpha + 1}$$

переходит в область верхнего семейства при больших ξ . Критическое решение соответствует случаю $C=0$ в уравнении (5.31).

Если $\alpha=1$, то легко показать, что в критической точке $U_c = 1/2^{1/2}$ и $\xi_c = H/s$. Величину U_2 в решении можно выразить через эти критические значения:

$$U_2^2 = \frac{1}{2} (\ln 2 + 1) - s \left(\frac{\ln H}{s} + 1 \right). \quad (5.33)$$

Проведенный выше анализ служит для иллюстрации топологии решений уравнения Бернулли в плоскости U, ξ для случаев, представляющих физический интерес, т. е. $\alpha < (s+1)/s$. Связь между различными семействами решений показана на рис. 5.2.

При математическом анализе топологии решений возникает ряд физических вопросов. Прежде всего отметим, что для существования решения с малой скоростью вблизи Солнца и нулевым давлением на бесконечности необходимо, чтобы эффективное значение α не превышало $(s+1)/s$. Для случая сферически симметричного расширения ($s=2$) это ограничение означает, что, по существу, $\alpha < 1,5$. Чтобы условие $\alpha < 1,5$ выполнялось для расширяющегося одноатомного газа, необходимо, чтобы тепловые потери газа при его расширении непрерывно компенсировались. По-видимому, для этого вполне достаточно нагревания короны (см. гл. 3 и 7), так как температура короны, согласно наблюдениям, падает с высотой очень медленно (см. гл. 2), причем вблизи Солнца $\alpha \approx 1,1$. Разумеется, на достаточно больших расстояниях от Солнца следует ожидать ослабления нагрева короны и увеличения α , возможно, до адиабатического значения $5/3$. По-видимому, это происходит вдали от критической точки, так что вопрос о таком увеличении α выходит за рамки проводившегося до сих пор обсуждения. В гл. 14 будут рассмотрены полученные

недавно данные о том, что α может не достигать значения $5/3$ даже на орбите Земли.

Следующий вопрос касается причин, в силу которых расширение короны должно происходить стационарно в соответствии с критическим решением. С математической точки зрения ответ состоит в том, что критическое

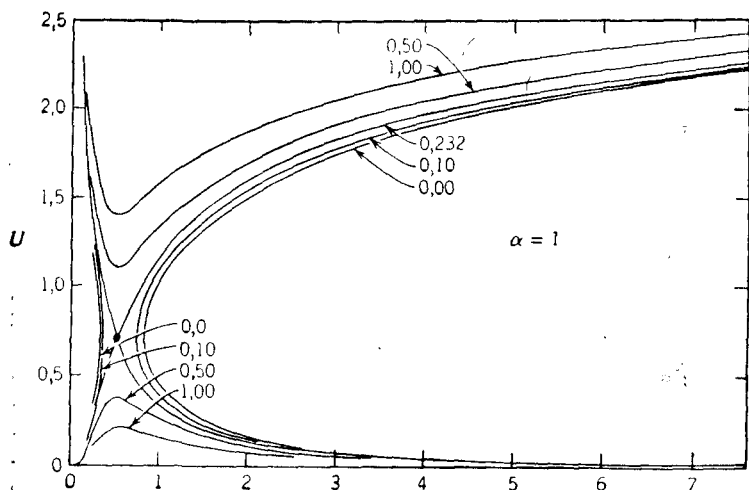


Рис. 5.2. Семейство решений уравнения Бернулли (5.43). U как функции π для изотермической короны $\alpha = 1$, $s = 2$ и различных значений постоянной L , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты

$$u_L = (1/2)^{1/2}, \pi_c = 1/2.$$

решение является единственным решением, которое удовлетворяет граничным условиям, поэтому в случае стационарного расширения у нас нет другого выбора. Физически этот вопрос можно переформулировать следующим образом: почему U_0 «обязано» приспособляться к своему критическому значению, определяемому из (5.29)? Покажем в рамках простой политропной модели нагрева короны, что U_0 действительно должно стремиться к критическому значению.

Предположим, что первоначально U_0 имеет некоторое постоянное значение, меньшее критического. В этом случае, очевидно, расширение короны при больших ζ происходит в соответствии с нижним семейством кривых. Для доказательства введем необходимое сдерживающее давление для стационарного потока, соответствующего нижнему семейству решений, а затем начнем очень медленно уменьшать его. Уменьшение этого внешнего давления позволяет газу расширяться все быстрее и быстрее. Общее увеличение U не устраняет этой трудности, так как плотность и давление стационарного потока для нижнего семейства кривых, как показывает (5.17), не уменьшаются на бесконечности при возрастании скорости. Если внешнее давление на бесконечности падает до нуля, то U будет возрастать, а поток в целом на больших расстояниях, по-видимому, будет ускоряться. Новое стационарное состояние потока установится тогда, когда U_0 достигнет критического значения. Начиная с этого момента, движение потока газа можно описывать решениями верхнего семейства при больших ζ . Единственным решением верхнего семейства, связанным с нижним семейством при малых ζ , является критическое решение. Следовательно, дальнейшее ускорение за пределами критической точки уже не имеет места. Поэтому естественно ожидать, что расширение короны будет происходить в соответствии со стационарным критическим решением.

Следует отметить другую точку зрения [4], согласно которой расширение короны в межзвездную среду (вакуум) в соответствии с уравнением Бернулли (5.4) при монотонном возрастании F с расстоянием ζ происходит аналогично расширению газа при его выходе из сопла Лавала в вакуум. Шейка сопла, где F , по-видимому, имеет минимальное значение, играет такую же роль, как и гравитационный член в уравнении (5.4). Критическая точка (U_c, ζ_c) соответствует точке звукового перехода для шейки сопла. Критическое решение (5.4) для расширения газа из гравитационного поля Солнца в вакуум полностью аналогично решению для расширения до сверхзвуковых скоростей газа, протекающего через сопло в вакуум. Как известно, такое состояние

наступает автоматически, если осуществляется непрерывный приток газа к правильно подобранному соплу. Только при наличии некоторого сдерживающего давления (вместо вакуума) решения для сопла и для короны при больших ζ будут находиться в нижнем семействе.

Поперечное сечение сопла F_n , при котором наблюдается аналогия с расширением короны, можно легко найти из (5.4). Уравнение Бернулли для расширения газа при прохождении через сопло можно получить из (5.4), если положить $\Phi=0$ и заменить F на F_n . Таким способом получим

$$F_n = \frac{v_0}{v} \frac{[\alpha p_0 / (\alpha - 1) \rho_0]^{1/(\alpha-1)}}{\left[\alpha p_0 (\alpha - 1) \rho_0 + \frac{1}{2} (v_0^2 - v^2) \right]^{1/(\alpha-1)}}. \quad (5.34)$$

Если v — решение уравнения (5.4), то протекание газа через соответствующее сопло F_n будет аналогично расширению короны. Асимптотическое поведение решения на входе сопла описывается выражением $v_0/v \sim \sim F[-\Phi(\alpha-1)\rho_0/\alpha p_0]^{1/(\alpha-1)}$, а на выходе — выражением $1/2 v^2(\infty) \sim 1/2 v_0^2 + \alpha p_0 / (\alpha - 1) \rho_0 + \Phi$.

Подобная аналогия указывает на возможность лабораторного моделирования динамических процессов в расширяющейся короне. Однако при моделировании возникает одна принципиальная трудность, связанная с выбором масштаба модели. Эта трудность обусловлена низкой теплопроводностью лабораторной плазмы. По-видимому, эффективное значение α для лабораторной плазмы нельзя свести к тому малому значению, которое обусловлено теплопроводностью и нагревом солнечной короны. Лабораторному газу в такой модели пришлось бы приписывать слишком большое число внутренних степеней свободы, порядка 20.

Чтобы вернуться к обсуждению физических вопросов, возникающих при расчетах, рассмотрим ограничения, которые необходимо наложить на гравитационное поле. Для того чтобы верхнее семейство решений существовало и простиралось до бесконечности, необходимо, чтобы выполнялось условие $U_1^2 > 0$. Из (5.9) следует, что $H < U_0^2 + \alpha/(\alpha - 1)$. Уровень отсчета, для которого

вычисляются H и U_0 , находится предположительно у основания короны. Поэтому полагают, что $U_0^2 \ll 1$, а отсюда получается новое условие $H < \alpha/(\alpha - 1)$. Как уже упоминалось ранее, это условие соответствует требованию, чтобы гравитационное поле Солнца было не способно удерживать корону в статическом состоянии. С другой стороны, для того чтобы скорость расширения возрастала при удалении от уровня отсчета, правая часть уравнения (5.26) должна быть меньше нуля, так как коэффициент $dU/d\xi < 0$. Отсюда вытекает другое требование: $H > s\alpha$. Выполнение этого требования необходимо для осуществления аналогии между гравитационным полем и шейкой сопла¹⁾. Чтобы оба требования удовлетворялись одновременно, необходимо, чтобы выполнялось условие $\alpha < (s+1)/s$, которое уже рассматривалось ранее. Таким образом, имеются два требования:

$$\alpha < \frac{s+1}{s}, \quad s\alpha < H < \frac{\alpha}{\alpha-1}, \quad (5.35)$$

которые, как показано в настоящем разделе, являются необходимыми и достаточными условиями для стационарного гидродинамического расширения политропной солнечной короны в вакууме. Рассмотрим теперь параметр s , который служит мерой расходимости рассматриваемых трубок тока. Из (5.19) видно, что при малых радиальных расстояниях скорость для критического решения (нижнее семейство кривых) имеет тенденцию возрастать медленнее при увеличении ξ в случае больших значений s . Условие подобия между короной и соплом $H > s\alpha$ становится более строгим. Этого следовало ожидать в связи с тем, что гравитационное поле, имитирующее шейку сопла, должно компенсировать быстрые флуктуации и отклонения в поведении трубки тока от модели сопла.

¹⁾ Если $H < s\alpha$, что может быть в короне над большой вспышкой, то газ свободно расширяется в пространство аналогично свободному расширению газа из открытой трубы. Если $H = s\alpha$, то критической точке соответствует значение $\xi = 1$, а решение уравнения (5.29) имеет вид $U_0 = (\alpha/2)^{1/2}$.

Из (5.11) и (5.9) следует, что величина s не оказывает никакого влияния на значение скорости потока на больших радиальных расстояниях. По этой причине солнечный ветер, наблюдаемый в межпланетном пространстве, по существу, должен быть независимым от параметра s в трубке тока, если предположить, что s изменяется в пределах, налагаемых уравнением (5.35). С другой стороны, отметим, что асимптотическая плотность солнечного ветра, определяемая уравнением (5.16), очень чувствительна к величине s на больших радиальных расстояниях ($\zeta \gg 1$), так как она зависит от скорости на малых радиальных расстояниях.

Как будет показано впоследствии, конфигурация межпланетного поля во многих отношениях нечувствительна к значению s . Поэтому необходимо проявлять надлежащую осторожность при проведении количественного сравнения предсказаний модели для определенного s с данными наблюдений. Очевидно, для скорости солнечного ветра такое сравнение имеет смысл, а для плотности не имеет смысла.

Впоследствии, когда мы начнем применять расчеты к определенным моделям солнечного ветра и условиям в межпланетной среде, наше рассмотрение будет ограничено значением $s=2$. Выбор этого значения основан на том факте, что эта величина соответствует простейшему случаю радиального расширения.

Кроме того, современное состояние экспериментальных данных не позволяет критически оценить отклонения s от 2.

5.4 Адиабатическое решение для больших расстояний

До сих пор мы рассматривали уравнение Бернулли при единственном значении α для всех расстояний от $\zeta=1$ до $\zeta=\infty$. Эффективное значение α в солнечной короне, по-видимому, близко к 1,1 или 1,2. Такая простая модель удобна для исследования свойств уравнения Бернулли и для описания существенных физических свойств расширяющейся солнечной короны и солнечного ветра. С другой стороны, эффективное значение α для больших расстояний должно быть несколько боль-

ше, чем его значение вблизи Солнца. Как мы уже упоминали, α поддерживается вблизи Солнца приблизительно равным 1,1 благодаря нагреванию короны и теплопроводности. Эти эффекты исчезают на больших расстояниях от Солнца, где эффективное значение α должно приближаться к адиабатическому значению $5/3$. Так как это имеет место только на больших расстояниях от Солнца, где корональный газ значительно холоднее, чем вблизи Солнца, то увеличение α до $5/3$ не оказывает большого влияния на скорость и плотность солнечного ветра в межпланетном пространстве. С другой стороны, свойства потока при $\alpha = 5/3$ несколько отличаются от свойств потока при $\alpha \approx 1,1$, и рассмотрение этих свойств представляет определенный интерес. Чтобы построить простую модель для возрастания α на больших расстояниях от Солнца, припишем α некоторое фиксированное значение ~ 1 в интервале расстояний от основания короны до $r=b$. Пусть за пределами b величина α имеет значение $\alpha = 5/3$, что соответствует предельному значению $\alpha = (2s+1)/(2s-1)$ при $s=2$. Такой резкий скачок α является весьма грубым приближением, однако это приближение пригодно для иллюстрации некоторых физических моментов в физической модели солнечного ветра, обсуждаемой в следующей главе.

В области за пределами $r=b$, где $\alpha = 5/3$, а $s=2$, гравитационное поле уже не может имитировать шейку сопла (при условии $H > s\alpha$), если поле недостаточно сильно, чтобы удерживать атмосферу в адиабатическом состоянии ($H > \alpha/(\alpha-1)$). Следовательно, ускорение потока от околосвуковой скорости до сверхзвуковой не может происходить в адиабатическом потоке за пределами $r=b$. Если $\alpha = (2s+1)/(2s-1)$ (при $s=2$ это дает $\alpha = 5/3$), то не существует критической точки, в которой скорость расширения может переходить через звуковой барьер. Поэтому, если поток является сверхзвуковым при $r=\infty$, то он должен быть сверхзвуковым при $r=b$.

Чтобы показать, какие ограничения налагает уравнение Бернулли, выберем $r=b$ в качестве уровня отсчета и положим $\eta = r/b$, $V^2 = 1/2 \rho_b v^2 / \rho_b$, $H' = GM_{\odot} \rho_b / b \rho_b$, а индексом b обозначим величины, относящиеся к уровню $r=b$. Тогда (5.26) можно переписать следующим

образом:

$$\frac{dV}{d\eta} \left(2V - \frac{\alpha V_b^{\alpha-1}}{V \eta^s (\alpha-1)} \right) = \frac{s \alpha V_b^{\alpha-1}}{V^{\alpha-1} \eta^{s(\alpha-1)+1}} - \frac{H'}{\eta^2}. \quad (5.36)$$

Интегрирование (5.36) приводит к уравнению (5.7) при соответствующем значении α . Семейства решений, простирающиеся на большие радиальные расстояния, определяются асимптотически формулами (5.11) и (5.12). Условием существования решения на большом расстоянии является требование $V_1^2 > 0$, где V_1^2 по аналогии с U_1^2 равно $V_b^2 + \alpha/(\alpha-1) - H'$. Следовательно, должно быть $H' < V_b^2 + \alpha/(\alpha-1)$. В данном случае мы предполагаем $H' < V_b^2 + \alpha/(\alpha-1)$.

По аналогии с потоком через сопло Лавая газ по мере приближения к $r=b$ может расширяться или слишком сильно, или слишком слабо. Сверхсильное расширение означает такую степень расширения газа, что его тепловая энергия стала меньше гравитационной. В этом случае газ свободно расширяется до бесконечности, причем его скорость уменьшается и приближается к своему асимптотическому значению V_1 сверху. При недостаточно сильном расширении газ подходит к уровню $r=b$ с тепловой энергией, несколько превышающей его гравитационную энергию, поэтому его скорость возрастает за пределами расстояния $r=b$ и достигает асимптотического значения V_1 снизу.

Рассмотрим сначала случай сверхсильного расширения. В этом случае за пределами $r=b$ газ замедляется, приближаясь к асимптотическому значению скорости V_1 сверху. При этом $V_b^2 > V_1^2$. Так как $V_1^2 = V_b^2 + \alpha/(\alpha-1) - H'$, то $H' > \alpha/(\alpha-1)$. Поскольку в случае сверхсильного расширения $dV/d\eta < 0$ за пределами $r=b$, то из (5.36) следует, что либо $V_b^2 > \alpha/2$ и $H' > s\alpha$, либо, наоборот, $V_b^2 < \alpha/2$ и $H' < s\alpha$.

Чтобы сделать выбор между этими двумя взаимоисключающими возможностями, вспомним, что при конечном V не существует критической точки, если $\alpha = (2s+1)/(2s-1)$. Требование ограниченности $dV/d\eta$ всюду означает, что коэффициент $dV/d\eta$ в (5.36) не

проходит через нуль. При $\eta = \infty$ скорость V принимает положительное ненулевое значение V_1 , поэтому коэффициент $dV/d\eta$, очевидно, больше нуля. Отсюда следует, что этот коэффициент должен быть положительным и при $\eta = 1$, если выполняются условия $V_b^2 > \alpha/2$ и $H' > \alpha$. Условие $H' > \alpha$ заменяет более слабое ограничение $H' > \alpha/(\alpha - 1)$.

В случае недостаточно сильного расширения $V_b^2 < V_1^2$ получаем $H' < \alpha/(\alpha - 1)$. Отсюда также следует, что $V_b^2 > \alpha/2$, так что $dV/d\eta$ остается всюду ограниченным. Сопутствующее условие $H' < \alpha$, вытекающее из предположения $dV/d\eta > 0$ при $\eta = 1$, является более слабым, чем требование $H' < \alpha/(\alpha - 1)$ ¹⁾.

Таким образом, приходим к выводу, что в короне, расширяющейся при $r = \infty$ со сверхзвуковой скоростью, $V_b^2 > \alpha/2$. Этот момент имеет существенное значение для построения количественной модели расширяющейся короны, которое будет рассмотрено в следующей главе. Можно показать, что V_b^2 действительно превышает $\alpha/2$ в солнечной короне. С этой целью рассмотрим интересный вопрос о том, что произошло бы в гипотетической короне, где α приняло значение $5/3$ прежде, чем были достигнуты критическая точка и сверхзвуковая скорость. Решением для этого случая будет не $V_1^2 > 0$, а $V_1^2 = 0$. Предположим, что расширение является сверхзвуковым для нижнего семейства кривых, когда α становится равным $\alpha = (2s + 1)/(2s - 1)$. При $\alpha = (2s + 1)/(2s - 1)$ не существует опасности для перехода решения в верхнее семейство, поэтому поток должен распространяться до бесконечности в соответствии с нижним семейством кривых. С другой стороны, стационарный поток в нижнем семействе не может существовать при отсутствии внешнего сдерживающего давления на бесконечности.

¹⁾ Отметим, что из соотношения $\alpha > H' > \alpha/(\alpha - 1)$ получаем величины $(dV/d\eta)_{\tau=1}$ и $V_1 - V_b$ с разными знаками, поэтому это условие не охватывается нашими простыми определениями для случаев слишком сильного и слишком слабого расширения. Простая модель с $\alpha \approx 1,1$ около Солнца хорошо согласуется с представлениями о недостаточно сильном расширении, в чем читатель скоро убедится.

Следовательно, в этих условиях возможны только либо нестационарный, т. е. прерывистый, поток, либо такое внутреннее перераспределение температуры в короне, что $V_1^2 = 0$ во внешней короне, где $\alpha = 5/3$. Решение для $V_1^2 = 0$ рассматривалось Чемберленом [2, 3] в его модели «солнечного бриза» для короны. Если $V_1^2 = 0$, то $V_b^2 = H' - (s + 1/2)$ и $V = V_b/\eta^{1/2}$. При увеличении расстояния плотность падает приблизительно по закону $1/\eta^{s - \frac{1}{2}}$, а давление стремится к нулю на бесконечности, как и требовалось. Скорость газа стремится к нулю на бесконечности, поэтому энергия, выносимая солнечным бризом, в точности равна полному потоку частиц от Солнца, умноженному на их начальную потенциальную энергию в поле тяготения Солнца. Исходя из экспериментальных данных о температуре и плотности короны, Чемберлен предполагает, что поток частиц солнечного бриза составляет $\sim 5 \cdot 10^7$ протон/см²·сек (30 протон/см³ при скорости 18 км/сек) на орбите Земли, так что полная потеря частиц Солнцем составляет $1,5 \cdot 10^{35}$ протон/сек (т. е. потеря вещества 10^{11} г/сек). Энергия убегания частиц из солнечной короны должна быть не менее $2 \cdot 10^{-9}$ эрг/протон (что соответствует скорости частиц ~ 500 км/сек или энергии 1,4 кэв). Отсюда расход энергии Солнца за счет солнечного бриза порядка $0,3 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. С другой стороны, энергия, поступающая во внешнюю корону, намного превышает эту величину. В статической модели короны с теплопроводностью, которую мы обсуждали в предыдущей главе, приток энергии во внешнюю корону составляет около $2 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Согласно наблюдениям Биллингса [1], при температурном градиенте $3^\circ/\text{км}$ приток энергии составляет не менее $6 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Таким образом, солнечная корона имеет очень высокую теплопроводность, а передача этим путем энергии из нижней короны в верхнюю происходит настолько эффективно, что соотношение $V_1^2 = 0$ уже не выполняется.

В короне с начальным значением $V_1^2 = 0$ температура впоследствии будет увеличиваться с расстоянием и со временем до тех пор, пока не начнется сверхзвуко-

вое расширение с достаточной интенсивностью, чтобы уносить энергию путем теплопроводности. Это значит, что скорость расширения V_b превысит $(\alpha/2)^{1/2}$ прежде, чем α достигнет значения $5/3$, что и требовалось доказать.

5.5. Численное представление решений

Обсуждение физических свойств уравнения Бернулли для гидродинамического расширения солнечной короны проводилось на основании уравнения (5.7), в котором температура и гравитационное поле изображались отдельно в форме безразмерных параметров U_1^2 и H . В противоположность физическому рассмотрению решений уравнения Бернулли их численное представление осуществляется более просто при помощи максимально возможного количества приведенных физических параметров. Итак, заменим U и ξ через безразмерные величины скорости u и радиуса ξ :

$$u = \frac{v}{v_0} A_1^{s(\alpha-1)/\mu} A_2^{[1-s(\alpha-1)]/\mu}, \quad (5.37)$$

$$\xi = \frac{A_2^{(\alpha-1)/\mu}}{A_1^{(\alpha+1)/\mu}} \frac{r}{a}, \quad (5.38)$$

где

$$\mu = \alpha + 1 - 2s(\alpha - 1),$$

$$A_1 = \frac{\alpha - 1}{\alpha} \frac{GM_{\odot} \rho_0 / a}{p_0}, \quad (5.39)$$

$$A_2 = \frac{\alpha - 1}{\alpha} \frac{1/2 \rho_0 v_0^2}{p_0}. \quad (5.40)$$

Теперь (5.4) можно переписать в виде

$$u^2 = \frac{1}{(u_0^2 s)^{\alpha-1}} - \frac{1}{\xi} = K, \quad (5.41)$$

где K — постоянная;

$$K = A_2^{2[1-s(\alpha-1)]/\mu} A_1^{2s(\alpha-1)} \left(1 + \frac{1-A_1}{A_2} \right). \quad (5.42)$$

Из (5.39) и (5.40) непосредственно видно, что приведенная форма (5.41) неприменима при $\alpha = 1$. В этом случае имеем

$$U^2 - \ln U - s \ln \pi - \frac{1}{\pi} = L, \quad (5.43)$$

где U — определяется согласно (5.5), а $\pi = r p_{\text{о}} / GM_{\text{о}} \rho_{\text{о}}$ и

$$L = U_a^2 - \ln U_a - s \ln \pi_a - \frac{1}{\pi_a}; \quad (5.44)$$

индекс a относится к значениям на уровне $r = a$.

Из определения μ следует, что (5.41) также неприменимо, когда $\alpha = (2s + 1)/(2s - 1)$, так как в этом случае получаем $\mu = 0$. Для этого случая введем определения

$$z = \frac{U \zeta^{1/2}}{\left(s + \frac{1}{2}\right)^{(2s-1)/4s} U_0^{1/2s}}, \quad (5.45)$$

$$\psi = \zeta \frac{U_1^2}{\left(s + \frac{1}{2}\right)^{1+1/2s} U_0^{1/s}}, \quad (5.46)$$

$$J = \frac{H}{\left(s + \frac{1}{2}\right)^{1-1/s} U_0^{1/s}}. \quad (5.47)$$

Уравнение Бернулли можно теперь записать в виде

$$z^2 + \frac{1}{z^{2/(2s-1)}} - \psi = J. \quad (5.48)$$

Критическая точка имеет координаты $U_c = 1/2^{1/2}$, $\pi_c = 1/s$, если $\alpha = 1$. Критическое значение L , при котором получаем решение в критической точке, равно $L_c = 1/2(\ln 2 + 1) + s(\ln s - 1)$. Таким образом, $L_c = 0,2327$ при $s = 2$. Когда $1 < \alpha < (2s + 1)/(2s - 1)$, критическая точка определяется произведением $\xi_c \mu_c^2 = 1/2s$, где

$$\xi_c = \left(\frac{2}{\alpha - 1}\right)^{2/\mu} \left(\frac{1}{2s}\right)^{(\alpha+1)/\mu}.$$

Критическое значение K равно

$$K_c = \frac{\mu}{2} (2s)^{2s(\alpha-1)/\mu} \left(\frac{\alpha-1}{2}\right)^{(2s-1)(\alpha-1)/\mu}. \quad (5.49)$$

Наконец, когда $\alpha = (2s + 1)/(2s - 1)$, критической точки не существует.

Верхнее и нижнее асимптотические семейства решений для скорости в области больших и малых расстояний легко получить на основании (5.41), (5.43) и (5.48). Эти семейства имеют ту же форму, что и ранее описанная неприведенная форма уравнений. Из этих двух семейств физический интерес представляют решения для

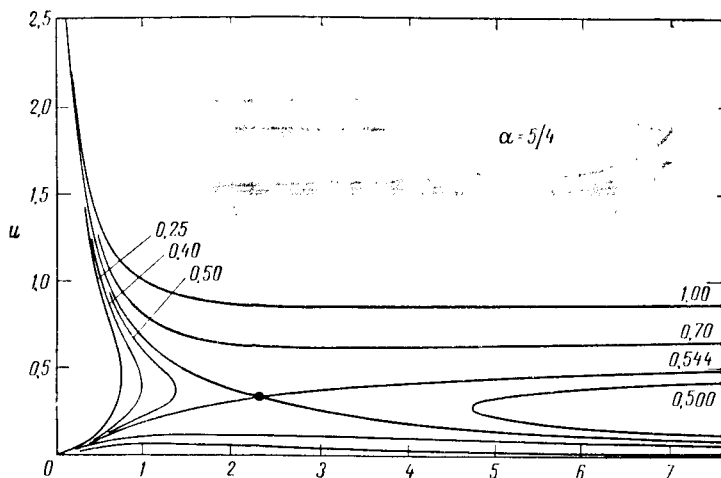


Рис. 5.3. Семейство решений уравнения Бернулли (5.41) u как функции ξ для $\alpha = 5/4$, $s = 2$ и различных значений постоянной K , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты $u_c = 0,33$, $\xi_c = 2,30$.

больших расстояний из верхнего семейства и для малых расстояний из нижнего семейства. Указанные решения имеют вид

$$u \sim K^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2K\xi} - \frac{1}{2K^{(\alpha+1)/2}\xi^s(\alpha-1)} + O\left(\frac{1}{\xi^2}, \frac{1}{\xi^{4(\alpha-1)}}, \frac{1}{\xi^{2\alpha-1}}\right) \right] \quad (5.50)$$

и

$$u \sim \xi^{1/(\alpha-1)-s} \left[1 - \frac{K}{\alpha-1} \xi + \frac{\xi^{\mu/(\alpha-1)}}{\alpha-1} + O\left(\xi^2, \xi^{\mu/(\alpha-1)+1}, \xi^{2\mu/(\alpha-1)}\right) \right]. \quad (5.51)$$

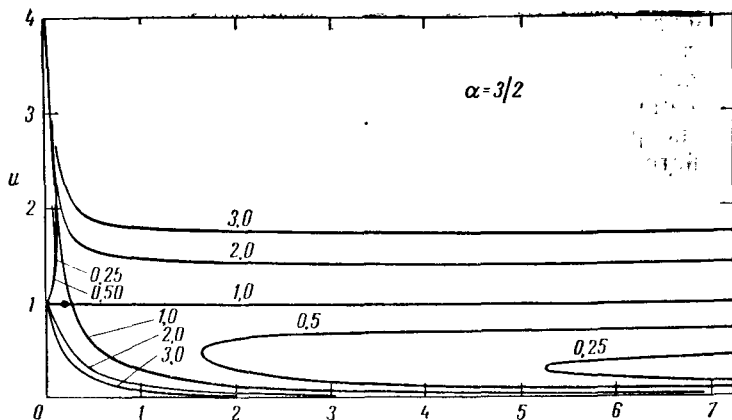


Рис. 5.4. Семейство решений уравнения Бернулли (5.41) u как функции от ξ для $\alpha = 3/2$, $s = 2$ и различных значений постоянной K , обозначенных вблизи каждой кривой. Критическая точка, отмеченная черным кружком, имеет координаты $u_c = 1$, $\xi = 1/4$.

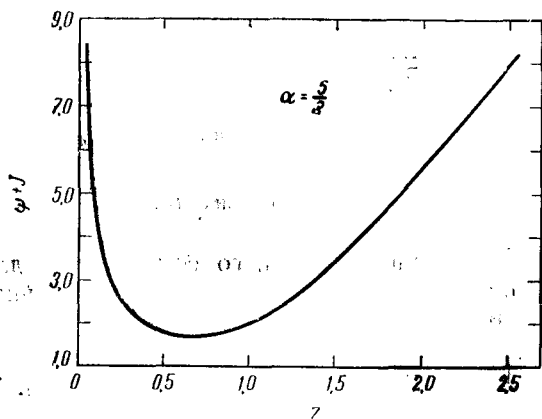


Рис. 5.5. Решение уравнения Бернулли (5.48) $\psi + J$ как функция от Z для адиабатической короны $\alpha = 5/3$, $s = 2$.

В данном случае будет достаточно построить зависимость скорости от радиального расстояния для $s=2$ и $\alpha=1, \frac{5}{4}, \frac{3}{2}, \frac{5}{3}$, используя приведенные формы параметров в уравнении Бернулли (5.41), (5.43) и (5.48)¹⁾. Соответствующие кривые приведены на рис. 5.2—5.5 соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Billings D. E., частное сообщение.
2. Chamberlain J. W., *Astrophys. J.*, 131, 47 (1960).
3. Chamberlain J. W., *Astrophys. J.*, 133, 675 (1961).
4. Clauser F. H., *Nuovo Cimento, Suppl.*, 22, 1 (1961).
5. Parker E. N., *Astrophys. J.*, 132, 821 (1960).

¹⁾ Графики для скорости приводятся в работе [5] для $\alpha = 1, \frac{5}{4}, \frac{3}{2}, \frac{5}{3}$ на основании (5.7) и (5.8).

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕВОЗМУЩЕННОЙ КОРОНЫ И СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

Решения уравнения Бернулли (5.7) и (5.8) можно использовать для построения модели расширения невозмущенной короны и спокойного солнечного ветра. Нагревание короны происходит с такой интенсивностью, при которой показатель политропы α остается меньше своего адиабатического значения $5/3$. Поэтому температура коронального газа уменьшается наружу не по закону $\sim N^{2/3}$, а лишь $\sim N^{\alpha-1}$. Наблюдаемый градиент температуры $\sim 3^\circ/\text{км}$ в нижней короне показывает, что интенсивность нагрева короны вполне достаточна, чтобы величина α поддерживалась равной $\sim 1,1$. Мы рассматриваем модели для $\alpha = 1,0; 1,1$ и $1,25$.

В качестве уровня отсчета принимаем $r = a = 10^6$ км над фотосферой. Как видно из рис. 2.1, плотность на этой высоте составляет $N_0 \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Предположим, что корональный газ состоит из полностью ионизованного водорода, так что гидростатическое давление $p = 2NkT$ и $p/\rho = 2kT/M$, где M — масса атома водорода. Отсюда следует, что скорость расширения $v(r)$ связана с безразмерной скоростью U из (5.8) соотношением $v = 1,8 \cdot 10^4 T_0^{1/2} U \text{ см/сек}$. Масса Солнца равна $M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$, отсюда гравитационный параметр H из (5.6) численно равен $8 \cdot 10^6/T_0$. Мы ограничимся простым случаем радиального потока: $s = 2$.

В предыдущей главе указывалось [см. (5.35)], что H должно находиться в интервале $\alpha/(\alpha - 1) > H > s\alpha$, чтобы скорость расширения короны постепенно увеличивалась от околосвуковой у основания короны до сверхзвуковой на бесконечности. Верхний предел H соответствует точке, в которой гравитационное поле Солнца является настолько сильным, что расширение становится невоз-

можным. Если $H > \alpha/(\alpha - 1)$, то корона находится в стационарном состоянии. Нижний предел соответствует точке, в которой гравитационное поле ослабевает настолько, что начинает играть роль шейки сопла Лавалы. При этом становится возможным переход от околосвукового до сверхзвукового расширения. Если $H < \alpha$, то корона свободно расширяется в межпланетное пространство. Такое расширение может происходить только в том случае, если газ имеет сверхзвуковую скорость у основания короны. Наблюдаемое значение α , по-видимому, близко к 1,1. Отсюда следует, что H находится приблизительно в интервале $11 > H > 2,2$. Это соответствует температуре газа в интервале $0,73 \cdot 10^{6^{\circ}} \text{ К} < T_0 < 3,46 \cdot 10^{6^{\circ}} \text{ К}$, где T_0 — температура короны на уровне $r = a$. Согласно наблюдениям, температура невозмущенной короны заключена именно в этом интервале. Действительно, пока температура у основания короны остается на постоянном уровне, $(1-2) \cdot 10^{6^{\circ}} \text{ К}$, T_0 и α должны соответствовать друг другу, т. е. должно выполняться условие $\alpha/(\alpha - 1) > H > \alpha$. Как отмечалось в предыдущих главах, такое соответствие вытекает из того факта, что перенос энергии путем теплопроводности от внутренних к внешним слоям короны может осуществляться только в том случае, если расширение внешней короны происходит со сверхзвуковой скоростью. В случае стационарного расширения, т. е. при так называемых «спокойных» условиях, выполняется соотношение $\alpha/(\alpha - 1) > H > \alpha$. В противоположность этому случаю возмущенная корона над активными областями Солнца, по-видимому, нагревается иногда так сильно, что в отдельные короткие периоды T_0 может быть больше или равно $4 \cdot 10^{6^{\circ}} \text{ К}$, а $H < \alpha$. В этом случае расширение короны аналогично распространению взрывной волны в межпланетном пространстве. Этот вопрос будет предметом обсуждения в следующей главе.

Рассмотрим теперь изотермическую корону: $\alpha = 1$. Эта модель налагает приблизительный верхний предел на протяженность короны в межпланетном пространстве. При $\alpha = 1$ теплопроводность стремится к нулю, поэтому температура может подниматься только за счет диссипации ударных волн и т. п. Расширение изотермической

короны соответствует верхнему пределу для расширения реальной короны, при котором $\alpha > 1$. На рис. 6.1. показана зависимость скорости расширения от радиального расстояния от Солнца, полученная на основании уравнения (5.8) и величины U_2 из (5.33). Отметим, что при температуре короны $\sim 0,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ скорость солнечного

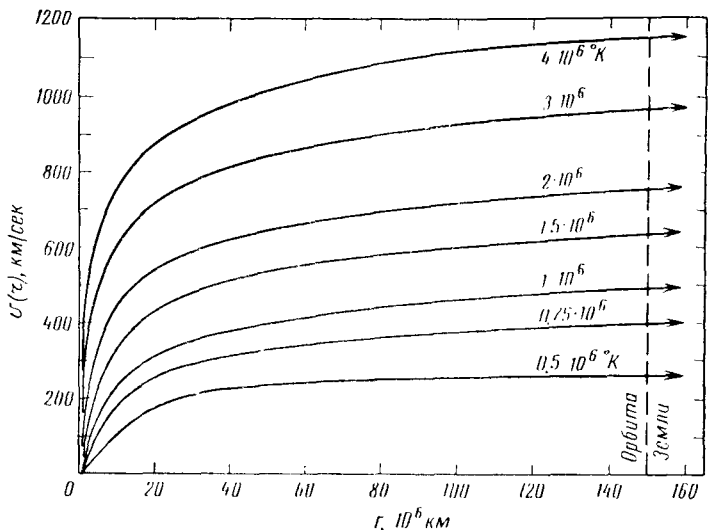


Рис. 6.1. Зависимость скорости расширения изотермической короны от радиального расстояния от центра Солнца.

ветра на орбите Земли составляет $\sim 260 \text{ км/сек}$, что сравнимо с наблюдаемыми скоростями спокойного солнечного ветра. При температуре короны $\sim 4 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, которая соответствует максимальной температуре при стационарном расширении, скорость ветра достигает $\sim 1150 \text{ км/сек}$. Это свидетельствует о том, что стационарный невозмущенный ветер мог бы иметь, по-видимому, такую же скорость, как скорость распространения ударных волн, которые образуются в возмущенной короне во время хромосферной вспышки и приходят к Земле через 1—2 суток после вспышки.

В реальной короне α несколько больше 1 и, вероятно, близко к 1,1. Чтобы проиллюстрировать влияние вели-

чины α на характер потока, мы рассчитали зависимость скорости и плотности солнечного ветра от температуры короны T_0 на уровне $r=a$ для $\alpha=1,00$; 1,10 и 1,25. Скорость распространения $(v_0)_c$ для уровня отсчета вычислялась по формулам (5.29) и (5.33). Скорость на орбите Земли можно получить из (5.7) и (5.8). Плотность солнечного ветра, определяемая формулой (5.15), на уровне отсчета $N_0=2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Результаты расчетов показаны на рис. 6.2. Из этого рисунка можно видеть влияние α на параметры потока, когда эта величина превышает свое изотермическое значение. Прежде всего следует отметить, что диапазон температур, в пределах которого, согласно (5.35), возможно стационарное расширение, уменьшается при увеличении α и стремится к нулю при $\alpha \rightarrow 3/2$. Температура короны в случае стационарного расширения при $\alpha=1$ равна $0,4 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. При $\alpha=5/4$ температура короны находится в интервале ($1,60 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, $3,33 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$). Скорость расширения и скорость солнечного ветра стремятся к нулю, когда T_0 приближается к нижней границе для определенного α , однако скорость расширения на уровне отсчета в короне приближается к нулю быстрее, чем скорость солнечного ветра на орбите Земли. Поэтому плотность солнечного ветра приближается к нулю, когда T_0 приближается к нижней границе. Как и следовало ожидать, на орбите Земли скорость солнечного ветра монотонно возрастает при повышении T_0 и уменьшается при увеличении α . Плотность солнечного ветра монотонно возрастает при повышении T_0 . Если $T_0 > 1,7 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, то плотность солнечного ветра увеличивается при возрастании α , так как его скорость при этом падает. С другой стороны, при $T_0 < 1,7 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ скорость расширения на уровне отсчета в короне падает настолько быстро при возрастании α , что в действительности плотность солнечного ветра падает при возрастании α . Согласно наблюдениям, температура короны близка к $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, поэтому можно ожидать, что плотность солнечного ветра относительно нечувствительна к величине α .

В действительности, вероятно, не существует единого эффективного значения α , пригодного для всей короны в целом. Наблюдения показывают, что вблизи Солнца

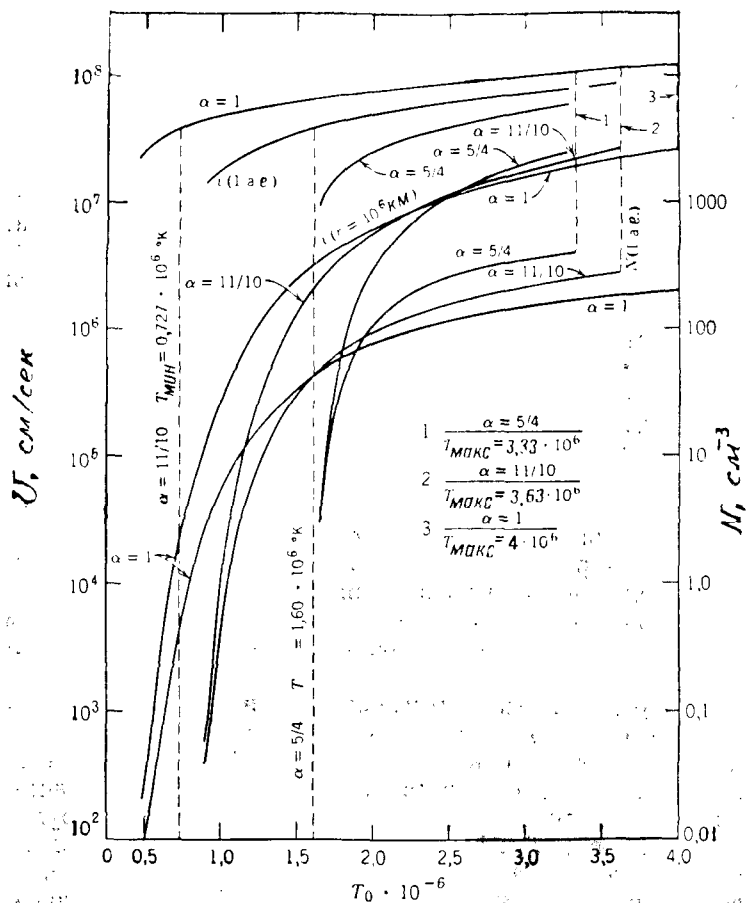


Рис. 6.2. Зависимость скорости расширения на уровне отсчета $a = 10^6$ км, а также скорости и плотности солнечного ветра на орбите Земли от температуры при плотности на уровне отсчета $N = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ для $\alpha = 1,00; 1,10$ и $1,25$.

α , по-видимому, приблизительно равно 1,1. Однако на больших расстояниях от Солнца нагревание короны резко уменьшается, а α увеличивается до своего адиабатического значения $5/3$. Следовательно, лучшим приближением к реальной короне была, например, модель, в которой используются два значения α : значение $\alpha = \alpha_1 = 1,0$ можно было бы применять от уровня отсчета $r=a$ до некоторого расстояния $r=b$, а значение $\alpha = \alpha_2 \approx 5/3$ — для больших расстояний. Как отмечалось в конце предыдущей главы, скорость расширения в такой модели становилась бы сверхзвуковой ($U > (\alpha_2/2)^{1/2}$) на расстоянии $r=b$.

Минимально возможное значение b , следовательно, соответствует расстоянию, при котором U становится равным $(\alpha_2/2)^{1/2}$. Эффект такого скачка в значениях α показан на рис. 6.3 для простого случая, когда $\alpha = 1$ в интервале $a < r < b$ и $\alpha_2 = 5/3$ за пределами этого интервала. Важно отметить, что скорость расширения, или скорость ветра, резко возрастает при переходе к $\alpha = 5/3$, так как в этом случае газ испытывает недостаточно сильное расширение в том смысле, как об этом говорилось в предыдущей главе. Как и следовало ожидать, газ быстро охлаждается при расширении, когда α становится равным $5/3$. Поэтому гидростатическое давление становится очень малым уже на расстоянии, незначительно превышающем $r=b$. Следовательно, достигнув расстояния $r=b$, газ может расширяться и передавать свою энергию солнечному ветру лишь в пределах очень малого расстояния. Разумеется, тепловая энергия ограничена величиной $3/2 kT$, так что после однократного расширения дальнейшего ускорения уже не происходит. В дальнейшем скорость газа остается постоянной и вскоре падает ниже своего значения в случае $\alpha = 1$, для которого характерно неуклонное возрастание скорости расширения.

Кривые для скорости при $\alpha_2 = 5/3$ на расстояниях $r > b$, показанные на рис. 6.3, очевидно, можно было бы подогнать к соответствующим кривым для других значений α_1 , не равных 1,0, например для $\alpha_1 = 1,1$ или 1,25. На основании рисунков 6.3 и 6.4, где соответствующие плотности даны для $N_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, можно сделать важный

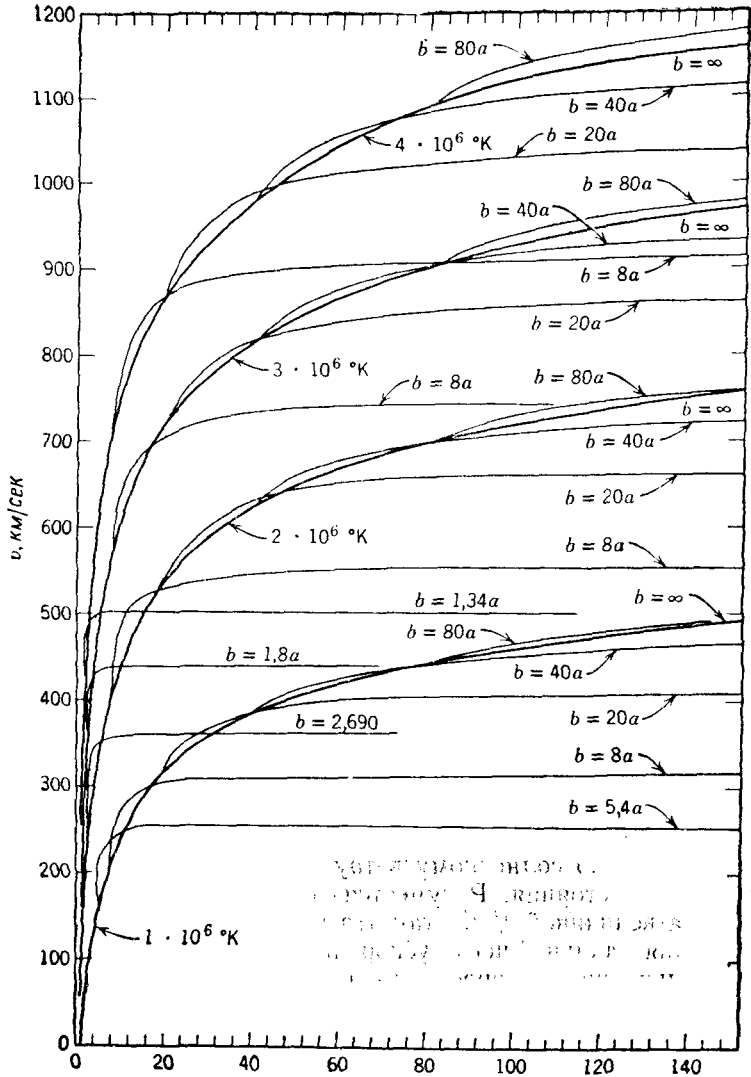


Рис. 6.3. Зависимость скорости расширения от радиального расстояния для короны с температурой T_0 , изотермической в интервале от уровня отсчета до $r = b$ и находящейся в адиабатическом состоянии при $r > b$. Скорость расширения должна принимать значение $U = (\xi/6)^{1/2}$ на расстоянии $r = b$. Это требование определяет минимальные значения для $b = 5,4a$; $2,7a$; $1,8a$ и $1,34a$ для четырех рассматриваемых значений температуры $T_0 = (1 - 4) \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Скорости представлены в км/сек, а радиальное расстояние выражено в 10^6 км .

вывод, что скорость солнечного ветра на орбите Земли падает, а плотность растет при переходе к $\alpha = 5/3$ за пределами $r = b$. Этот эффект в какой-то степени соответствует случаю, когда для короны в целом используется единое, несколько завышенное значение.

После этого анализа влияния T_0 и α на расширение солнечной короны и солнечный ветер рассмотрим, насколько такая простая модель соответствует данным наблюдений. Легче всего можно заметить, что спокойный солнечный ветер, согласно наблюдениям, имеет скорость $\sim 300\text{--}400$ км/сек и плотность $\sim 10\text{--}20$ см⁻³ на орбите Земли. Если $s=2$, то из рис. 6.2 следует, что $\alpha=1,1$ в связи с тем, что при температуре короны $T_0=1,4 \cdot 10^6$ °К плотность равна ~ 20 см⁻³, а скорость ~ 330 км/сек; при температуре $T_0=1,3 \cdot 10^6$ °К имеем соответственно ~ 12 см⁻³ и ~ 290 км/сек. Эти значения находятся в диапазоне наблюдаемых плотностей и скоростей солнечного ветра. С другой стороны, как легко видеть из рис. 6.2, при $\alpha=1,25$ плотность, по-видимому, постоянно имеет несколько большую величину, чем требуется при соответствующих скоростях. Например, при $T_0=2 \cdot 10^6$ °К скорость ветра в точности равна ожидаемой величине ~ 260 км/сек, однако плотность несколько превышает 100 см⁻³ на орбите Земли. В изотермической короне наблюдается другая тенденция; плотность газа, по-видимому, постоянно имеет несколько меньшую величину, чем требуется при соответствующих скоростях. Например, при $T_0=0,75 \cdot 10^6$ °К получим на орбите Земли скорость ~ 400 км/сек, а плотность — лишь около 1 см⁻³. Разумеется, эффект повышения α до адиабатического значения $5/3$ вызывает понижение скорости и повышение плотности, так что переход от $\alpha=1$ к $\alpha=5/3$ дает приемлемые результаты, аналогичные результатам для $\alpha=1,1$. Например, согласно рисункам 6.3 и 6.4, при $\alpha=1$ и $T_0=1,0 \cdot 10^6$ °К вплоть до расстояния $8 \cdot 10^6$ км и при $\alpha=5/3$ для больших расстояний получаем скорость ветра ~ 300 км/сек и плотность ~ 10 см⁻³.

В итоге мы имеем широкий диапазон значений T_0 и α , которые не противоречат современным данным корональных наблюдений.

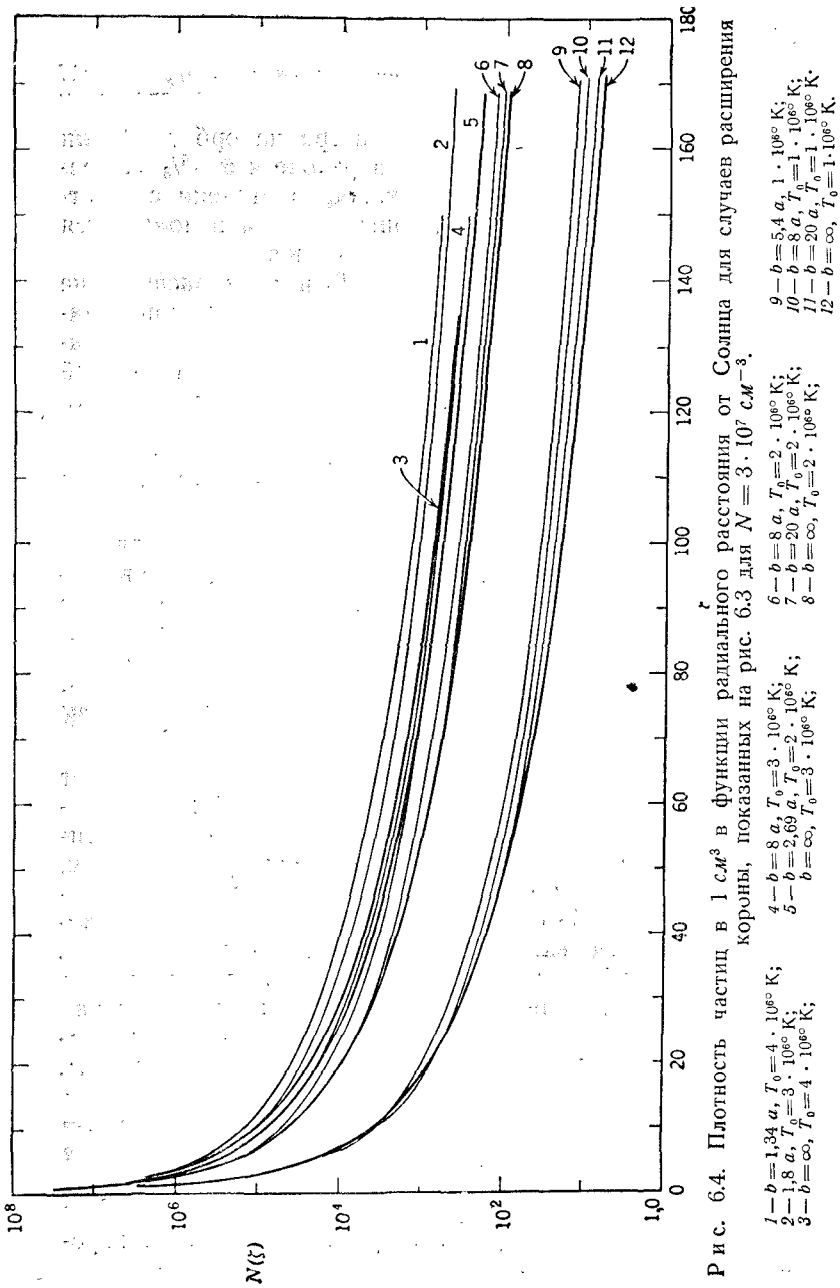


Рис. 6.4. Плотность частиц в 1 см^3 в функции радиального расстояния от Солнца для случаев расширения короны, показанных на рис. 6.3 для $N = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Только при усовершенствовании методики и расширении масштабов наблюдений корональных температур и солнечного ветра можно ожидать дальнейшего прогресса в этой области. Было бы чрезвычайно интересно фиксировать эффективное значение α , если бы удалось одновременно измерить температуру солнечного ветра и его скорость. Мы вернемся к этому вопросу в гл. 14.

Возможен совершенно другой подход к задаче построения модели солнечного ветра. Согласно наблюдениям, плотность коронального газа имеет заметную величину на значительном расстоянии от Солнца. В связи с этим оказывается возможным сконструировать модель расширяющейся короны и солнечного ветра, подгоняя решения уравнения Бернулли к наблюдаемым значениям корональной плотности. Результаты подгонки зависят, конечно, от того, какие данные наблюдений при этом используются, поэтому ни одну подобную модель нельзя считать универсальной. Мы также (как и в гл. 14) обратимся к модели средней экваториальной короны в период минимума солнечной активности, которую построил Потташ [1] на основе синтеза наблюдательных данных, показанных на рис. 2.1. Зависимость плотности от радиального расстояния в этой модели показана на рис. 6.5. Приведенные значения плотности, возможно, отличаются от истинных в два раза, особенно на больших радиальных расстояниях. С экспериментальной кривой согласуются три простые теоретические модели. Соответствующие кривые на рисунке 6.5 показаны пунктиром. Кривая для модели с $N_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 1,22 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ и $\alpha = 1$ налагается на верхнюю часть экспериментальной кривой, за исключением расстояний больше $\sim 10^7 \text{ км}$ и вблизи уровня отсчета. С другой стороны, плотность, рассчитанная Потташем для $r = a$, равна $1,27 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, а не $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Следовательно, если положить $N_0 = 1,27 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, чтобы добиться согласия при $r = a$, то при $T_0 = 1,90 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ и $\alpha = 1$ и при $T_0 = 1,77 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ и $\alpha = 1,1$ получим почти одинаковые градиенты плотности. В этих случаях кривая плотности расположена ниже экспериментальной кривой вплоть до расстояний около $3 \cdot 10^6 \text{ км}$, затем проходит выше расчетной кривой для расстояний от $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ км}$ до $\sim 16 \cdot 10^6 \text{ км}$ и снова опускается ниже

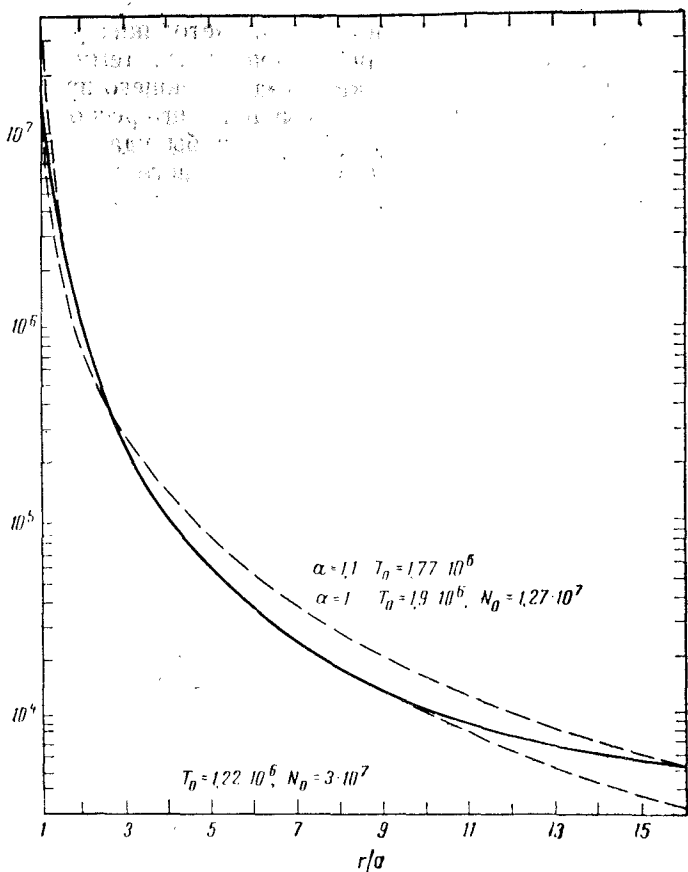


Рис. 6.5. Изменение плотности короны с расстоянием для модели Потташа [1], согласно наблюдениям (сплошная кривая), и для трех теоретических моделей (пунктирные кривые).

$\alpha = 1, T_0 = 1,22 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}, N_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}; \alpha = 1, T_0 = 1,90 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}, N_0 = 1,27 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}; \alpha = 1,1, T_0 = 1,77 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}, N_0 = 1,27 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$

Кривые для двух последних случаев настолько близки между собой, что их трудно различить при построении графиков.

при дальнейшем увеличении расстояния. Ни в одной точке теоретическая плотность не отличается от экспериментальной более чем на 60% (т. е. теоретические кривые довольно хорошо согласуются с наблюдениями), тогда как плотность изменяется более чем в 10^3 раз. Любопытно отметить, что такие простые теоретические модели могут находиться в столь хорошем согласии с наблюдениями. С другой стороны, выбор теоретических моделей настолько не критичен, что ни α , ни T_0 не определяются точно, так же как и при наблюдениях солнечного ветра на орбите Земли. Это обстоятельство также указывает на трудности определения корональной температуры по наблюдениям градиентов плотности.

Три рассмотренные теоретические модели короны, подогнанные к данным наблюдений на рис. 6.5, дают довольно сильно отличающиеся значения для скорости и плотности солнечного ветра на орбите Земли: при $\alpha=1$, $T_0=1,22 \cdot 10^6$ °К получаем скорость ~ 550 км/час и плотность ~ 24 см⁻³, тогда как при $\alpha=1$ и $T_0=1,9 \cdot 10^6$ °К соответствующие величины равны ~ 730 км/сек и ~ 42 см⁻³; при $\alpha=1,1$ и $T_0=1,77 \cdot 10^6$ °К получаем соответственно ~ 440 км/сек и ~ 40 см⁻³. Первая пара этих значений находится в наилучшем согласии с наблюдаемой плотностью солнечного ветра.

В заключение можно сказать, что наблюдаемый солнечный ветер непосредственно обусловлен наблюдаемыми корональными температурами $\sim (1-2) \cdot 10^6$ °К. В случае простейшей модели $s=2$ и $\alpha \approx 1,1$, причем последняя величина находится в согласии с наблюдаемым температурным градиентом $\sim 3^\circ/\text{км}$ во внутренней короне. При нынешней точности наблюдений невозможно определить точные эффективные значения для T_0 и α . По-видимому, наибольшие трудности вызовет экспериментальное определение s . Из соображений простоты мы выбрали значение $s=2$, которое соответствует случаю строго радиального расширения. Однако, согласно гл. 14, малейшие отклонения s от 2 могут сильно повлиять на плотность солнечного ветра на орбите Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1 Pottasch S. R., *Astrophys. J.*, 131, 68 (1960).

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В КОРОНЕ

Для поддержания в короне температуры порядка миллионов градусов и сверхзвукового расширения короны необходимо непрерывное пополнение ее энергии. Источником энергии, по-видимому, является диссипация гидродинамических и магнитогидродинамических волн, которые генерируются при конвективных движениях в зоне ионизации под фотосферой, а также фотосферными гранулами и спикулами в хромосфере. Этот вывод опирается на несколько количественных моделей, из которых следует, что в нагрев короны дают вклад несколько видов волнового движения и диссипации. По-видимому, энергии этого волнового движения достаточно, чтобы обеспечить необходимый приток энергии в корону порядка 10^{28} эрг/сек. В настоящее время не существует количественной модели нагрева короны, поскольку и наблюдения и теория оставляют желать лучшего. Мы намерены выяснить в настоящей главе необходимые условия для нагрева короны при наличии расширения и сравнить эти условия с количеством тепла, передаваемого во внешнюю корону путем теплопроводности.

Как указывалось в гл. 3, некоторая часть радиативных потерь обусловлена тормозным излучением частиц в самых нижних слоях короны. Численно эти потери достигают, по-видимому, $\sim 1 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Как отмечалось в гл. 4, тепловые потери короны вследствие теплопроводности, очевидно, несколько больше, чем радиативные, и достигают, по-видимому, $6 \cdot 10^{27}$ эрг/сек (при температуре короны $\sim 2 \cdot 10^6$ °К и температурном градиенте $\sim 3^\circ/\text{км}$). Энергия, которая расходуется на гидродинамическое расширение невозмущенной короны и выносится из Солнца солнечным ветром в виде кинетической

и потенциальной гравитационной энергий, составляет $\sim 6 \cdot 10^{27}$ эрг/сек (это соответствует потоку частиц $\sim 0,6 \cdot 10^9$ протон/сек³ · сек на орбите Земли). Согласие по порядку величины между количеством тепла, переносимого путем теплопроводности, и энергией, уносимой из Солнца солнечным ветром, позволяет предположить, что теплопроводность может быть основным источником тепла для расширяющейся короны. Конечно, этот вывод следует считать предварительным ввиду неопределенности порядка множителя 2 в оценке величины скорости переноса энергии при теплопроводности и величины потока спокойного солнечного ветра. Если теплопроводность действительно служит основным источником энергии для расширяющейся короны, то нагрев короны в значительной степени сводится преимущественно к передаче тепла от диссипации волн в относительно тонкий слой у основания короны. С другой стороны, если теплопроводность не обеспечивает полностью необходимый приток энергии в корону, то следует рассматривать несколько иную модель нагрева короны, в которой диссипация волн может происходить на расстоянии в несколько солнечных радиусов или даже больше.

7.1. Политропная модель

Рассмотрим сначала нагрев короны, удовлетворяющий требованиям простой политропной модели. Нагрев происходит с такой интенсивностью, при которой эффективное значение показателя политропы α меньше адиабатического значения, равного $5/3$.

В случае радиального потока частиц от Солнца поток энергии на расстоянии r на единицу телесного угла равен

$$F = r^2 N v \left(\frac{2kT}{\alpha - 1} + 2kT + \frac{1}{2} M v^2 - \frac{GM_{\odot}}{r} \right) \text{ эрг/сек} \cdot \text{стер.} \quad (7.1)$$

Закон сохранения энергии требует, чтобы выполнялось условие $dF/dr = 0$ ¹⁾. Первый член (7.1) в скобках соот-

¹⁾ Из закона сохранения потока вещества следует, что $r^2 N v = a^2 N_0 v_0$, поэтому множитель перед скобками является постоянной величиной.

ветствует конвективному переносу тепловой энергии (соответственно $2/(\alpha - 1)$ степеням свободы как для электронной, так и для протонной компонент газа). Второй член определяет гидростатическое давление газа, проходящего через точку r , которое действует на передние слои газа. Третий член соответствует конвективному переносу кинетической энергии. Четвертый член описывает конвективный перенос отрицательной гравитационной потенциальной энергии¹⁾. Конечно, в этом случае член $2kT/(\alpha - 1)$ является искусственным и требует конкретизации. Фактически он состоит из двух слагаемых: первое слагаемое соответствует чисто конвективному переносу тепловой энергии $3kT$, а второе — переносу энергии при помощи волн и теплопроводности.

Поэтому можно записать

$$F = r^2 N v \left[3kT + 2kT + \frac{1}{2} M v^2 - \frac{GM_{\odot} M}{r} \right] + F_t, \quad (7.2)$$

где F_t — член, соответствующий переносу энергии при помощи волн и теплопроводности. Вычитая (7.1) из (7.2), получим

$$F_t(r) = a^2 N_0 v_0 k T_0 \frac{5 - 3\alpha}{\alpha - 1} \frac{T}{T_0}, \quad (7.3)$$

если использовать (4.2) и (5.3)²⁾. Дивергенция потока энергии равна

$$\frac{dF_t}{dr} = + a^2 v_0 k T_0 (5 - 3\alpha) \left(\frac{N_0}{N} \right)^{2-\alpha} \frac{dN}{dr}. \quad (7.4)$$

Расход энергии на расширение короны от уровня a до расстояния r определяется разностью $F_t(a) - F_t(r)$, или $1 - T/T_0$. Если рассматривать модель, в которой α , начиная с некоторого расстояния r_1 , где $N = N_1$, внезапно принимает значение $5/3$, то поток энергии при $r < r_1$ уменьшился бы на такую величину, которая поглотилась бы при $r = r_1$ в случае, когда α оставалось бы меньше $5/3$.

¹⁾ Легко показать, что (7.1) сводится к (5.7).

²⁾ F_t для $\alpha = 1$ можно получить путем интегрирования (7.4).

Поэтому можно записать

$$F_t(r) = a^2 N_0 v_0 k T_0 \frac{5-3\alpha}{\alpha-1} \left[\left(\frac{N}{N_0} \right)^{\alpha-1} - \left(\frac{N_1}{N_0} \right)^{\alpha-1} \right] \quad (7.5)$$

для $r < r_1$ и $F_t(r) = 0$ при $r > r_1$.

Интересно сравнить поток энергии $F_t(a)$ на уровне отсчета $r=a$ с кинетической энергией солнечного ветра при $r=\infty$. $F_t(a)$ определяется формулой (7.3) при $N=N_0$, а $F(\infty)$ можно получить из (7.1) при температуре $T=0$ и скорости v , определяемой из соотношения (5.11). В результате получим

$$\frac{F_t(a)}{F(\infty)} = \frac{5-3\alpha}{2(\alpha-1)} \frac{2kT_0}{\frac{1}{2} M v^2(\infty)} = \frac{5-3\alpha}{2(\alpha-1) U_1^2}. \quad (7.6)$$

Сравнение $F_t(a)$ с суммой конвективного потока тепловой энергии и работы гидростатического давления на уровне $r=a$ приводит к соотношению

$$\frac{F_t(a)}{a^2 N_0 v_0 5kT_0} = \frac{5-3\alpha}{5(\alpha-1)}. \quad (7.7)$$

С того момента, когда U_1^2 принимает значение порядка 2, отношения (7.6) и (7.7) становятся почти равными, т. е. кинетическая энергия солнечного ветра на бесконечности приблизительно равна сумме тепловой энергии, переносимой путем конвекции, и работы гидростатического давления на уровне $r=a$. При эффективном значении α порядка 1,1—1,2 получим, что оба отношения (7.6) и (7.7) несколько больше единицы для невозмущенного солнечного ветра из-за множителя $(\alpha-1)$ в знаменателе. Физически это объясняется тем, что гравитационная энергия утечки ($\sim 2,2 \cdot 10^{-9}$ эрг, т. е. 1,4 кэв/протон) значительно больше, чем тепловая энергия в короне (100 или 200 эв) или в спокойном солнечном ветре (около 400 эв/протон). Следовательно, подавляющая часть энергии, поглощаемой при расширении короны, переносится в виде F_t и уходит на преодоление газом солнечного гравитационного поля.

Рассмотрим теперь вопрос о применимости политропного закона (4.2) к переносу энергии в короне посредством теплопроводности. Политропный закон соответствует

поток энергии, определяемому из (7.3), который падает приблизительно пропорционально T/T_0 при возрастании расстояния и удовлетворяет, очевидно, основному требованию — он должен быть монотонно

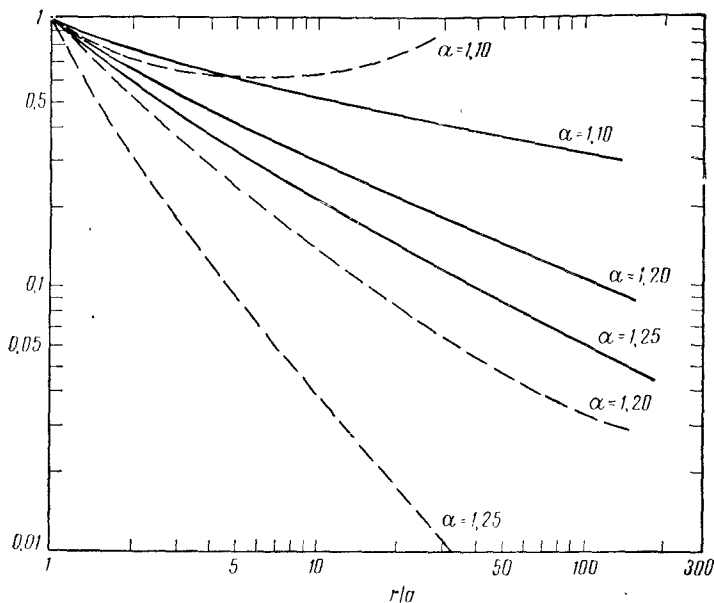


Рис. 7.1. Сплошными кривыми показан перенос энергии, пропорциональный T/T_0 , который характерен для политропных моделей расширяющейся короны при $\alpha = 1,10; 1,20; 1,25$. Пунктирными кривыми показана теплопроводность в поле температур политропной модели, определяемая выражением $(r/a)^2 (T/T_0)^{5/2} \cdot d(T/T_0)/dr/a$. При $\alpha = 1,20$ и больших r кривые в обоих случаях стремятся к нулю как $r^{-2/5}$.

убывающей функцией расстояния от Солнца и стремиться к нулю на больших радиальных расстояниях. Этот поток сравнивается на рис. 7.1 с теплопроводностью, пропорциональной $r^2 T^{5/2} dT/dr$ в той же модели. Сравнение проводится для $T_0 = 2 \cdot 10^6$ °К и $\alpha = 1,10; 1,20$

¹⁾ Для удобства сравнения F_t и теплопроводность нормированы к единице при $r = a$. Приблизительное равенство этих двух величин при $r = a$ отмечалось в гл. 4.

и $1,25^1$). Легко видеть, что политропная модель при $\alpha=1,10$ хорошо согласуется с переносом энергии посредством теплопроводности вплоть до расстояния $r=10a$ ($\sim 10^7$ км) от Солнца, причем приблизительно половина F_t расходуется на расширение короны. Для расстояний больше $r=10a$ поток энергии вследствие теплопроводности при температурном градиенте политропной модели возрастает, что физически невозможно. В рамках политропной модели легко показать, что асимптотический поток тепловой энергии изменяется $\sim 1/r^{7\alpha-8}$ на больших расстояниях r . Следовательно, α должно быть больше $8/7$ для того, чтобы тепловой поток стремился к нулю на бесконечности. Поток F_t уменьшается асимптотически приблизительно по закону $\sim 1/r^{2(\alpha-1)}$. Следовательно, чтобы тепловой поток уменьшался по тому же закону, α должно быть равным $5/6$. Однако в этом случае, как легко видеть из рис. 7.1, поток тепловой энергии уменьшается слишком быстро вблизи Солнца. Политропная модель с единым значением α в этом случае, очевидно, недостаточно точно описывает реальную корону, в которой главным источником энергии является перенос тепла вверх от ее основания. С другой стороны, α в диапазоне $1,1-1,2$ довольно хорошо согласуется с механизмом нагрева короны путем теплопроводности как вблизи Солнца, так и на очень больших расстояниях r . Кроме того, согласно гл. 6, общие характеристики расширяющейся короны и солнечного ветра мало изменяются при изменении α в указанных пределах. Следовательно, из политропной модели можно получить приемлемое количественное представление для расширяющейся короны и солнечного ветра. Более точное представление для любого заданного распределения температуры в короне можно было бы получить, используя различные значения α на разных расстояниях от Солнца. Мы уже рассмотрели случай, когда сохраняется значение $\alpha=1$ от основания короны до некоторого расстояния $r=b$ и $\alpha=5/3$ за пределами этого расстояния. Модель, в которой $\alpha=1,10$ вплоть до расстояния $\sim 10a$ и $\alpha=6,5$ за пределами этого расстояния, можно было бы довольно успешно применять для объяснения нагрева короны посредством теплопроводности.

Как известно, наблюдаемый температурный градиент в короне, по-видимому, соответствует значениям α в диапазоне 1,1—1,2. Кроме того, поток энергии вследствие теплопроводности по порядку величины соответствует потоку энергии, расходуемой на расширение короны. Эти факты позволяют предположить, что теплопроводность, возможно, является главным агентом переноса энергии, необходимой для нагревания внешней короны.

В принципе простейшим экспериментом для проверки эффективности теплопроводности в нагреве внешней короны было бы измерение температуры солнечного ветра на орбите Земли. Очень низкое значение температуры на орбите Земли (ниже 10^4 °К) показало бы, что расширение имеет почти адиабатический характер, при котором $\alpha = 5/3$ на больших расстояниях от Солнца. Случаю, когда теплопроводность существенна, соответствует значение $\alpha = 6,5$, которое давало бы температуру порядка 10^5 °К. Как упоминалось в гл. 4, модель статической короны с теплопроводностью дает температуры порядка нескольких сотен тысяч градусов. Ближе к Солнцу, где не исключено наложение теплопроводности и диссипации ударных волн, нужно, вероятно, использовать прямые измерения температурных градиентов. Возможно, что в этом случае на основании теоретических значений теплопроводности удастся определить, достаточна ли теплопроводность для создания солнечного ветра, наблюдаемого на орбите Земли¹⁾. Математические приемы, используемые для этой цели в формальной модели с теплопроводностью для расширяющейся короны, описываются в следующем разделе.

7.2. Модель с учетом теплопроводности

Чемберлен [1] рассмотрел модель расширения солнечной короны, в которой единственным носителем энер-

¹⁾ Наибольшая неопределенность в подобных расчетах связана, вероятно, с неточным знанием s , от которого очень сильно зависят результаты расчетов. В расчетах принято значение $s \approx 2,0$. Однако в действительности s , вероятно, несколько больше 2,0 из-за большей степени расширения короны над экватором. Об этом свидетельствуют высокие корональные температуры, обычно наблюдаемые вблизи экватора.

гии в короне считается теплопроводность. Гидродинамическое уравнение для стационарного расширения короны, состоящей из ионизованного водорода, можно записать следующим образом:

$$NM(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \nabla(2kNT) - NM\nabla \frac{GM_{\odot}}{r} = 0, \quad (7.8)$$

где снова M — масса атома водорода, N — плотность ионов водорода, M_{\odot} — масса Солнца и \mathbf{v} — скорость расширения. Из закона сохранения потока вещества следует, что $\nabla \cdot (N\mathbf{v}) = 0$. Интегрируя это выражение вдоль трубки тока, поперечное сечение которой растет с расстоянием пропорционально r^s , получим соотношение $Nvr^s = N_0v_0a^s$, где плотность N_0 и скорость v_0 относятся к уровню отсчета $r = a$. В стационарном потоке дивергенция теплового потока $-\kappa \cdot \nabla T$ вызывает дополнительный нагрев короны, который выделяется на фоне временного хода изменения температуры $\mathbf{v} \cdot \nabla T$ в системе отсчета, движущейся вместе с газом, и вносит свой вклад в работу, выполняемую газом при его расширении $-\mathbf{v} \cdot \nabla N$. Так как плотность в действительности равна $2N$ частиц/см³, то

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) = 3Nk\mathbf{v} \cdot \nabla T - 2kT\mathbf{v} \cdot \nabla N. \quad (7.9)$$

Если поток имеет преимущественно радиальное направление, т. е. $\mathbf{v} \cdot \nabla$ переходит в vd/dr , а $\nabla \cdot$ — в $r^{-s}(d/dr)r^s$, то (7.8) и (7.9) соответственно принимают вид

$$\frac{d}{d\zeta} \left(2U^2 - \frac{2H}{\zeta} + \tau \right) = \frac{\tau}{U\zeta^s} \frac{d}{d\zeta} (U\zeta^s) \quad (7.10)$$

и

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^s \kappa \frac{d\tau}{d\zeta} \right) = akN_0v_0 \left[3 \frac{d\tau}{d\zeta} + \frac{2\tau}{U\zeta^s} \frac{d}{d\zeta} (U\zeta^s) \right], \quad (7.11)$$

где $\tau = T/T_0$. Плотность N определяется из уравнения для закона сохранения потока вещества $N = N_0U_0/U\zeta^s$. Чемберлен получил решения уравнений (7.10) и (7.11), используя члены правой части (7.10) для определения $(d/d\zeta) \ln U\zeta^s$ из (7.11). В результате он пришел к уравнению

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^s \kappa \frac{d\tau}{d\zeta} \right) = akN_0v_0 \frac{d}{d\zeta} \left(2U^2 - \frac{2H}{\zeta} + 5\tau \right). \quad (7.12)$$

После интегрирования этого уравнения получим

$$U^2 - \frac{H}{\zeta} + \frac{5}{2}\tau = \frac{1}{2akN_0v_0} \zeta^s \kappa \frac{d\tau}{d\zeta} + U_\infty^2, \quad (7.13)$$

в котором U_∞ — значение U при $r = \infty$, где τ и $\kappa^2 \zeta^s d\tau/d\zeta$ стремятся к нулю.

Если температура и градиент температуры на некотором уровне в короне известны, то из (7.13) можно вычислить U_∞ . Предполагая температуру на уровне отсчета $\zeta = 1$ известной, получим

$$U_\infty^2 = U_0^2 - H + \frac{5}{2} - \frac{K_0}{2akN_0v_0} \left(\frac{d\tau}{d\zeta_0} \right). \quad (7.14)$$

Фактически это решение представляет собой точную формулировку приближенных расчетов, проведенных в гл. 4, в которой мы отмечали, что поток тепловой энергии дает наблюдаемую величину U_∞ для солнечного ветра на бесконечности.

Чемберлен продвинулся несколько дальше и получил численные решения уравнений (7.10) и (7.11). Эти расчеты не будут приводиться нами, так как они делались в предположении $U_\infty = 0$, т. е. для расширения короны принималась модель «солнечного бриза». Расчеты показали, что теплопроводность короны слишком высока, чтобы соответствовать медленному расширению по модели «солнечного бриза». Поэтому для согласия с наблюдаемым распределением электронной плотности в короне Чемберлену пришлось предположить значительно меньшую теплопроводность — приблизительно в 2—8 раз ниже теоретического значения, определяемого выражением (3.4). Как указывалось ранее, все данные свидетельствуют о том, что общее магнитное поле Солнца имеет преимущественно радиальное направление, так что нет никаких причин для резкого уменьшения теплопроводности в радиальном направлении. Поэтому мы предпочитаем использовать для теплопроводности κ теоретическое значение, определяемое выражением (3.4).

Мы уже показали, что наблюдения градиента корональной температуры позволяют предположить, что теплопроводность, возможно, является главным носителем энергии, необходимой для расширения короны, так как вычисленный поток тепловой энергии сравним с по-

током энергии солнечного ветра. Представляет интерес вновь вернуться к этому вопросу и при помощи (7.14) получить градиент корональной температуры, необходимый для поддержания потока частиц солнечного ветра, который, согласно наблюдениям, составляет на орбите Земли около $6 \cdot 10^8$ протон/см²·сек. Прежде всего отметим, что в политропной модели расширения короны U_0 быстро приближается к нулю, а U_∞ становится малым. Величина U_∞ не может стремиться к нулю из-за множителя v_0 в знаменателе последнего члена выражения (7.14) [$-(dT/d\xi)_0$ — положительная величина]. В политропной модели $U_\infty = U_1$, поэтому из (5.29) получим $U_0 \sim U^{\mu(\alpha, s)/(\alpha-1)}$. Показатель $\mu/(\alpha-1)$ имеет довольно большую величину, достигая значения 17 при $\alpha = 1,1$. Следовательно, U_0 очень мало, когда $U_\infty < 1$.

Решая теперь уравнение (7.14) относительно температурного градиента на уровне отсчета $r = a$, получаем

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_0 = \frac{2kTN_0v_0}{x_0} \left(U_\infty^2 - U_0^2 + H - \frac{5}{2} \right). \quad (7.15)$$

Согласно наблюдениям, солнечный ветер имеет скорость ~ 300 км/сек, а поток частиц в нем составляет $\sim 5 \cdot 10^8$ протон/см². На основании этих значений получим $U_\infty \sim 1,5$ при температуре $T_0 \sim 10^6$ °К и $N_0v_0 \approx 1 \cdot 10^{13}$ протон/см²·сек на расстоянии $r = 10^6$ км. Отсюда следует, что уравнение (7.15) можно приближенно записать в виде $(dT/dr)_0 \approx 4 \cdot 10^{10}/T_0^{5/2}$. Это упрощение оказалось возможным, так как $H = 8 \cdot 10^6/T_0$ гораздо больше, чем сумма остальных членов $U_\infty^2 - U_0^2 - 5/2$ в круглых скобках правой части (7.15), т. е. подавляющая часть энергии расходуется на преодоление газом гравитационного поля Солнца. Отсюда следует, что для передачи необходимого количества энергии в расширяющуюся корону путем теплопроводности градиент температуры при $r = 10^6$ км должен иметь величину $\sim 4^\circ/\text{км}$, $\sim 1,5^\circ/\text{км}$ и $0,7^\circ/\text{км}$ для температур $\sim 1 \cdot 10^6$ °К, $\sim 1,5 \cdot 10^6$ °К и $\sim 2 \cdot 10^6$ °К соответственно. Эти градиенты нужно сравнить с величиной градиента $\sim 3^\circ/\text{км}$, полученной Биллингсом¹⁾ для $T \sim 1,5 \cdot 10^6$ °К при

1) По-видимому, имеется в виду [2*]. — Прим. ред.

$r = 10^6$ км, и теоретическим нижним пределом, полученным в статической модели Чепмена¹⁾ с учетом теплопроводности. В этой последней модели градиент температуры определяется выражением $dT/dr = -\frac{2}{7}T/r$ и равен $\sim 0,3^\circ/\text{км}$ при температуре $T = 10^6$ К и $\sim 0,6^\circ/\text{км}$ при $T = 2 \cdot 10^6$ К. Проведенный анализ показывает, что теплопроводность соответствует требованиям, предъявляемым к носителю энергии в расширяющейся короне, хотя приблизительный характер наблюдений не дает полной уверенности в этом.

Если в конце концов удастся доказать, что реальный градиент температуры существенно меньше, чем полученное выше значение, то это будет означать, что, кроме теплопроводности, в передаче тепловой энергии во внешнюю корону участвуют и другие процессы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chamberlain J. W., *Astrophys. J.*, **133**, 675 (1961).
- 2*. Billings D. E., 16th Intern. Astron. Union Symposium, Cloudcroft, New Mexico, August 1961.
- 3*. Chapman S., *Proc. Roy. Soc.*, **A253**, 462 (1959).

¹⁾ По-видимому, имеется в виду [3*]. — *Прим. ред.*

ВНЕЗАПНОЕ РАСШИРЕНИЕ КОРОНЫ

8.1. Общие замечания

Внезапное повышение температуры короны над областью большой вспышки приводит к извержению коронального газа в межпланетное пространство [22]. Как отмечалось в гл. 2, температура короны может возрасти до величины $\geq 4 \cdot 10^6$ °К. В самой вспышке могут происходить взрывные процессы, выбрасывающие газ со скоростями $\sim 500\text{—}1500$ км/сек [2]. Возмущения геомагнитного поля и вариации космических лучей свидетельствуют о том, что через 1—2 суток после вспышки к Земле приходит ударная волна. Это означает, что при обычном взрыве Солнце выбрасывает ионизованный газ со скоростями $\sim 1000\text{—}2000$ км/сек. Механизм хромосферных вспышек пока недостаточно ясен как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении, поэтому пока нельзя достаточно определенно говорить о природе этого явления. К счастью, ударные волны обладают свойством быстро приближаться к определенной асимптотической форме, которая абсолютно не зависит от деталей взрыва. Следовательно, имеется возможность вычислить профили плотности и скорости для ударных волн в межпланетном пространстве, зная лишь полный энергетический выход и корональную температуру для соответствующей вспышки. В настоящей главе мы намерены вычислить некоторые асимптотические формы для ударных волн, которые могут существовать в межпланетном пространстве. Как и в случае спокойного солнечного ветра, рассмотренном в гл. 5 и 6, наши расчеты в данном случае опираются на идеализированные модели, в общих чертах описанные ниже. Поэтому наши расчеты следует считать скорее иллюстрацией, а не окончательным решением вопроса. При помощи простых

примеров мы намерены проиллюстрировать некоторые основные процессы, которые могут происходить в межпланетном пространстве после солнечной вспышки. Наблюдения должны дополнить деталями нарисованную общую картину.

Прежде чем переходить к расчетам, необходимо сделать некоторые замечания относительно образования ударных волн в межпланетном пространстве. Температура спокойного солнечного ветра на орбите Земли, очевидно, не превышает 10^6 °К¹⁾. Более того, эта температура имеет гораздо меньшую величину, по-видимому, вплоть до значений меньше 10^4 °К. Так что скорость звука в этом случае не превышает 150 км/сек и в действительности достигает, вероятно, значения 10 — 50 км/сек. Отсюда следует, что любое приращение скорости солнечного ветра сверх 150 км/сек или сверх любой другой возможной скорости звука приведет к возникновению ударных волн в спокойном солнечном ветре. В настоящее время у нас нет никаких возможностей узнать, насколько сложной может быть система ударных волн во время солнечной вспышки. Можно быть уверенным, что при обычном взрыве, сопровождающем мощную вспышку, генерируется ударная волна, однако мы не знаем, насколько часто главная ударная волна может сопровождаться одной или большим числом догоняющих волн или насколько часто может наблюдаться непрерывный ряд главных ударных волн. Магнитограммы показывают настолько сложные временные вариации геомагнитного поля, что остается лишь предположить, что многократные ударные волны представляют собой довольно обычное явление; однако, разумеется, на основании магнитограмм невозможно получить какие-либо количественные выводы. Имея в виду это обстоятельство, мы вычислим асимптотическую форму единичной ударной волны, распространяющейся от Солнца, а затем кратко рассмотрим распространение многократных ударных волн. В первом приближении мы пренебре-

¹⁾ Верхний предел 10^6 °К определяется наблюдаемой скоростью спокойного солнечного ветра ~ 300 км/сек; температура 10^6 °К на орбите Земли привела бы к большей скорости ветра.

гаем существованием межпланетных магнитных полей, хотя несколько позже покажем необходимость учета их роли. В настоящей главе магнитным полям отводится единственная роль — в неявном виде подразумевается их участие в образовании ударной волны.

Рассмотрим образование ударного перехода в ионизованном газе с плотностью 20 ион/см^3 . Скорость ударной волны в этом случае, по-видимому, равна 10^3 км/сек . Легко показать на основании (3.1), что средний свободный пробег для столкновения ионов со скоростью 10^3 км/сек за фронтом ударной волны при наличии невозмущенного газа впереди фронта составляет порядка $5 \cdot 10^4 \text{ а. е.}$, т. е. внутри Солнечной системы кулоновское взаимодействие играет крайне незначительную роль. Если бы в межпланетном пространстве отсутствовали другие виды взаимодействия, кроме столкновений между такими потоками частиц, то образования ударных волн не наблюдалось бы. Однако оказывается, что имеются несколько других видов более сильных взаимодействий, из которых наиболее очевидным является взаимодействие с поперечным магнитным полем. В этом случае ударный переход вызывается взаимодействием отдельных ионов и электронов с общим магнитным полем. Пробег для столкновения, который характеризует толщину перехода в соответствующей ударной волне, можно заменить ларморовским радиусом частиц в магнитном поле. Важность этого момента для теории ударных волн в межпланетном пространстве впервые отметил Голд [10]. В ряде работ [28, 7, 5, 25, 9, 3] были проведены расчеты магнитных ударных переходов, в которых ионизованный газ в том или ином смысле рассматривался как непрерывная среда. Эти расчеты показывают, что в начале перехода наблюдается повышение плотности газа, которое сопровождается цепочкой недемпфированных волн. Плотность газа в этих волнах имеет промежуточное значение между низкой плотностью впереди фронта ударной волны и максимальной плотностью первоначального сжатия. Конечно, в этих расчетах не отражено неизбежное возрастание энтропии в процессе генерации волн, которое характерно для истинного ударного перехода. Однако из общего иссле-

дования различных видов плазменной неустойчивости становится все более очевидно, что почти любое существенное отклонение от изотропного максвелловского распределения скоростей для ионов и электронов ведет к быстрому росту неустойчивости [20, 30, 8, 27, 11, 1, 17]. Поэтому обычно предполагают, что один или большее количество процессов типа зеркальной или шеечной неустойчивости будут быстро расходовать энергию волн, вызывая необратимый переход и приводя к эффективному возрастанию энтропии, если рассматривать процессы большого масштаба. Недавно были проведены расчеты [16], в которых рассматриваются индивидуальные движения частиц для всех точек начального распределения скоростей. Эти расчеты показывают, что необратимые процессы типа кратковременного захвата частиц действительно имеют место. В связи с этим можно ожидать, что межпланетное магнитное поле, одна из компонент которого перпендикулярна направлению движения, будет приводить к возникновению истинного ударного перехода. Детали такого перехода пока не ясны, однако толщина перехода, по-видимому, определяется ларморовскими радиусами для иона и электрона, причем эта величина составляет около 10^4 км для протона при скорости $\sim 10^3$ км/сек и напряженности поля $\sim 10^{-5}$ гс.

В отсутствие поперечного поля происходят другие процессы, которые могут привести к ударному переходу [12—14, 21, 22, 17], хотя они исследованы не так основательно, как случай поперечного поля. Возможно, некоторые ударные волны в бесстолкновительной плазме приводят к генерации радиоизлучения заметной интенсивности [24].

По-видимому, соответствующие наблюдения таких ударных переходов в межпланетном пространстве могут служить эффективным методом прямого изучения образования и распространения ударных волн в бесстолкновительной плазме. Время прохождения ракетой толщины ударного перехода может быть порядка нескольких секунд. Этого времени должно быть достаточно для измерения магнитного поля, скорости и плотности плазмы.

В данном случае особое значение имеет тот простой факт, что ударный переход того или иного типа должен возникать при появлении различия в сверхзвуковых скоростях частиц в межпланетном пространстве. Толщина ударного перехода во всех случаях будет незначительной (вероятно, $\leq 10^4$ км) по сравнению с характерными масштабами среды, поэтому переход можно рассматривать обычно как разрыв гидродинамического потока, к поперечному сечению которого применимы принятые соотношения Ренкина—Гюгонио. Для гидродинамической задачи в большом объеме пространства совершенно неважен конкретный механизм взаимодействия, вызывающего ударный переход.

8.2. Образование ударных волн

8.2.1. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим теперь ударную волну, вызванную расширением хромосферы и короны во время вспышки. Чтобы провести соответствующие расчеты, необходимо сделать некоторые упрощающие предположения. Прежде всего предположим, что газ вынужден двигаться в радиальном направлении от точки взрыва. Очевидно, в реальном случае газ по «краям» волн будет иметь определенное количество движения, перпендикулярное радиальному направлению; однако пренебрежение этим эффектом не должно серьезно изменить профиль ударной волны в целом. При таком упрощении асимптотическую форму ударной волны на некотором расстоянии от Солнца можно вычислить, используя принципы подобия для бегущей волны [6]. Можно учесть также сдерживающее влияние солнечного гравитационного поля (используя общий подход [4]), однако гравитационные эффекты незначительны, так как кинетическая энергия ударной волны, распространяющейся со скоростью 10^3 км/сек, намного превосходит энергию гравитационной утечки частиц из короны. Введение небольших поправок на влияние гравитационного поля является неоправданным из-за наличия других неопределенностей. По тем же причинам будем пренебрегать спокойным

солнечным ветром со скоростью 300 км/сек и тепловым движением частиц малой скорости перед фронтом ударной волны по сравнению с движением ударной волны со скоростью 10^3 км/сек. Таким образом, задача сводится к свободному радиальному распространению ударной волны с очень большим числом Маха от точки генерации на Солнце через стационарную межпланетную среду. Сама ударная волна при этом образуется из газа спокойного межпланетного солнечного ветра, который «выметается» за счет кинетической энергии взрыва. Солнечные газы из области взрыва остаются в области заднего фронта ударной волны. Возможно, они продолжают еще на некотором расстоянии от Солнца подталкивать волну вперед, сообщая дополнительную энергию возрастающей массе сжимаемого волной газа. Плотность спокойного солнечного ветра перед фронтом ударной волны будет определяться асимптотическим выражением, полученным из (5.3) и (5.11),

$$N = \frac{N_0 U_0}{U_1 \zeta^2},$$

т. е. $N \sim 1/r^2$. Рассмотрим теперь соответствующее решение гидродинамических уравнений.

Гидродинамические уравнения можно записать в следующей форме:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u) = 0, \quad (8.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial r} = \gamma \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad (8.3)$$

где u — радиальная скорость, ρ — плотность и p — давление. Запишем уравнение для энергии

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 u \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \right] = 0 \quad (8.4)$$

при полной плотности энергии

$$E = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma-1}. \quad (8.5)$$

Введем теперь обычное преобразование подобия [6] для рассматриваемых бегущих волн:

$$u = \frac{r}{t} U(\eta), \quad (8.6)$$

$$\rho = \Omega(\eta) r^{-s}, \quad (8.7)$$

$$p = r^{2-s} t^{-2} P(\eta), \quad (8.8)$$

где параметр подобия $\eta = tr^{-\lambda}$, а $U(\eta)$, $\Omega(\eta)$ и $P(\eta)$ — функции, подлежащие определению. Плотность перед фронтом ударной волны определяется выражением

$$\rho_0(r) = \rho_c r^{-s}. \quad (8.9)$$

Нас будет интересовать частный случай $s=2$. Отношение плотности $\rho(r)$ в ударной волне к плотности $\rho_0(r)$ в той же точке пространства до прихода ударной волны, по существу, соответствует функции $\Omega(\eta)$.

Граничные условия для фронта ударной волны обычно задаются в виде соотношений Ренкина — Гюгонио для больших чисел Маха, которые связывают скорость u_1 , плотность ρ_1 и давление p_1 газа позади ударного перехода с плотностью ρ_0 впереди фронта и скоростью фронта V :

$$\rho_1 = \frac{\rho_0(\gamma+1)}{\gamma-1}, \quad p_1 = \frac{2\rho_0 V^2}{\gamma+1}, \quad u_1 = \frac{2V}{\gamma+1}. \quad (8.10)$$

Если принять, что при $\eta_1 = \text{const}$ ударный фронт находится на расстоянии $r = R_1(t)$, то

$$R_1(t) = t^{1/\lambda} \eta_1^{-1/\lambda}, \quad (8.11)$$

а скорость ударного фронта становится равной

$$V \equiv \frac{dR_1}{dt} = \frac{t^{(1-\lambda)/\lambda}}{\lambda \eta_1^{1/\lambda}}. \quad (8.12)$$

Используя (8.6) — (8.8), можно переписать соотношения (8.10) в виде

$$\Omega(\eta_1) = \rho_c \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad (8.13)$$

$$P(\eta_1) = 2\rho_c \frac{1}{\lambda^2(\gamma+1)}, \quad (8.14)$$

$$U(\eta_1) = \frac{2}{\lambda(\gamma+1)}. \quad (8.15)$$

Полная энергия ϵ волны равна

$$\epsilon = \int_0^{R_1(t)} dr r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \right) \quad (8.16)$$

на единицу телесного угла для сферы с центром на Солнце. Для данного значения t мы имеем $dr = -(t^{1/\lambda} / \lambda \eta^{1+1/\lambda}) d\eta$, поэтому

$$\epsilon = \frac{t^{(5-s)/\lambda - 2}}{\lambda} \int_{\eta_1}^{\infty} \frac{d\eta}{\eta^{(5-s)/\lambda + 1}} \left(\frac{1}{2} \Omega U^2 + \frac{P}{\gamma - 1} \right). \quad (8.17)$$

В частном случае, когда

$$5 - s = 2\lambda,$$

мы получим $\epsilon = \text{const}$, что соответствует истинной ударной волне, в которую в начальный момент $t=0$ (в момент внезапного взрыва) выделилось некоторое количество тепловой энергии, но в дальнейшем пополнения ее энергии не происходит.

Если $5 - s > 2\lambda$, то ϵ увеличивается со временем. В этом случае решения соответствуют ударной волне, подталкиваемой вперед перегретыми корональными газами, которые образуют расширяющуюся сферу с радиусом $r = R_2(t)$ при фиксированном значении $\eta = \eta_2$:

$$R_2(t) = t^{1/\lambda} \eta_2^{-1/\lambda}. \quad (8.18)$$

Давление газа на поверхности сферы равно $p(R_2)$, отсюда сила, с которой расширяющаяся сфера действует на волну, равна

$$\frac{dW}{dt} = p(R_2) R_2^2(t) \frac{dR_2}{dt} = \frac{p(\eta_2)}{\lambda} \frac{t^{(5-s)/\lambda - 3}}{\eta_2^{(5-s)/\lambda}} \quad (8.19)$$

на единицу телесного угла, что равно скорости изменения ϵ .

Если положить, что

$$C^2(\eta) \equiv \gamma \frac{P(\eta)}{\Omega(\eta)}, \quad (8.20)$$

то легко показать, что из (8.1) — (8.3) получаются обычные уравнения:

$$[(1 - \lambda U)^2 - \lambda^2 C^2] \eta \frac{dU}{d\eta} = U(1 - U)(1 - \lambda U) + \frac{C^2}{\gamma} [(2\lambda - 2 + s) - 3\gamma \lambda U]; \quad (8.21)$$

$$2[(1 - \lambda U)^2 - \lambda^2 C^2] \frac{\eta}{C} \frac{dC}{d\eta} = 2 + U[1 - 3\lambda - 3\gamma + \lambda\gamma] + 2\gamma \lambda U^2 + \frac{C^2}{1 - \lambda U} \left[\left(-\frac{2\lambda^2}{\gamma} - \frac{s\lambda}{\gamma} - 2\lambda + s\lambda + \frac{2\lambda}{\gamma} \right) + 2\lambda^2 U \right]; \quad (8.22)$$

$$[(1 - \lambda U)^2 - \lambda^2 C^2] \frac{\eta}{P} \frac{dP}{d\eta} = 2 + U(s - 2 - 2\lambda + \lambda\gamma - 3\gamma) + \lambda U^2(2 - s + 2\gamma) + \lambda C^2(s - 2), \quad (8.23)$$

которых достаточно для определения $U(\eta)$, $C(\eta)$ и $p(\eta)$.

8.2.2. УДАРНАЯ ВОЛНА В СПОКОЙНОМ СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Рассмотрим ударную волну, генерированную Солнцем в спокойном солнечном ветре. Пренебрегая теплопроводностью и другими тепловыми процессами на больших расстояниях от Солнца, исследуем случай $\gamma = 5/3$ и $s = 2$. Так как после мощной вспышки корона сохраняет высокую температуру $\geq 4 \cdot 10^6$ °К, по-видимому, в течение времени около суток, то можно предположить, что энергия в ударной волны несколько возрастает со временем по мере распространения волны от Солнца. По-видимому, перегретые корональные газы, которые образуют в данном случае расширяющуюся сферу радиуса $R_2(t)$, продолжают «толкать» межпланетную среду вперед. Если $R_2(t)$ растет со временем по линейному закону, т. е. $\lambda = 1$, то энергия в определяется выражением (8.17). Действительно, можно представить себе, что по мере удаления волны от Солнца сила, с которой перегретые корональные газы действуют на волну, должна несколько уменьшаться, поэтому линейный рост ϵ со временем, вероятно, соответствует верхнему пределу скорости изменения энергии. Нижний предел

для ε в ударной волне определяется решением, рассмотренным ранее Роджерсом [26], в котором $\varepsilon = \text{const}$, что соответствует $\lambda = 3/2$. Кроме этих двух предельных случаев, мы рассмотрим несколько промежуточных случаев ($1 < \lambda < 3/2$) с целью найти лучшее приближение теории для описания наблюдательных данных.

Принимая $\gamma = 5/3$, $s = 2$ и

$$\chi = C^2 = \frac{5P(\eta)}{3\Omega(\eta)}, \quad (8.24)$$

разделим равенство (8.22) на (8.21):

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{dU} &= \frac{2\chi}{1-\lambda U} \times \\ \times \frac{\left[1 - 2\left(1 + \frac{\lambda}{3}\right)U + \frac{5\lambda}{3}U^2\right](1-\lambda U) + \frac{\lambda^2}{5}\chi(5U-3)}{U(1-U)(1-\lambda U) - \frac{3\lambda}{5}\chi(5U-2)}. \end{aligned} \quad (8.25)$$

Проинтегрируем полученное уравнение численно, начиная от ударного фронта (U_1, χ_1) , где $(U_1, \chi_1) \sim \sim (3/4\lambda, 5/16\lambda^2)$ на основании уравнений (8.13) — (8.15), и до U_2 на движущейся сфере $R_2(t)$, где скорость вещества $u(R_2, t) = dR_2/dt$.

Легко показать, что

$$U_2 \equiv U(\eta_2) = \frac{1}{\lambda}. \quad (8.26)$$

Отсюда можно получить функцию $\chi(U)$. Легко показать¹⁾, что при $U \rightarrow U_2$

$$\chi \sim K(\lambda)(1-\lambda U)^{2(5-3\lambda)/3(5-2\lambda)}, \quad (8.27)$$

где $K(\lambda)$ — постоянная, определяемая путем численного интегрирования при некотором значении U , близком к U_2 .

¹⁾ Эта простая асимптотическая форма неприменима в случае $\lambda = 3/2$, когда $C^2 = 5/36$ и $U = 1/2$, а уравнение (8.25) становится неопределенным. Тогда полное решение определяется уравнениями (8.31) — (8.33).

8.2. Образование ударных волн

ах как

Решение для U можно получить в квадрату функцию η/η_1 , если записать (8.21) в виде

$$\ln \frac{\eta}{\eta_1} = \int_{U_1}^U \frac{dU [(1 - \lambda U)^2 - \lambda^2 \chi(U)]}{U(1-U)(1-\lambda U) - \frac{3\lambda}{5} \chi(U)(5U-2)}$$

вадра-
в виде

Теперь можно получить выражение для P в турах как функцию η/η_1 , если записать (8.23)

$$\ln \frac{P}{P_1} = \int_1^{\eta/\eta_1} \frac{d(\eta/\eta_1)}{\eta/\eta_1} \frac{2 - \left(5 + \frac{\lambda}{3}\right)U + \frac{10\lambda}{3}U^2}{(1 - \lambda U)^2 - \lambda^2 \chi(U)}$$

ИМ МЫ

Запишем асимптотическое выражение, котор будем пользоваться в дальнейшем изложении:

$$\rho(r) \sim \rho_0(R_1) f(\lambda) \left(\frac{r}{R_2} - 1\right)^{-g(\lambda)},$$

где

$$f(\lambda) = \frac{15P_2}{3K(\lambda)} \left(\frac{\eta_2}{\eta_1}\right)^{2/\lambda} \left[\frac{5}{3(5-2\lambda)}\right]^{g(\lambda)}, \quad g(\lambda) = \frac{2(5-3\lambda)}{3(5-2\lambda)}$$

бл. 8.1

Функции $f(\lambda)$, $g(\lambda)$, $K(\lambda)$ и $R_2(\lambda)/R_1$ приведены в та

Таблица

Главные параметры ударной волны
для различных λ

	λ				
	1	6/5	4/3	24/17	3/2
P_1/ρ_c	3/4	25/48	27/64	289/768	1/3
χ_1	5/6	125/576	45/276	1445/9216	5/3
P_2/ρ_c	0,81	0,39	0,21	0,135	0
η_2/η_1	1,19	1,33	1,55	1,80	
R_2/R_1	0,84	0,79	0,72	0,66	0
$K(\lambda)$	0,68	0,39	0,28	0,22	
$f(\lambda)$	2,2	2,3	2,2	2,2	
$g(\lambda)$	4/9	14/39	2/7	26/11	

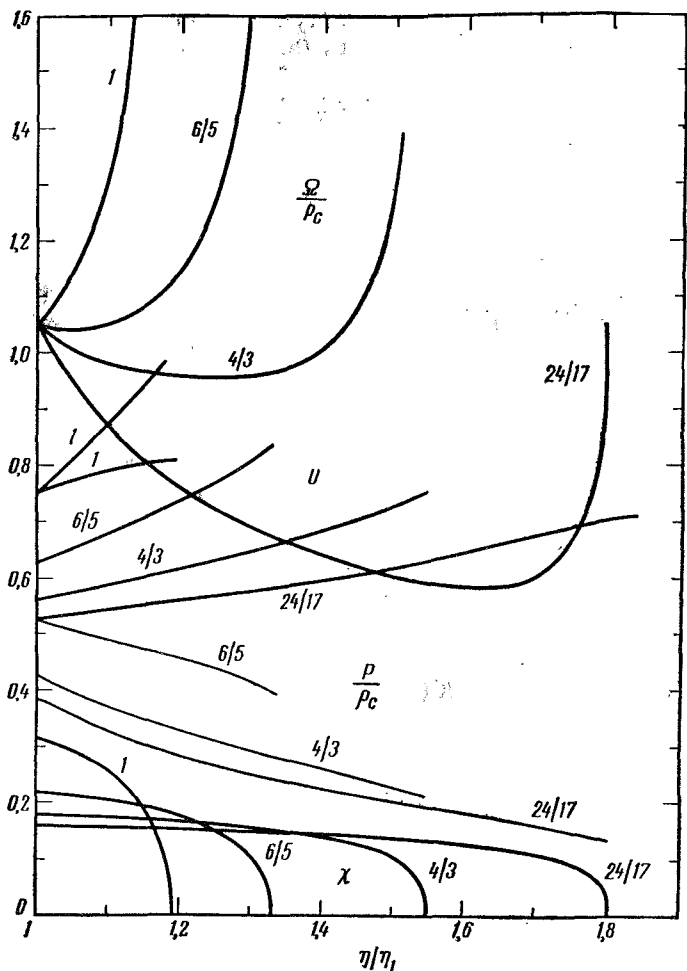


Рис. 8.1. Графики функций $\Omega(\eta/\eta_1)$, $P(\eta/\eta_1)/\rho_c$, $U(\eta/\eta_1)$ и $\chi(\eta/\eta_1)$ для $\lambda = 1, 6/5, 4/3$ и $24/17$. Функции U и χ в отличие от Ω и P показаны жирными линиями.

Рассмотрим частные случаи $\lambda = 3/2, 24/17, 4/3, 6/5, 1$, соответствующие степенному закону изменения энергии ударной волны со временем $\varepsilon \sim t^k$, где $k = 0, 1/8, 1/4, 1/2$ и 1 соответственно. Соответствующие значения P_1, χ_1 и P_2 , а также $\eta_2/\eta_1, R_2/R_1$ и $K(\lambda)$ приведены в табл. 8.1. Эти численные значения рассчитаны с точностью до 1%. Отметим, что $f(\lambda)$, по существу, не зависит от λ . На рис. 8.1 показаны P, χ, U и Ω как функции от η/η_1 . На рис. 8.2 изображен профиль ударной волны $\rho(r)/\rho_0(R_1)$.

Если $\lambda = 3/2$, а энергия ε со временем не меняется, то получим, согласно [26],

$$\rho(r) = 4\rho(R_1) \frac{r}{R_1}, \quad (8.31)$$

$$u(r) = \frac{3V}{4} \frac{r}{R_1}, \quad (8.32)$$

$$p(r) = \frac{3V^2}{4} \rho(R_1) \left(\frac{r}{R_1}\right)^3. \quad (8.33)$$

Сравним теоретические характеристики ударной волны с наблюдаемыми характеристиками «усиленной солнечной корпускулярной радиации». Скорость распространения ударной волны $\sim (1-2) \cdot 10^3$ км/сек обычно определяют по запаздыванию ее прихода к Земле на 1-2 суток относительно соответствующей хромосферной вспышки. Чтобы получить теоретическое значение скорости, предположим, что задний фронт ударной волны при $R_2(t)$ движется от Солнца под влиянием равномерного расширения возмущенной короны. Тогда из рис. 6.1 получим $dR_2/dt \approx 1160$ км/сек при температуре $4 \cdot 10^6$ °К. Скорость переднего фронта ударной волны равна

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{dR_2}{dt} \left(\frac{\eta_2}{\eta_1}\right)^{1/\lambda}.$$

Время распространения волны $T(R)$ от Солнца к Земле определяется выражением

$$T(R) = R \frac{dt}{dR_2} \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\right)^{1/\lambda}.$$

Скорость и время распространения ударной волны приведены в табл. 8.2 для случая $dR_2/dt = 1160$ км/сек.

Отметим, что расчетные значения скорости фронта близки к наблюдаемой величине ~ 1500 км/сек.

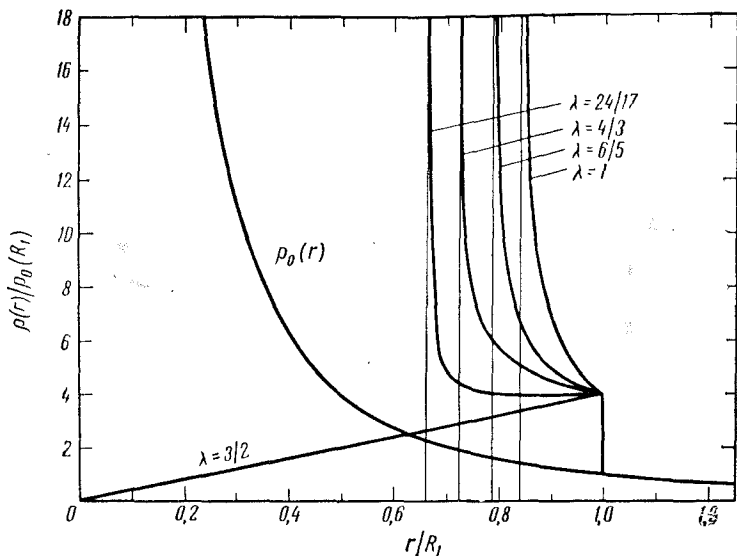


Рис. 8.2. Профиль плотности в ударной волне в единицах плотности невозмущенной среды $\rho_0(R_1) = \rho_c/R^{1/2}$ перед фронтом ударной волны для $\lambda = 1, 6/5, 4/3, 24/17$ и $3/2$. Вертикальные асимптоты соответствуют заднему фронту ударной волны $r = R_2$, который подталкивается возмущенной короной.

Рассмотрим повышение плотности межпланетной среды, возникающее при прохождении ударной волны.

Таблица 8.2

Скорость переднего фронта ударной волны dR_1/dt на орбите Земли и время ее распространения от Солнца к Земле

	λ			
	1	6/5	4/3	24/17
dR_1/dt , км/сек	1380	1470	1610	1760
$T(R)$, 10^5 сек	1,09	0,85	0,70	0,60

Если бы расширение возмущенной короны после мощной солнечной вспышки воздействовало на задний фронт ударной волны в течение всего нескольких часов, то можно было бы ожидать, что энергия ударной волны будет оставаться относительно постоянной через несколько часов после вспышки. В момент прихода волны на орбиту Земли параметр λ имел бы значение $3/2$, а ударная волна в этом случае описывалась бы уравнениями (8.31) — (8.33). Плотность в ударной волне возрастает по линейному закону по направлению к переднему фронту; ее максимальное значение примерно в 4 раза превышает плотность невозмущенной среды, т. е. достигает величины $\sim 60 \text{ см}^{-3}$ в момент прихода волны к орбите Земли. За максимумом плотности, по-видимому, следует разрежение.

Для того чтобы плотность в ударной волне превышала плотность невозмущенной среды более чем в 4 раза, необходимо подталкивание волны расширяющейся короной почти на всем пути Солнце — Земля. В этом случае плотность будет возрастать по направлению к заднему фронту волны $r = R_r(t)$, как можно видеть из рис. 8.2 для $\lambda < 3/2$. Чем сильнее расширяющаяся корона действует на волну, тем тоньше волна и тем выше будет в ней плотность в области заднего фронта. Если $\lambda < 3/2$, то в соответствии с решением уравнения для бегущей волны из предыдущего раздела требуется давление p_2 , действующее на волну при R_2 , причем p_2 определяется выражением

$$p_2 = P(\eta_2) t^{-2} = P(\eta_2) \frac{\rho_0(R_2)}{\rho_c} \left(\frac{R_2}{t}\right)^2 \quad (8.34)$$

Величина $\rho_0(R_2)$ представляет собой плотность невозмущенной среды при R_2 порядка $10\text{—}20 \text{ атом/см}^3$ вблизи орбиты Земли. Если $R_2/t = 10^3 \text{ км/сек}$ и $\rho_0(R_2) = 1,6 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$, то $p_2 \approx 1,6 \cdot 10^{-7} P(\eta_2)/\rho_c \text{ дин/см}^2$. Из табл. 8.1 видно, что $P(\eta_2)/\rho_c$ заключено в пределах $0,1\text{—}1,0$, поэтому формально p_2 должно быть порядка 10^{-7} дин/см^2 , чтобы λ было существенно меньше $3/2$. При давлении $\sim 0,2 \times 10^{-7} \text{ дин/см}^2$ получим $\lambda = 1,4$. При этом расширяющаяся корона продолжает действовать на задний фронт ударной волны вплоть до расстояния $R_2 \approx 0,66 R_1$. Если $p_2 =$

$\approx 1,3 \cdot 10^{-7}$ дин/см², то получим соответственно $\lambda \approx 1,0$ и $R_2 = 0,84 R_1$. Для поддержания давления $\sim 10^{-7}$ дин/см² возмущенная корона, подталкиваемая задний фронт ударной волны, должна иметь плотность порядка нескольких сотен протон/см³ (например, ~ 200 см⁻³) и температуру порядка нескольких миллионов градусов (например, $\sim 2,5 \cdot 10^6$ °К). Как видно из рис. 6.4, таких плотностей нельзя ожидать при расширении возмущенной короны с температурой $(3-4) \cdot 10^6$ °К. Температура порядка нескольких миллионов градусов не является неожиданной на орбите Земли при прохождении ударной волны, так как спокойный солнечный ветер, согласно гл. 14, по-видимому, имеет температуру $\sim 10^6$ °К. Механизм нагрева газа в волне пока не ясен, однако необходимым требованиям, предъявляемым к такому механизму, по-видимому, удовлетворяют как многократные ударные волны, так и тепловая проводимость в возмущенной короне. Роль теплопроводности можно уяснить из того факта, что время установления теплового равновесия в газе с плотностью N и характерным размером l составляет $\sim 3Nkl^2/\kappa$. Удельная теплопроводность κ в возмущенной короне определяется выражением (3.4) и равна $\sim 10^{10}$ г·см/сек³·°К при температуре $\sim 4 \cdot 10^6$ °К. При характерном размере $l=1$ а.е. и средней плотности $\sim 10^3$ см⁻³ получим время установления теплового равновесия всего $\sim 10^4$ сек. Такое время тепловой релаксации достаточно мало по сравнению с временем $\sim 10^5$ сек, необходимым для прохождения ударной волны от Солнца к Земле. По-видимому, следует ожидать, что теплопроводность играет существенную роль в поддержании температуры межпланетного газа, близкой к температуре возмущенной короны. Следовательно, можно ожидать, по-видимому, что во многих случаях p_2 будет достигать значений $\geq 10^{-7}$ дин/см², что будет соответствовать $\lambda \approx 1,0$. Вопрос о том, достигает ли p_2 когда-либо столь больших значений, что λ становится меньше 1,0 и $R_1 - R_2 < 0,16$, должен быть решен путем ракетных наблюдений.

Время тепловой релаксации мало, отсюда ясно, что предположение об адиабатическом потоке (8.3) в ударной волне между R_2 и R_1 фактически неприменимо к

реальному случаю, в котором поток будет более близким к изотермическому. Поэтому следующим шагом в улучшении рассмотренных довольно примитивных расчетов для ударной волны было бы повторение их при значении $\gamma \approx 1,0$ в уравнении (8.3). Главным результатом таких расчетов было бы увеличение ширины волны, т. е. уменьшение отношения R_2/R_1 . Гораздо лучшим решением, конечно, было бы включение в (8.3) члена с теплопроводностью, подобно тому как это делалось в гл. 7 для невозмущенной короны.

Рассмотрим значения плотностей, которых можно ожидать в ударной волне. Плотность в передней части волны, непосредственно позади ударного фронта, приблизительно в 4 раза превышает плотность невозмущенной среды, согласно соотношениям Ренкина — Гюгонно, и достигает 30—80 *протон/см³*. Если $\lambda = 3/2$, то эта плотность соответствует максимальному значению плотности в ударной волне. С другой стороны, если возмущенная корона подталкивает задний фронт волны, т. е. $\lambda < 3/2$, то более высоких значений плотности можно ожидать в задней части волны. Как уже отмечалось, плотность в возмущенном солнечном ветре позади ударной волны может достигать нескольких сотен частиц в 1 см^3 , а температура — нескольких миллионов градусов. Мы предполагаем, что градиент давления и температуры в сечении R_2 невелики, т. е. плотность и температура в области заднего фронта ударной волны того же порядка, что и в возмущенной короне позади волны. Для более точных количественных оценок необходимо провести одновременные измерения температуры, плотности и скорости. Интересно отметить, что Блэквелл и Ингем¹⁾ получили максимальную величину для плотности $\sim 300 \text{ см}^{-3}$ из наблюдений зодиакального света, рассмотренных в гл. 2.

Рассмотрим теперь полную массу и энергию, содержащиеся в ударной волне от Солнца. Если предположить, что ширина ударного фронта равна 1 а. е., а толщина — 0,3 а. е. ($\lambda \approx 1,4$) при средней плотности

¹⁾ Имеется в виду работа [31*]. — *Прим. ред.*

$\sim 300 \text{ см}^{-3}$, то полная масса газа в волне составит около $4 \cdot 10^{17} \text{ г}$. При скорости $\sim 1500 \text{ км/сек}$ получим полную кинетическую энергию этого газа $\sim 5 \cdot 10^{33} \text{ эрг}$. Конечно, эти оценки являются весьма приближенными, однако интересно отметить, что полученная величина полной энергии несколько превышает оценки энергии мощной вспышки по наблюдениям ее видимого излучения. Если это различие реально, то можно предположить, что вспышка оптического излучения является только внешним проявлением процессов, связанных с более мощными возмущениями короны и инжекцией вещества.

Таким образом, гидродинамическое расширение возмущенной короны над активной областью Солнца приводит к возникновению ударной волны в межпланетном пространстве. Эта волна описывается параметрами, характерными для наблюдаемой усиленной солнечной корпускулярной радиации. Можно ожидать, что наблюдаемая скорость ударной волны $\sim (1-2) \cdot 10^3 \text{ км/сек}$ обусловлена температурой короны $\sim 4 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$. Плотность в ударной волне, по-видимому, составляет около $30-10^3 \text{ см}^{-3}$ в зависимости от силы воздействия на волну со стороны возмущенной короны на орбите Земли. На рис. 8.2 показаны профили ударных волн для различных значений λ . Если давление возмущенной короны на задний фронт ударной волны не превышает 10^{-9} дин/см^2 на орбите Земли, то $\lambda \approx 3/2$ и максимум плотности будет находиться в передней части волны. Плотность вблизи переднего фронта волны будет приблизительно в 4 раза больше плотности невозмущенной среды и будет равна, по-видимому, $\sim 60 \text{ см}^{-3}$. Если же давление p_2 возмущенной короны достигает 10^{-7} дин/см^2 , то максимум плотности будет находиться в задней части волны, достигая величины $\sim 10^{-2}-10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и т. д. Наблюдения в межпланетном пространстве должны ответить на вопрос, имеет ли место подобная ситуация в действительности. Теория допускает возможность больших изменений плотности и толщины ударных волн для различных моментов времени и различных активных областей Солнца. Это предположение находится в согласии с большим разнообразием в ам-

плитуде и длительности наблюдаемых на Земле соответствующих геомагнитных явлений и эффектов в космических лучах.

8.2.3. УДАРНАЯ ВОЛНА В ВОЗМУЩЕННОЙ СРЕДЕ

Рассмотрев распространение ударной волны от возмущенной области короны в спокойном солнечном ветре, в котором плотность падает с расстоянием по закону

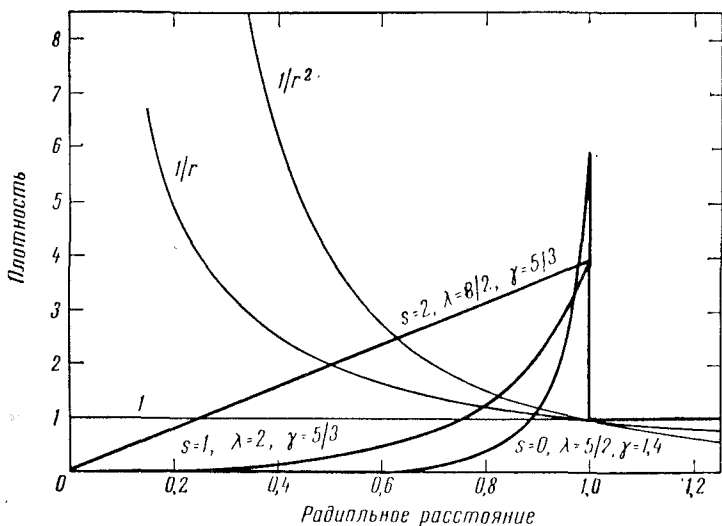


Рис. 8.3. Профиль плотности в ударной волне с постоянной энергией в единицах плотности невозмущенной среды $\rho_0(R_1) = \rho_c/R_1^s$ перед фронтом ударной волны. Профили для $s=1$ и $s=2$ соответствуют эффективному отношению удельных теплоемкостей, равному $5/3$, тогда как значению $s=0$ соответствует отношение теплоемкостей 1,40.

$\sim 1/r^2$, интересно исследовать другие случаи колебаний плотности в передней части ударной волны. Есть все основания предполагать, что периодический характер солнечной деятельности и общая неоднородность вокруг вращающегося Солнца будут часто приводить к изменениям плотности в передней части волны по закону,

отличному от идеализированного закона $\sim 1/r^2$. Эти изменения могли бы происходить быстрее или медленнее, чем $1/r^2$, поэтому s в (8.9) могло бы принимать значения больше или меньше 2. На больших расстояниях от Солнца, где солнечный ветер, как будет видно из следующей главы, вступает во взаимодействие с межзвездной средой, плотность, по-видимому, перестает вообще уменьшаться с расстоянием, т. е. s , вероятно, приближается к нулю. В литературе можно найти ряд расчетов для таких значений s . Роджерс [26] рассмотрел несколько случаев для $\gamma = 5/3$ и значений s в пределах от 1,0 до 2,4. Тейлор [29] провел расчет для $s=0$ и $\gamma=1,4$, что соответствует воздушной среде. На рис. 8.3 показаны профили ударных волн, соответствующих расчетам Роджерса и Тейлора. Перемещение вещества вперед в ударной волне при уменьшении s происходит в результате замедления волны при взаимодействии с невозмущенным газом впереди волны.

Профили ударных волн на рис. 8.2 и 8.3 показывают, какого изменения плотности следует ожидать при различных условиях в межпланетном пространстве. Отметим, что максимум плотности находится в передней части волны до тех пор, пока $s > 2,2$ или пока возмущенная корона оказывает существенное давление на задний фронт волны.

8.3. Многократные ударные волны

До сих пор мы рассматривали только свойства единичной ударной волны, возникающей в межпланетном пространстве в результате обычного внезапного возмущения короны. Однако, как уже отмечалось, такие явления, как геомагнитные возмущения, свидетельствуют о наличии во многих случаях нескольких ударных волн от Солнца. Поэтому рассмотрение единичной ударной волны соответствует в действительности лишь простейшему случаю гораздо более сложного возмущенного солнечного ветра или «солнечной корпускулярной радиации». Очевидно, следующим шагом в нашем исследовании должно быть обсуждение случая многократных ударных волн от возмущенной короны.

Легко показать, что если внезапное повышение температуры в солнечной короне над активной областью имеет достаточно нерегулярный характер как в пространстве, так и во времени (или только в пространстве или во времени), то в суммарной ударной волне может наблюдаться несколько ударных переходов. В такой волне может также существовать несколько разрежений плотности. Очевидно также, что существенное изменение скорости спокойного солнечного ветра на противоположных сторонах вращающегося Солнца будет вызывать многократные ударные волны и волны разрежения, когда более быстрый ветер будет догонять более медленный ветер на больших расстояниях от Солнца. Поэтому настоящий раздел посвящается описанию взаимодействия многократных волн. Анализ этого сложного явления можно провести на основе рассмотрения основных возможных случаев: одна волна догоняет другую, волна разрежения догоняет ударную волну и ударная волна догоняет волну разрежения. В результате таких взаимодействий неизбежно увеличится число неопределенностей в определении плотности и температуры газа. Следовательно, если Солнцем были генерированы всего две-три ударные волны и две-три волны разрежения, то на орбите Земли можно ожидать очень большого числа флуктуаций в плотности ударной волны.

Описание основных типов волновых взаимодействий для случая одного измерения и методы их формального расчета приводятся в книге Куранта и Фридрихса [6]. Мы приведем здесь описательную часть работы [6], так как она непосредственно применима к ожидаемым явлениям в межпланетной среде. Что касается количественных расчетов, то мы отсылаем читателя к соответствующей литературе, так как эти расчеты не найдут достаточного применения до тех пор, пока не будет путем наблюдений подробно исследована реальная структура ударных волн в межпланетном пространстве. Описание сильно упрощается в одномерном случае, если пренебречь изломом и расхождением потока, которые возникают в реальном случае по мере движения волн от Солнца. Эти эффекты необходимо принимать во внимание при сравнении теории с действительной ситуацией

в пространстве, если волна распространяется в течение нескольких дней.

Рассмотрим плоскую ударную волну, движущуюся в положительном направлении вдоль оси x относительно среды, в которой она распространяется, т. е. случай, когда ударный фронт движется в положительном направлении оси x . Следуя Куранту и Фридрихсу, обозначим эту волну S_{\rightarrow} . Волну, движущуюся в отрицательном направлении оси x , обозначим S_{\leftarrow} . Ударная волна имеет сверхзвуковую скорость относительно газа перед волной и околосзвуковую — относительно газа позади волны. Отсюда непосредственно следует, что если одна волна распространяется позади другой, то вторая волна будет догонять первую, так как задняя волна имеет сверхзвуковую скорость относительно того газа, в котором передняя волна имеет лишь околосзвуковую скорость.

Аналогичным образом обозначим через R_{\rightarrow} волну разрежения, распространяющуюся в положительном направлении оси x , и т. д. Как передний, так и задний фронты волны разрежения движутся относительно газа с локальной скоростью звука. Следовательно, ударная волна позади волны разрежения будет догонять последнюю, так как первая волна является сверхзвуковой в данной среде, а вторая имеет скорость звука. Отсюда также следует, что волна разрежения позади ударной волны будет догонять ударную волну, так как первая движется со звуковой скоростью в среде, где вторая волна имеет околосзвуковую скорость.

Наконец, обозначим через T поверхность соприкосновения двух волн, где происходит резкое изменение плотности и температуры, но на которой остаются неизменными скорость и полное давление газа. Контактная поверхность является границей между газами, которые принадлежат различным ударным волнам, например в том случае, когда ударная волна S_{\leftarrow} , распространяющаяся в отрицательном направлении от $x = +\infty$, встречает при $x = 0$ другую волну S_{\rightarrow} , распространяющуюся от $x = -\infty$. Эти ударные волны проникают друг в друга и взаимно ослабляются и замедляются. Если предположить, что ударные волны первоначально были

неидентичными, то можно заметить, что распространение волн в газе в областях $x > 0$ и $x < 0$ будет происходить по-разному. Газ будет иметь различную температуру по обе стороны границы — контактной поверхности при $x = 0$. Следовательно, область между двумя ударными волнами, прошедшими друг через друга, разделяется контактной поверхностью на две различные части.

Непосредственно после взаимного проникновения ударных волн друг в друга граница раздела, соответствующая контактной поверхности, будет относительно резкой, подобно ударному переходу в области переднего фронта каждой ударной волны. Однако впоследствии диффузионные процессы типа теплопроводности будут сглаживать температурные различия. Поэтому на контактных поверхностях будут действительно наблюдаться в большинстве случаев сглаженные колебания температуры и плотности. Например, через промежуток времени t после соприкосновения волн характеристическая толщина l будет определяться выражением $(\kappa t / Nk)^{1/2}$, где κ — удельная теплопроводность ионизованного водорода с плотностью N . Удельная теплопроводность определяется выражением (3.4), на основании которого легко показать¹⁾, что при температуре всего $\sim 10^5$ °К получим $l = 0,1$ а. е., если $t = 10^{-4}$ сек и $N \sim 50$ см⁻³.

Для удобства обозначим через $T_<$ контактную поверхность, для которой температура возрастает в положительном направлении оси x , и через $T_>$ — контактную поверхность, от которой начинается падение температуры в положительном направлении оси x .

Используя эти обозначения, можно записать выражение для взаимодействия двух волн при встречном столкновении в виде $S_{\rightarrow} S_{\leftarrow} \rightarrow S_{\leftarrow} T S_{\rightarrow}$. Это соотношение отражает тот факт, что столкновение приводит к взаимопроникновению волн, причем контактная поверхность находится где-то между ними. Встречное столкновение двух волн разрежения описывается соотношением

1) Вычисление имеет смысл только в том случае, когда характеристическая скорость l/t меньше или сравнима с тепловой скоростью электронов.

$R_{\rightarrow}R_{\leftarrow} \rightarrow R_{\leftarrow}R_{\rightarrow}$. Если одна ударная волна догоняет другую ударную волну, то $S_{\rightarrow}S_{\rightarrow} \rightarrow S_{\leftarrow}TS_{\rightarrow}$. Если ударная волна догоняет волну разрежения, то $S_{\rightarrow}R_{\rightarrow} \rightarrow S_{\leftarrow}TTS_{\rightarrow}$, а при противоположной ситуации получим $R_{\rightarrow}S_{\rightarrow} \rightarrow R_{\leftarrow}TTS_{\rightarrow}$. Отметим, что каждое из этих взаимодействий создает одну или более контактных поверхностей. Отсюда становится ясным, что взаимодействие ударных волн и волн разрежения с контактными поверхностями также представляет интерес. В этом случае получим соотношения $S_{\rightarrow}T_{<} \rightarrow S_{\leftarrow}T_{<}S_{\rightarrow}$, $S_{\rightarrow}T_{>} \rightarrow R_{\leftarrow}T_{>}S_{\rightarrow}$, $R_{\rightarrow}T_{<} \rightarrow R_{\leftarrow}T_{<}R_{\rightarrow}$ ¹⁾. Взаимодействие типа $R_{\rightarrow}T_{>}$ генерирует волну сжатия, которая со временем делается круче и переходит в ударную волну.

Предположим теперь, что некоторые волны разрежения и ударные волны образуются нерегулярностями при внезапном усилении нагревания короны над активной областью Солнца. Во время переноса этих волн к орбите Земли на фоне основной ударной волны от возмущенной области короны они будут взаимодействовать так, как описано выше. При этом они будут образовывать первые контактные поверхности, а затем при взаимодействии с этими поверхностями будут вызывать новые ударные волны и волны разрежения. В этом случае может наблюдаться такая картина, когда в момент прихода основной ударной волны к орбите Земли в ней будет присутствовать большее число волн и контактных поверхностей, чем было в начальный момент генерации волны в солнечной короне. Конечно, все эти волны будут слабее, чем в начальный момент, из-за затухания при различных взаимодействиях²⁾, поэтому в конечном итоге получим каскадное явление, в котором несколько

¹⁾ Контактные поверхности, образованные в результате взаимодействий $S_{\rightarrow}S_{\leftarrow}$, $S_{\rightarrow}S_{\rightarrow}$, $S_{\rightarrow}R_{\rightarrow}$ и $R_{\rightarrow}S_{\rightarrow}$, как уже отмечалось, быстро размываются, так что пересечение контактной поверхности волной будет в конечном счете происходить очень постепенно и не приведет к отражению волны и т. д. Следовательно, взаимодействия типа $S_{\rightarrow}T$ и $R_{\rightarrow}T$ должны осуществляться вскоре после образования T , если они действительно происходят именно так, как описано здесь.

²⁾ По-видимому, нагрев газа вследствие такой диссипации будет существенным вплоть до расстояний порядка нескольких астрономических единиц.

мощных волн генерируют большое количество слабых волн. Вопрос о том, до каких расстояний простирается каскад затухающих волн (если он вообще будет решен), должен решаться экспериментально, вероятно путем подсчета количества существенных контактных поверхностей. Роль таких эффектов, как расходимость и излом потока, наклонные ударные волны, которые усложняют рассмотрение двух- и трехмерного случаев, также должна быть оценена экспериментально. Анализ взаимодействия волн в одномерном случае, рассмотренном здесь, призван указать на многие трудности, которые могут возникнуть при исследовании реальной ударной волны от возмущенной короны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Сагдеев Р. З., *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions*, vol. III, Pergamon Press, New York, 1960.
2. Athay R. G., Moreton G. E., *Astrophys. J.*, **133**, 935 (1961).
3. Auer P. L., Hurwitz H., Kilb R. W., *Phys. Fluids*, **4**, 1105 (1961).
4. Carrus P. A., Fox P. A., Haas F., Kopal Z., *Astrophys. J.*, **113**, 193, 496 (1951).
5. Colgate S. A., *Phys. Fluids*, **2**, 485 (1959).
6. Courant R., Friedrichs K. O., *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience Publishers, New York, 1948. (Русский перевод: Р. Курант, К. Фридрихс, *Сверхзвуковое течение и ударные волны*, М., ИЛ, 1950.)
7. Davis L., Lüst R., Schlüter A., *Zs. Naturforsch.*, **13a**, 11 (1958).
8. Fried B. D., Rep. No. TN-59-0000-00235, *Phys. Res., Labor. Space Technology Lab., Los Angeles*, 1958.
9. Gardner C. S., Goetzl H., Grad H., Morawetz C. S., Rose S., Rubin H., AEC Research and Development Project [NYU 2538], New York University, New York, 1959.
10. Gold T., Discussion of shock waves and rarefied gases, *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*, Eds. H. C. van de Hulst and J. M. Burgers, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
11. Harris E. G., *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 34 (1959).
12. Kahn F. D., *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*, Eds. H. C. van de Hulst and J. M. Burgers, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955, p. 115.
13. Kahn F. D., *J. Fluid Mech.*, **2**, 601 (1957).
14. Kahn F. D., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 1069 (1958).
15. Morawetz C. S., AEC Res. Rep. [NYU-2885], New York University, New York, 1960.

16. Morawetz C. S., *Phys. Fluids*, **4**, 988 (1961).
17. Noerdlinger P. D., *Phys. Rev.*, **118**, 879 (1960).
18. Noerdlinger P. D., *Astrophys. J.*, **133**, 1034 (1961).
19. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **107**, 830 (1957).
20. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **109**, 1874 (1958).
21. Parker E. N., *Astrophys. J.*, **129**, 217 (1958).
22. Parker E. N., *Astrophys. J.*, **133**, 1014 (1961).
23. Parker E. N., *J. Nucl. Energy (Pt. C)*, **2**, 146 (1961).
24. Parker E. N., Tidman D. A., *Phys. Fluids*, **3**, 369 (1960).
25. Petschek H. E., *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 966 (1958).
26. Rogers M. H., *Astrophys. J.*, **125**, 478 (1957).
27. Rosenbluth M., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **4**, 197 (1959).
28. Rosenbluth M., Longmire C., *Los Alamos Lecture Notes*, 1957.
29. Taylor G. E., *Proc. Roy. Soc.*, **A201**, 159 (1950).
30. Weibel E. S., *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 83 (1959).
- 31*. Blackwell D. E., Ingham M. F., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **122**, 113 (1961).

Глава 9

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В предыдущих главах обсуждалось происхождение спокойного и возмущенного во время вспышек солнечного ветра, а также были оценены его скорость и плотность на орбите Земли. Необходимо теперь рассмотреть проблему распространения солнечного ветра за пределами земной орбиты [8]. Для решения этой проблемы нет достаточного количества наблюдательных данных, поэтому наши выводы будут основаны на теоретическом рассмотрении того корпускулярного излучения, которое мы называем солнечным ветром на орбите Земли. Проблема распространения солнечного ветра, или солнечной корпускулярной радиации, в межпланетном пространстве рассматривалась в течение ряда лет. Несколько лет назад Дэвис [3] показал, что солнечная корпускулярная радиация должна выдувать некоторую полость в крупномасштабном межзвездном магнитном поле. Он оценил размеры этой полости, исходя из предположения о равновесии между давлением межзвездного магнитного поля и давлением солнечной корпускулярной радиации, для которого имеются соответствующие оценки. При этом особое внимание Дэвис обращал на возможные эффекты в космических лучах. Люст и Шлютер [4] рассмотрели полость, образованную магнитным полем вращающегося Солнца, в предположении, что корпускулярная радиация распространяется в виде изолированных потоков без магнитного поля. Мы снова займемся исследованием распространения корпускулярной радиации в новом аспекте, считая ее гидродинамическим потоком солнечного ветра от Солнца. Исходя из такой более определенной физической картины, можно

построить пояснительную количественную модель солнечного ветра и его взаимодействия с межзвездной средой.

9.1. Модель спокойного солнечного ветра

9.1.1. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Предположим для начала, что за пределами орбиты Земли спокойный солнечный ветер распространяется совершенно свободно и имеет, по существу, постоянную скорость $\sim 300\text{--}400$ км/сек. В результате неоднородного расширения короны, а также из-за существования изломов и турбулентности, ударных волн, плазменных неустойчивостей и т. д. такой свободно распространяющийся ветер может искажаться. Случайные мощные ударные волны от возмущенной короны с трудом прокладывают себе дорогу в спокойном солнечном ветре со скоростями $\sim 10^3$ км/сек, как уже отмечалось в предыдущей главе. Однако все эти возмущения становятся очень слабыми к тому времени, когда они достигают расстояний порядка многих астрономических единиц от Солнца. По этой причине целесообразно начать обсуждение вопроса с модели однородного и спокойного солнечного ветра за пределами орбиты Земли. Эта идеализированная модель будет служить основой для дальнейшего обсуждения некоторых наиболее простых ее модификаций.

Итак, рассмотрим невозмущенный поток газа от Солнца со средней сверхзвуковой скоростью $\sim 300\text{--}400$ км/сек и средней плотностью $\sim 10\text{--}20$ атом/см³ на орбите Земли. Вероятно, солнечный ветер от полярных областей Солнца слабее, чем наблюдаемый в плоскости эклиптики, поэтому полный средний поток газа от Солнца в этом случае должен быть несколько меньше, чем в простой модели со сферической симметрией. В данном случае мы для простоты используем предельные нижние значения скорости (~ 300 км/сек) и плотности (~ 10 см⁻³) для потока газа от Солнца. При таких значениях общая потеря массы Солнцем составляет $1,4 \cdot 10^{12}$ г/сек. Расход энергии для перегретой солнечной атмосферы над фотосферой равен $1,8 \cdot 10^{15}$ эрг/г

для преодоления газом солнечного гравитационного поля плюс $0,45 \cdot 10^{15}$ эрг/г. Для ускорения газа до скорости ~ 300 км/сек. Таким образом, опираясь на принятые выше значения скорости и плотности солнечного ветра, получим общий расход энергии Солнцем $\sim 3,2 \cdot 10^{27}$ эрг/сек.

При постоянной скорости солнечного ветра плотность в случае сферически-симметричной модели уменьшается с расстоянием по закону

$$N = N_E \left(\frac{r_E}{r} \right)^2, \quad (9.1)$$

где N_E — плотность на орбите Земли при $r = r_E$. Отсюда следует, что плотность кинетической энергии, или импульсное давление, $\frac{1}{2} N M v^2$ уменьшается с расстоянием $\sim 1/r^2$.

Солнечный ветер будет продолжать движение со сверхзвуковой скоростью до тех пор, пока его давление или плотность энергии не уравнивается давлением p_i окружающей межзвездной среды. Можно предполагать, что на таких расстояниях от Солнца солнечный ветер будет отклоняться межзвездными газами и магнитными полями. Этот эффект имеет место на расстоянии порядка r_D , где

$$r_D = r_E \left(\frac{1}{2} N_E \frac{M v^2}{p_i} \right)^{1/2}. \quad (9.2)$$

Давление межзвездной среды p_i является суммой гидростатического давления межзвездного газа p_G , гидростатического давления газа космических лучей p_c [6] и давления p_B межзвездного магнитного поля. Для межзвездного газа обычно принимают следующие параметры: плотность ~ 1 атом водорода в 1 см^3 , температура около 10^2 °К (в областях космического пространства, занятых HI) и давление p_G порядка $1,4 \cdot 10^{-14}$ дин/см². По-видимому, давление космических лучей несколько меньше или равно давлению магнитного поля, которое имеет порядок $(2-4) \cdot 10^{-12}$ дин/см². Очевидно, солнечный ветер компенсирует только некоторую долю давления космических лучей [7], часть которых неизбежно проникает во внутреннюю часть солнечной системы. Таким образом, межзвездное магнитное поле, напряжен-

ность которого предполагается равной $\sim 10^{-5}$ гс, вероятно, играет доминирующую роль при взаимодействии с солнечным ветром. Во всяком случае оценки дают значения p_i в пределах $(1-4) \cdot 10^{-12}$ дин/см², причем вклад в эту величину давления межзвездного газа очень мал. Если $N_E = 10$ см⁻³ и $v = 300$ км/сек, то из (9.2) получим $r_D = 45-90$ а. е.¹⁾, т. е. солнечный ветер прекращает свое движение где-нибудь в окрестности орбиты Плутона или за ее пределами. Если в период минимума солнечной активности N_E и v имеют меньшие значения, то в это время r_D , по-видимому, также меньше. Плотность солнечного ветра на расстоянии r_D от Солнца равна $(1-4) \cdot 10^{-3}$ см⁻³. Время распространения от Солнца до расстояния r_D порядка одного года.

Солнечный ветер простирается в пространство настолько далеко, что можно снова вернуться к концепции сферы Стрёмгрена для Солнца.

Клаузер [2] и Вейманн [9] указывали, что сверхзвуковой солнечный ветер будет испытывать ударный переход к околосзвуковой скорости на расстоянии, где ветер начинает «чувствовать» давление межзвездной среды, т. е. где-нибудь в окрестности $r = r_D$. Из-за слишком сильного расширения газа солнечного ветра на расстоянии многих астрономических единиц от Солнца его температура, по-видимому, будет крайне низкой²⁾. Поэтому число Маха для ударного перехода будет велико, а соотношения Ренкина — Гюгионо будут иметь вид

$$u_2 = u_1 \frac{\Delta - 1}{\Delta + 1}, \quad N_2 = N_1 \frac{\Delta + 1}{\Delta - 1}, \quad p_2 = \frac{2}{\Delta + 1} N_1 M u_1^2, \quad (9.3)$$

где Δ — эффективный показатель политропы, или удельная теплота перехода; вероятно, $\Delta \approx 5/3$. Символом u обозначена скорость газа, а индексы 1 и 2 относятся соот-

¹⁾ Брандт [1] на основе анализа кометных хвостов предполагает, что солнечный ветер, возможно, прекращает свое движение на расстоянии всего 2 а. е. Если это предположение соответствует действительности, то оно таит в себе крайне интересные и далеко идущие возможности.

²⁾ Несколько позже мы покажем, что ударные волны от возмущенной короны, возможно, иногда вызывают существенный нагрев газа вплоть до расстояний порядка r_D , однако мы не будем усложнять этим эффектом рассматриваемую упрощенную модель.

ветственно к переднему и заднему фронтам ударной волны. Очевидно, u_1 представляет собой скорость спокойного солнечного ветра, равную ~ 300 км/сек. Обозначая радиус ударной волны через R , получаем $N_1 = N_E (r_E/R)^2$.

Если обозначить через β эффективный показатель политропы за пределами ударного перехода, то вдоль каждой линии тока в возмущенном газе получим уравнение Бернулли:

$$\frac{1}{2} u^2 + \frac{\beta}{\beta-1} \frac{p^2}{\rho_2} \left(\frac{p}{\rho_2} \right)^{(\beta-1)/\beta} = \frac{\beta}{\beta-1} \frac{p_2}{\rho_2} \left(\frac{\pi_l}{\rho_l} \right)^{(\beta-1)/\beta}; \quad (9.4)$$

здесь $\rho_{1,2} \equiv N_{1,2} M$ и π_l — давление межзвездного газа на расстоянии, где прекращается движение солнечного ветра. Выражая u_2 , ρ_2 , p_2 через u_1 , а ρ_1 через (9.3), легко показать на основании (9.4), что

$$p_2 = \pi_l \left[1 + \frac{(\Delta-1)(\beta-1)}{4\beta} \right]^{-\beta/(\beta-1)}. \quad (9.5)$$

Отсюда для случая $\Delta = \beta = 5/3$ получим $p_2 = 0,8510 \pi_l$.

Впоследствии будет показано, что в случае, когда давление межзвездного газа неодинаково действует на различные участки полости, занятой солнечным ветром (например, когда существует межзвездный ветер или межзвездное магнитное поле), ударная волна может двигаться несколько наклонно. Вследствие этого околозвуковой поток позади ударной волны может приобрести некоторый вращательный момент. Однако учет этих эффектов в настоящее время не дает никакого выигрыша из-за наличия других неопределенностей в рассматриваемой модели. Поэтому мы будем пользоваться соотношением (9.3) в предположении, что поток газа за ударной волной не вращается, как это уже предполагалось для газа солнечного ветра в ударной волне. Исходя из этого, можно полагать, что в конечном счете каждой линии тока соответствует одинаковое давление на бесконечности. При отсутствии вращательного движения потока газа это означает (для принятой здесь конфигурации потока), что все линии тока в конце концов приобретают одинаковую скорость. Следовательно,

π_i одинаково для всех линий тока, а (9.4) можно применять всюду в потоке с единственным значением π_i . Выражая p_2 через (u_1, ρ_1) и ρ_2 через N_E соответственно при помощи (9.3) и (9.1), приходим на основании (9.5) к формуле

$$R = r_E^2 \left(\frac{N_E M u_1^2}{\pi_i} \right) \left(\frac{2}{\Delta + 1} \right) \left[1 + \frac{(\Delta - 1)(\beta - 1)}{4\beta} \right]^{\beta/(\beta - 1)} \quad (9.6)$$

для радиуса ударной волны R . Сравнение этого результата с r_D в (9.2) показывает, что $R \approx r_D$.

Рассмотрим теперь несколько примеров для гидродинамического потока в областях, занятых звездным ветром, при различных внешних условиях в межзвездной среде.

а. Статическая межзвездная среда без межзвездного магнитного поля. В качестве простейшего гидродинамического примера рассмотрим звезду (Солнце), которая находится в состоянии покоя по отношению к статической однородной локальной межзвездной среде. Предполагая, что межзвездное магнитное поле пренебрежимо мало, получим однородное давление p_i межзвездного газа на бесконечности. Радиус ударной волны можно получить из (9.6) при $\pi_i = p_i$. Из закона сохранения массы газа следует, что

$$\rho_1 u r^2 = \rho_2 u_1 R^2. \quad (9.7)$$

Теперь при помощи (9.7) и уравнения состояния

$$p = p_2 \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^\beta$$

можно исключить p из (9.4) и перейти к уравнению, связывающему u с r . Однако это уравнение невозможно решить в явном виде относительно u для любого β ; следовательно, оно непригодно для расчетов. Общие свойства такого сферически-симметричного потока рассматривались в гл. 5. Трудность, которая не позволяет выразить u через r в явном виде, заключается в том, что различие между давлением p_2 за ударной волной и давлением p_i на бесконечности очень мало. Мы показали, что для $\Delta = \beta = 5/3$ давление p_2 всего на 15% меньше, чем p_i . Следовательно, плотность среды не может сильно

измениться в интервале расстояний между $r=R$ и $r=\infty$. В связи с этим можно получить хорошее приближение для реального потока газа, если предположить, что всюду $\rho=\rho_2$. Это предположение соответствует значению $\beta=\infty$. При $\Delta=5/3$ получим на основании (9.5), что $\rho_2=6\pi_i/7=0,8571\pi_i$. Эта величина лишь в третьем десятичном знаке отличается от значения ρ_2 , полученного выше из (9.5) для $\beta=5/3$.

В дальнейшем мы будем считать поток газа за ударной волной несжимаемым. В этом случае задача невероятно облегчается. Вместо (9.7) мы получим более простые соотношения

$$\frac{1}{2} \rho_2 u^2 + p = \pi_i \quad (9.8)$$

и

$$u = u_2 \left(\frac{R}{r} \right)^2 \quad (9.9)$$

для газа позади ударной волны. Выражение для радиуса ударной волны имеет теперь вид

$$\frac{R^2}{r_E^2} = \frac{\rho_E u_1^2}{\rho_i} \frac{\Delta + 3}{2(\Delta + 1)}. \quad (9.10)$$

Внешняя граница для полости, занятой звездным газом, через большой промежуток времени будет находиться на радиальном расстоянии

$$r = (3u_2 t R^2)^{1/3}. \quad (9.11)$$

Численные расчеты показывают, что радиус ударной волны составляет около $1,0 \cdot 10^3$ а. е., если $\Delta=5/3$ и на солнечный ветер действует только давление межзвездного газа. Интересно сравнить эту ситуацию с обратной картиной солнечной аккреции, в которой поток вещества из межзвездного пространства к Солнцу вызывал бы ударные волны вблизи Солнца [5].

Если бы за период существования Солнца $\sim 10^{10}$ лет не происходило никаких движений вещества в межзвездном пространстве, которые выметали бы накапливающийся солнечный газ, то этот газ в конечном счете вытянулся бы до расстояния $3,6$ пс ($1,1 \cdot 10^{19}$ см).

Очевидно, при движении межзвездного газа мимо Солнца солнечный газ выметался бы в пространство раньше, чем успевал бы достигнуть таких громадных расстояний. Плотность N_2 солнечного ветра позади ударной волны составляет всего около $4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, поэтому малейший межзвездный ветер должен уносить солнечный газ¹⁾. Таким образом, становится ясным, какая картина наблюдалась бы в том случае, если бы Солнце двигалось с постоянной скоростью v относительно окружающего межзвездного газа.

б. Постоянный околосвуковой межзвездный ветер при отсутствии межзвездного магнитного поля. Чтобы показать, как происходит выметание солнечного газа межзвездным ветром, предположим, что межпланетная среда, оказывающая на солнечный газ гидростатическое давление p_i , движется с небольшой относительной скоростью v , т. е. что давление π_i равно

$$\pi_i = p_i + \frac{1}{2} \rho_i v^2,$$

где ρ_i — средняя плотность межзвездного газа. Используя это значение π_i , можно на основании (9.10) найти радиус ударной волны. При условии

$$p_2 = \rho_2 u_2^2 \frac{2}{\Delta - 1}$$

из (9.8) следует, что

$$p_2 = \pi_i \frac{4}{\Delta + 3}. \quad (9.12)$$

Поскольку солнечный ветер позади ударной волны и межзвездный ветер считаются несжимаемыми, можно положить

$$\rho^{1/2} u = -\nabla\varphi, \quad \nabla^2\varphi = 0. \quad (9.13)$$

В этом случае φ непрерывно по всему пространству. Уравнение (9.8) принимает вид

$$p = \frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 = \pi_i. \quad (9.14)$$

¹⁾ Приведенное значение плотности служит лишь для пояснения рассматриваемой простой модели, поэтому ему не следует придавать серьезного значения, поскольку здесь не учитывались давления магнитного поля и космических лучей.

Поместим начало системы координат на Солнце и ориентируем ось z по направлению межзвездного ветра. Тогда граничное условие на бесконечности имеет вид

$$-\nabla\varphi = \rho_i^{1/2} v \mathbf{e}_z, \quad (9.15)$$

где \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении оси z .

До сих пор мы предполагали, что на расстоянии радиуса ударной волны $r=R$ выполняется соотношение

$$-\nabla\varphi = \rho_2^{1/2} u_2 \mathbf{e}_r, \quad (9.16)$$

где \mathbf{e}_r — единичный вектор в радиальном направлении, т. е. поток является радиальным при фиксированной скорости u_2 . В действительности, как уже отмечалось в п. «а», нельзя строго удовлетворить условию (9.16), если выполняются обычные условия (9.3) для ударной волны, а поток обладает нулевым вращательным моментом. Тем не менее мы приписали межзвездному ветру малые околосвуковые скорости, поэтому

$$(\rho_i^{1/2} v)^2 \ll p_i = O[(\rho_i^{1/2} u_2)^2].$$

Радиус ударной волны R очень мал по сравнению с радиальным расстоянием до межзвездной среды. Отсюда следует, что любой перекося или неоднородность в движении ударной волны при отсутствии вращения будет очень незначительным. Это можно видеть из рис. 9.1 для R , которое гораздо меньше, чем расстояние до точки, где прекращается движение межзвездного ветра. Таким образом, соотношение

$$\varphi = -\rho_i^{1/2} v r \cos \theta + \frac{\rho_2^{1/2} u_2 R^2}{r} \quad (9.17)$$

дает хорошее приближение для околосвуковых потоков за пределами расстояния R . Условие (9.15) удовлетворяется с точностью членов порядка $O(\rho_i^{1/2} v / \rho_2^{1/2} u_2)$.

Если $\pi = (x^2 + y^2)^{1/2}$ есть расстояние, измеренное по отношению к оси z , а

$$\zeta \equiv \frac{z}{L}, \quad \eta \equiv \frac{\pi}{L},$$

где

$$L = R \left(\frac{\rho_2 u_2^2}{\rho_i v^2} \right)^{1/4} = R \left[\frac{\Delta - 1}{\Delta + 3} \left(\frac{\rho_i}{1/2 \rho_i v^2} + 1 \right) \right]^{1/4}, \quad (9.18)$$

то поток можно выразить следующим образом:

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \rho_i^{1/2} v \left[1 + \frac{\zeta}{(\zeta^2 + \eta^2)^{3/2}} \right],$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial \pi} = \rho_i^{1/2} v \frac{\eta}{(\zeta^2 + \eta^2)^{3/2}},$$

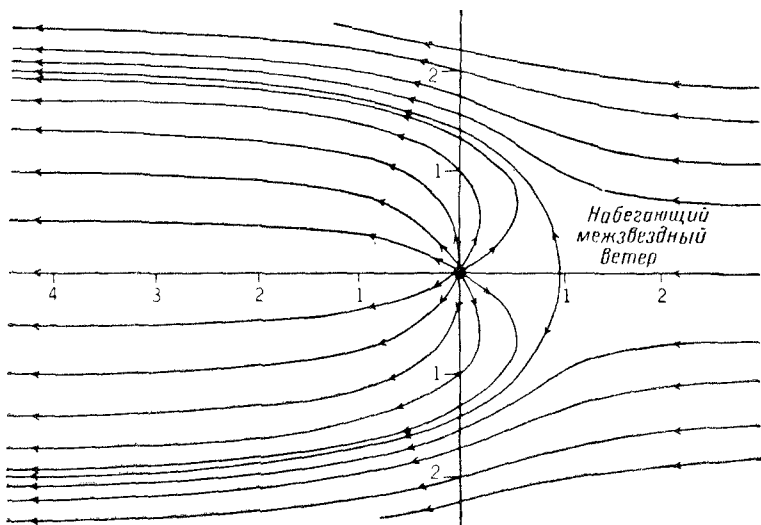


Рис. 9.1. Линии тока в околозвуковом почти несжимаемом гидродинамическом потоке звездного ветра за пределами ударного перехода $r = R$ при наличии околозвукового межзвездного ветра, в котором нет заметного магнитного поля. Расстояние измеряется в единицах L , где L — расстояние до точки остановки звездного ветра.

поэтому дифференциальное уравнение для линий тока в потоке имеет вид

$$\frac{d\zeta}{\zeta + (\zeta^2 + \eta^2)^{3/2}} = \frac{d\eta}{\eta}.$$

После интегрирования получим

$$\frac{\zeta}{(\zeta^2 + \eta^2)^{1/2}} = \frac{1}{2} \eta^2 + C, \quad (9.19)$$

где C — постоянная интегрирования. Точка остановки (stagnation point) имеет координаты $\eta=0$ и $\zeta=-1$, т. е. при $z=-L$ она находится на оси z . При $\rho_i v^2 \ll \rho_i$ радиус ударной волны составляет лишь незначительную долю от расстояния L до точки остановки. Линия тока, проходящая через точку остановки, определяется постоянной $C=-1$. Эта линия соответствует границе между звездным и межзвездным ветром. При больших положительных значениях ζ звездный ветер образует цилиндр радиуса $\eta=2$ или $\pi=2L$. Гидростатическое давление равно ρ_i , поэтому скорость ветра u в цилиндре на основании (9.14) равна

$$\rho_2 u^2 = \rho_i v^2. \quad (9.20)$$

Отсюда при помощи (9.12) и (9.14) получим

$$u^2 = u_1^2 \left(\frac{\rho_i v^2}{\pi_i} \right) \frac{(\Delta + 3)(\Delta - 1)}{2(\Delta + 1)^2}. \quad (9.21)$$

Таким образом, u мало по сравнению с u_1 , но может значительно превышать скорость v околосвукового межзвездного ветра.

в. Крупномасштабное межзвездное поле при отсутствии заметного давления межзвездного газа и межзвездного ветра. Рассмотрим поток солнечного ветра параллельно оси z в крупномасштабном межзвездном магнитном поле B_0 . Для описания постоянного потока газа в поле предположим, что межзвездное поле, окружающее область, занятую солнечным ветром, находится в статическом равновесии за пределами границы с ветром¹⁾, т. е. его можно выразить через скалярный потенциал

$$\mathbf{B} = -\nabla\psi, \quad \nabla^2\psi = 0.$$

¹⁾ Это предположение основано на том факте, что давление межзвездного газа мало по сравнению с давлением магнитного поля и остается однородным в пределах областей рассматриваемых масштабов.

В случае сферически-симметричного солнечного ветра можно ожидать появления аксиальной симметрии относительно оси z . Следовательно, потенциал межзвездного поля можно записать более подробно:

$$\psi = \sum_{n=1} (A_n r^n + B_n r^{-n-1}) P_n(\cos \theta).$$

Пренебрегая в этом выражении членами порядка $n=2$ и выше, получаем

$$\psi \approx (A_1 r + B_1 r^{-2}) \cos \theta.$$

Отсюда непосредственно следует, что $A_1 = -B_0$, если поле при больших r становится равным B_0 . Полю B_1 необходимо приписать тот же знак, что и A_1 , так как B_1 должно объяснять «диамагнитное» выталкивание поля из окрестности источника звездного ветра. Таким образом, положим $B_1 = -B_0 l^3/2$, т. е. l становится равным радиусу эффективной сферы с вытолкнутым полем. В результате получим

$$\psi = -B_0 \left(r + \frac{l^3}{2r^2} \right) \cos \theta.$$

Силовые линии поля описываются выражением

$$\left[\left(\frac{r}{\pi} \right)^3 - \left(\frac{l}{\pi} \right)^3 \right] \sin^2 \theta = \left[1 - \left(\frac{l}{\pi} \right)^3 \right] \frac{r}{\pi}, \quad (9.22)$$

где π — расстояние от оси z , на котором данная силовая линия проходит через точку $z=0$. Если c — расстояние данной линии от оси z для очень больших $|z|$, то

$$c = \pi \left[1 - \left(\frac{l}{\pi} \right)^3 \right]^{1/2}. \quad (9.23)$$

Границей между межзвездным полем и звездным ветром является одна из силовых линий, например линия, для которой $\pi = b$.

Давление звездного газа в точке его остановки в точности равно давлению газа при отсутствии движения позади ударной волны

$$\pi_l = \rho_E u_1^2 \frac{\Delta + 3}{2(\Delta + 1)} \left(\frac{r_E}{R} \right)^2. \quad (9.24)$$

В точке остановки $z=0$, $r=b$ это давление должно уравновешиваться давлением магнитного поля

$$\pi_i = \frac{B_0^2}{8\pi} \left(1 + \frac{l^3}{2b^3} \right)^2. \quad (9.25)$$

Вдали от ударной волны газ течет по каналу радиуса c вдоль оси $\pm z$. Если при этом скорость потока равна u , то из закона сохранения материи получим

$$\rho_2 u c^2 = 2\rho_E u_1 r_E^2.$$

Условие гидростатического равновесия в сечении канала требует, чтобы давление газа p уравновешивало давление межзвездного магнитного поля $B_0^2/8\pi$, откуда давление в канале в момент остановки равно

$$\pi_i = \frac{B_0^2}{8\pi} + 2 \frac{\Delta - 1}{\Delta + 1} \rho_0 u_1^2 \left(\frac{r_E}{c} \right)^4 \left(\frac{R}{r_E} \right)^2. \quad (9.26)$$

Отметим, что при заданных ρ_0 , u_1 , r_E и B_0 для определения π , R , l , π_i недостаточно уравнений (9.24) — (9.26). Давление π_i в точке остановки для стационарного потока звездного газа вдали от ударной волны определяется из граничных условий при $z = \pm \infty$. Если поток остается непрерывным до расстояний $z = \pm \infty$, где отсутствует сдерживающее давление, то, по-видимому, $\pi_i = B_0^2/8\pi$. Поток вдоль канала имеет бесконечно малую скорость, а канал — соответственно большой диаметр. С другой стороны, на бесконечности может существовать некоторое обратное давление, обусловленное, например, сжатием поля, так что $\pi_i > B_0^2/8\pi$. Давление в точке остановки не может быть больше максимального значения

$$\pi_{\text{макс}} = \frac{9}{4} \frac{B_0^2}{8\pi}, \quad (9.27)$$

полученного на основании (9.25). Это ограничение объясняется тем, что радиус канала c стремится к нулю при $l \rightarrow b$. При большей величине обратного давления нарушалось бы стационарное движение вещества вдоль оси z . Вещество при этом двигалось бы в несколько

другом направлении, разрывая силовые линии по мере своего движения. Такой поток был бы весьма нерегулярным из-за желобковой неустойчивости и т. п.

Вводя безразмерное давление в точке остановки

$$\Pi^2 \equiv \frac{\pi_l}{B_0^2/8\pi}, \quad (9.28)$$

получим из (9.25)

$$\frac{l}{b} = 2^{1/3} (\Pi - 1)^{1/3}. \quad (9.29)$$

Из (9.24) имеем

$$\frac{R}{r_E} = \left[\frac{\Delta + 3}{2(\Delta + 1)} \right]^{1/2} \frac{Q}{\Pi}, \quad (9.30)$$

где

$$Q^2 = \frac{\rho_E u_1^2}{B_0^2/8\pi}. \quad (9.31)$$

Из (9.23) и (9.26) следует

$$\frac{b}{r_E} = Q \left[\frac{(\Delta - 1)(\Delta + 3)}{(\Delta + 1)} \right]^{1/4} \frac{1}{\Pi(3 - 2\Pi)^{1/2}(\Pi^2 - 1)^{1/4}}, \quad (9.32)$$

$$\frac{c}{r_E} = Q \left[\frac{(\Delta - 1)(\Delta + 3)}{(\Delta + 1)^2} \right]^{1/4} \frac{1}{[\Pi^2(\Pi^2 - 1)]^{1/4}}, \quad (9.33)$$

$$u = u_1 \left[\frac{(\Delta - 1)(\Delta + 3)}{(\Delta + 1)^2} \right]^{1/2} \frac{(\Pi^2 - 1)^{1/2}}{\Pi}, \quad (9.34)$$

$$\frac{b}{c} = \frac{1}{(3 - 2\Pi)^{1/2}}. \quad (9.35)$$

Квадратный корень Π из давления в точке прекращения движения находится в пределах $1 \leq \Pi \leq 3/2$ для стационарного потока.

В предельном случае $\Pi = 1$ (избыточное обратное давление на бесконечности отсутствует) при $\Delta = 5/3$ получим $l/r_E = r_E/b = 0$, $b/c = 1$, $u = uc = 0$, $R/r_E = (7/8)^{1/2} Q$.

Таким образом, область звездного ветра имеет форму цилиндра с очень большим радиусом $b = c$. Поток газа продолжает двигаться с бесконечно малой скоростью u по направлению к $z = \pm \infty$ вдоль цилиндрического канала бесконечной длины. Число Рейнольдса

пропорционально uc и является бесконечно малым. Давление газа вдали от ударной волны радиуса R уменьшается до уровня $B_0^2/8\pi$, который соответствует также давлению в точке остановки. Поток вдали от ударной волны описывается скалярным потенциалом φ :

$$\varphi = \frac{7Q^2 r_E^2}{16b^2} u_1 \left[-|z| + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-k_n |z|) J_0(k_n s)}{k_n J_0^2(k_n b)} \right],$$

где k_n — n -й корень уравнения

$$J_1(k_n b) = 0,$$

а s — расстояние от оси z .

В другом предельном случае $\Pi = 3/2$ (при максимально возможном значении обратного давления, при котором поток продолжает оставаться стационарным) для $\Delta = 5/3$ получим $l/r_E = \infty$, $l/b = 1$ и

$$\frac{R}{r_E} = \frac{1}{3} \left(\frac{7}{2}\right)^{1/2} Q, \quad u = u_1 \frac{(35)^{1/2}}{12},$$

$$\frac{c}{r_E} = \left(\frac{7}{45}\right)^{1/2} Q.$$

Область, занятая солнечным ветром, представляет собой сферу очень большого радиуса b с двумя каналами конечного радиуса c , связанными с полюсами Солнца. Скорость потока u в канале составляет около половины скорости солнечного ветра u_1 . Стационарный поток в области сферического солнечного ветра описывается потенциалом

$$\psi = \frac{7Q^2 u_1 r_E^2}{72b} \left[\left(\frac{b}{r} - 1\right) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4n+1}{2n} \left(\frac{r}{b}\right)^{2n} P_{2n}(\cos \theta) \right].$$

Во всех случаях плотность сжатого волной газа N_2 составляет около $4N_1$, или около $(0,4-1,6) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ для $R \sim 50-100 \text{ а. е.}$

Как видно из рис. 9.2, при $\Delta = 5/3$ параметры $c/r_E Q$, $R/r_E Q$ и c/b являются монотонно убывающими функциями Π для промежуточных значений Π . Радиус полости $v/r_E Q$ очень велик в обоих предельных случаях $\Pi = 1$ и

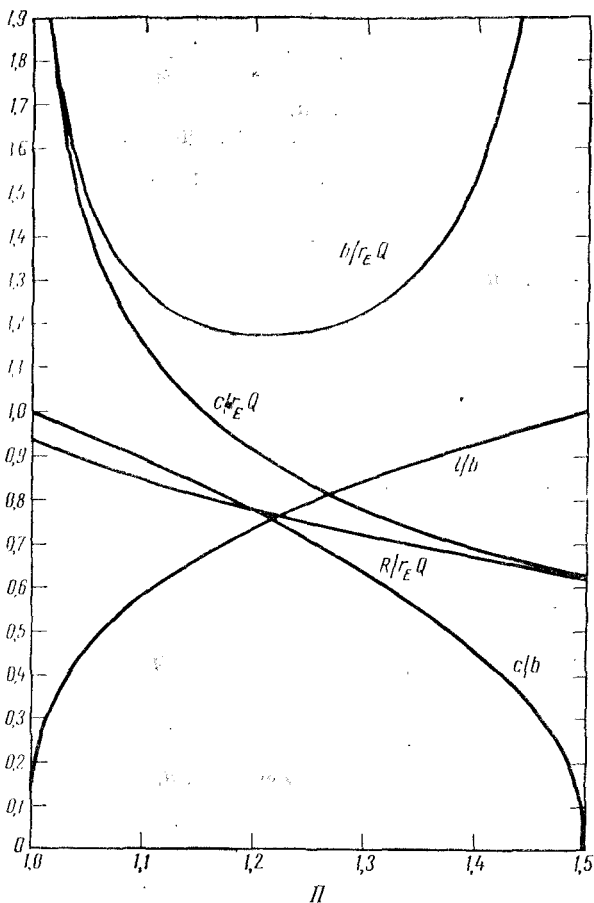


Рис. 9.2. Графики параметров, характеризующих полость, которую образует звездный ветер в присутствии крупномасштабного межзвездного магнитного поля, b — экваториальный диаметр полости, R — радиус ударной волны, c — радиус выходного канала для звездного ветра на обоих концах полости (в области ее полюсов), выраженные в единицах $r_E Q$, l — радиус эквивалентной диамагнитной сферы, вызывающий деформацию магнитного поля (в единицах b).

$\Pi = 3/2$, имеет конечную величину при промежуточных значениях Π и достигает своего минимального значения 1,17 при $\Pi = 1,21$. На рис. 9.3 показаны фронт ударной волны и граница области звездного ветра для нескольких промежуточных значений Π . Из этого рисунка видно, как полость постепенно деформируется. Сначала она имеет форму кругового цилиндра с очень большим радиусом при отсутствии обратного давления ($\Pi = 1$), затем цилиндр превращается в колбообразную полость гораздо меньшего размера (приблизительно при $\Pi = 1,2$) и, наконец, принимает форму очень большой сферы с малыми выходными каналами, появляющимися на двух противоположных концах сферы по мере приближения Π к его максимальному значению $3/2$.

9.1.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Рассмотрим роль теплопроводности в сжатом газе вдали от $r = R$. В предшествующих расчетах теплопроводность не учитывалась, тогда как при некоторых условиях ее влияние может быть существенным при температуре $\sim 10^6$ °К. Теплопроводность определяется выражением (3.4), а простейший способ оценки ее эффективности заключается в сравнении характерного времени передачи тепла $3\mathcal{L}^2 N k / \kappa$ с характерным временем распространения потока \mathcal{L} / u_2 , где \mathcal{L} — характерный размер области солнечного ветра за пределами расстояния $r = R$. Если $\mathcal{L} = 10^2$ а.е., $N = 10^{-2}$ см⁻³, $T = 10^6$ °К и $u_2 = 75$ км/сек, то время для передачи тепла равно $1,5 \cdot 10^4$ сек, а время для распространения потока — $2 \cdot 10^8$ сек. В действительности, характерное время для передачи тепла не имеет никакого физического смысла, если оно меньше времени переноса \mathcal{L} / v_e для теплового электрона, которое равно приблизительно $2 \cdot 10^6$ сек. Однако в любом случае, очевидно, тепло может передаваться путем теплопроводности гораздо быстрее, чем путем конвекции.

Рассмотрим вопрос о том, до каких расстояний будет существенна передача энергии путем теплопроводности. Энергетические потери на излучение пренебрежимо малы из-за крайне малой плотности газа. По-ви-

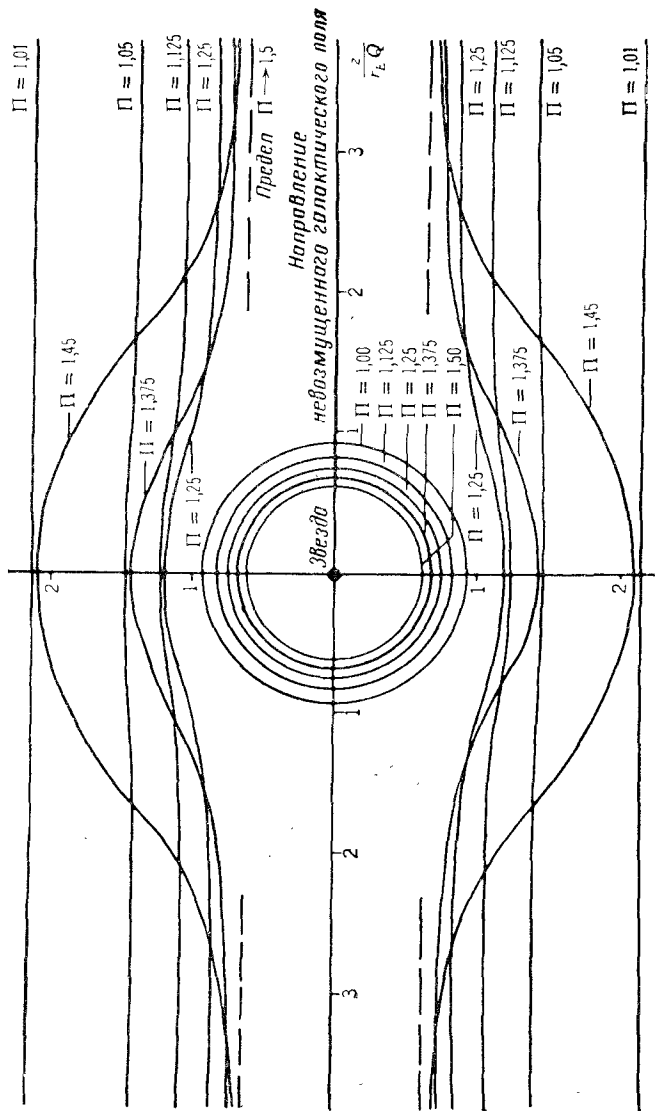


Рис. 9.3. Ударная волна $r = R$, показанная в виде концентрических окружностей, и внешняя граница области звездного ветра в присутствии крупномасштабного межзвездного магнитного поля для различных значений давления на бесконечности в точке, где скорость ветра равна нулю.

димому, единственным поглотителем тепла является окружающая холодная ($\sim 100^\circ \text{K}$) межзвездная среда. Таким образом, можно предполагать, что тепло передается в окружающую межзвездную среду потоками солнечного ветра, показанными на рис. 9.1 и 9.3. Однако магнитные поля в солнечном ветре, как будет показано ниже, по существу, не связаны с межзвездной средой в рассматриваемой простой модели потока. Более того, галактическое поле перпендикулярно направлению теплового потока. Следовательно, определение теплопроводности на основании (3.4), по-видимому, дает сильно завышенные значения. В соответствующих расчетах, рассмотренных в гл. 3, предполагалось, что проводимость поперек магнитного поля уменьшается в $1 + (\omega_{ce} t_{De})^2$ раз, где ω_{ce} — циклотронная частота для электрона и t_{De} — время для столкновения электронов. Как будет показано ниже, магнитное поле во внешних областях солнечного ветра, несомненно, достигает величины $\sim 10^{-7} \text{ гс}$ ($\omega_{ce} = 1,6 \text{ сек}^{-1}$) и может быть гораздо больше. Легко показать, что $t_{De} \approx 0,7 \cdot 10^9 \text{ сек}$, так что нижний предел $(\omega_{ce} t_{De})^2$ очень велик и равен 10^{18} , что делает роль теплопроводности крайне незначительной! С другой стороны, турбулентность в потоке и следующие друг за другом ударные волны от Солнца могли бы значительно повысить эффективность механизма теплопроводности. Таким образом, мы снова приходим к исходному утверждению настоящей главы о том, что гидродинамические расчеты, приведенные здесь, дают описательные модели внешнего солнечного ветра, которые применимы к соответственно сглаженному солнечному ветру при отсутствии крупномасштабных возмущений и турбулентности в областях соприкосновения солнечного ветра с межзвездной средой.

9.2. Возмущенный солнечный ветер

Оценим массу и энергию газа, переносимого за пределы орбиты Земли ударными волнами от возмущенной короны над мощной солнечной вспышкой. В предыдущей главе было показано, что масса газа в мощной ударной волне, способной вызвать эффект Форбуша и

магнитную бурю заметной амплитуды, составляет $\sim 4 \cdot 10^{17}$ г. Одна такая ударная волна в месяц уносит из Солнца около $2 \cdot 10^{11}$ г/сек вещества. В годы высокой солнечной активности в течение месяца к Земле приходит, по-видимому, несколько ударных волн, если рассматривать все направления от Солнца. Поэтому, грубо говоря, ударные волны могут в отдельные годы переносить за пределы орбиты Земли количество газа, сравнимое с массой газа, переносимого спокойным солнечным ветром, т. е. $\sim 10^{12}$ г/сек. Кинетическая энергия ударной волны, распространяющейся со скоростью 1500 км/сек, равна $5 \cdot 10^{33}$ эрг. Поток энергии, обусловленный одной ударной волной в месяц, равен $2 \cdot 10^{27}$ эрг/сек, что сравнимо с потоком энергии для спокойного солнечного ветра $\sim 3 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Несколько волн в течение месяца по всем направлениям от Солнца могли бы переносить за пределы орбиты Земли большую кинетическую энергию, чем спокойный солнечный ветер. Количество движения, переносимое в любом заданном направлении, по-видимому, также несколько больше, чем переносится спокойным солнечным ветром, по крайней мере в годы максимума солнечной активности.

Рассмотрим распространение ударных волн далеко за пределами орбиты Земли. Из предыдущей главы ясно, что скорость ударной волны v падает с расстоянием по закону $v = v_E (r_E/r)^{\lambda-1}$, где λ близко к 1,5. Отсюда при $v_E = 1500$ км/сек на орбите Земли получим на расстоянии 50 а. е. скорость волны всего ~ 200 км/сек, т. е. меньше скорости спокойного солнечного ветра. Очевидно, огромная кинетическая энергия, переносимая в ударных волнах за пределы орбиты Земли, сильно уменьшается к тому времени, когда газ достигает расстояния $r = r_D$ и межзвездной среды. Не вызывает сомнений также, что пренебрежение скоростью спокойного солнечного ветра по сравнению со скоростью ударной волны неоправданно для больших расстояний, близких к $r = r_D$. Тем не менее приведенные оценки вполне пригодны, чтобы показать, что если из Солнца в заданном направлении испускается одна ударная волна, то каждая последующая ударная волна будет догонять и искажать свою предшественницу задолго до того, как

первая волна достигнет расстояния 50 а. е. Время распространения волны на расстояние r равно $t = t_E (r/r_E)^\lambda$, что для $r = 50$ а. е. составляет около года. В пределах такого расстояния от Солнца можно разместить около 12 волн, каждая толщиной $r/2$. Отсюда ясно, что ударные волны, которые приходят к Земле отдельно и являются очень мощными, должны, по-видимому, почти полностью сглаживаться к тому времени, когда они достигают расстояний $r = r_D$. Это показывает прежде всего, что в предшествующей упрощенной модели внешнего солнечного ветра, по-видимому, необходимо учитывать существование ударных волн в возмущенном солнечном ветре. Эти ударные волны, вероятно, обычно сводятся к малым пульсациям при $r = r_D$. Кроме того, отсюда следует еще более интересный вывод о том, что значительная доля момента количества движения и энергии сообщается солнечному ветру за пределами орбиты Земли за счет превращения ударных волн в однородный и очень горячий газ на расстоянии нескольких астрономических единиц, где последующие волны начинают сливаться. Это позволяет предположить, что солнечный ветер на расстоянии ~ 50 а. е. может иногда иметь большую скорость, чем скорость спокойного солнечного ветра на орбите Земли ~ 300 км/сек. Можно также предположить, что внешний солнечный ветер может иметь более высокую температуру, несмотря на большое расширение. При этом не исключена возможность, что на больших расстояниях от Солнца в солнечном ветре имеют место слабые внутренние пульсации. В итоге становится вполне ясным, что приведенная в предыдущем разделе простая гидродинамическая модель для солнечного ветра за пределами орбиты Земли и его взаимодействия с межпланетной средой может лишь служить отправной точкой для дискуссии, однако эта модель не может достаточно точно описать реальные условия в возмущенной межпланетной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brandt J. C., Winter Meeting, Amer. Astron. Soc. Denver, Colo (December 27—29), 1961.
2. Clauser F., 4th Symposium on Cosmical Gas Dynamics, Varenna, Italy, August 1960. (Русский перевод: Космическая газо-

динамика, симпозиум в Варенне 1960 г., М., Изд-во «Мир», 1964.)

3. Davis L., Phys. Rev., **100**, 1440 (1955).
4. Lust R., Schluter A., Zs. Astrophys., **34**, 263 (1954).
5. McCrea W. H., Astrophys. J., **124**, 461 (1956).
6. Parker A. N., Phys. Rev., **109**, 1328 (1958).
7. Parker A. N., Phys. Rev., **110**, 1445 (1958).
8. Parker A. N., Astrophys. J., **134**, 20 (1961).
9. Weymann R., Astrophys. J., **132**, 390 (1960).

МЕЖПЛАНЕТНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

10.1. Общие свойства

Межпланетные магнитные поля возникают в результате вытягивания силовых линий общего поля Солнца в межпланетное пространство при расширении хромосферы и короны. Следовательно, межпланетные поля \mathbf{B} непосредственно связаны со скоростью солнечного ветра \mathbf{v} посредством гидродинамического уравнения ¹⁾

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (10.1)$$

В гл. 4 указывалось, что невозмущенная корона может вытягивать солнечные поля с напряженностью до ~ 1 гс; давление возмущенной короны может быть достаточным для вытягивания несколько больших полей. Наиболее слабые поля выносятся наружу потоком газа со скоростью \mathbf{v} , причем эти поля не оказывают заметного влияния на поток. Обычные поля ~ 1 гс могут воздействовать на поток, существенно канализуя и направляя его. Более сильные поля не испытывают растяжения. Они остаются в короне в фиксированном положении. Расширяющиеся корональные газы должны обходить эти препятствия. Сильные поля сосредоточены преимущественно в активных областях Солнца, где их неподвижные силовые линии образуют характерные дуги, петли и протуберанцы, непосредственно связанные с короной над активными областями. Мы не собираемся рассматривать здесь динамику сильных полей, которые

¹⁾ Обычным диффузионным членом $(c^2/4\pi\sigma) \nabla^2 \mathbf{B}$ в правой части (10.1) можно пренебречь из-за высокой электрической проводимости корональных газов. Возможно, в расширяющейся короне имеют место процессы незначительного масштаба, для которых диффузия существенна, однако здесь мы не будем их затрагивать.

не изменяют своей конфигурации при расширении короны. Мы интересуемся в первую очередь межпланетными магнитными полями. По этой причине наше внимание будет сосредоточено на полях, которые выносятся из Солнца в межпланетное пространство расширяющимся солнечным газом.

Начнем обсуждение с оценки влияния общего поля Солнца ~ 1 гс на направление расширения солнечной короны. Особое внимание следует обратить на тенденцию к концентрации невозмущенной короны и солнечного ветра в экваториальной плоскости Солнца под влиянием его полярных полей. Эта тенденция проявляется в период минимума солнечной активности наряду с образованием хорошо известных экваториальных вздутий. Впоследствии будет показано, что давление магнитного поля падает с расстоянием $\sim r^{-4}$, тогда как динамическое давление солнечного ветра уменьшается $\sim r^{-2}$. Таким образом, хотя эти давления и могут быть сравнимы вблизи Солнца, на больших расстояниях от Солнца будет преобладать именно солнечный ветер.

Равномерное расширение невозмущенной короны обсуждалось в гл. 5 и 6, когда поток вдоль каждой данной стационарной линии тока рассматривался в деталях. В стационарном случае каждая такая линия тока будет совпадать с магнитной силовой линией¹⁾. Внезапное расширение возмущенной короны обсуждалось в гл. 9. При этом было показано, что возникающие при вспышке ударные волны распространяются в межпланетном пространстве, выметая газы спокойного солнечного ветра и деформируя невозмущенные межпланетные поля.

10.2. Магнитная канализация коронального расширения

В гл. 4 указывалось, что плотность энергии общего поля Солнца с напряженностью ~ 1 гс сравнима с плотностью тепловой энергии короны. При этом предполагалось, что это обстоятельство, по крайней мере частично, обусловлено тем фактом, что магнитное поле

¹⁾ В системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем.

играет в короне роль некоторого предохранительного клапана. Солнечное магнитное поле, давление которого значительно больше газового давления, вероятно, сдерживает корону при помощи замкнутых силовых линий. Отсюда следует, что температура короны может возрасти до тех пор, пока газы не смогут преодолеть магнитные поля, а затем тепловая энергия короны расходуется на ее расширение. В общем случае взаимодействие между полями и газами можно описать уравнением (10.1) и гидродинамическим уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi\rho} - \mathbf{g}(\mathbf{r}), \quad (10.2)$$

где $\mathbf{g}(\mathbf{r})$ — ускорение в поле тяжести Солнца. К сожалению, одновременно решить два нелинейных векторных уравнения (10.1) и (10.2) очень трудно, даже при упрощающем предположении об аксиальной симметрии относительно Солнца (см., например, [4, 2, 3]), поэтому мы не будем предпринимать подобной попытки. Мы рассмотрим только очень простой случай стационарного потока, при помощи которого можно приблизительно описать механизм выталкивания общего поля Солнца при расширении невозмущенной короны.

Как отмечалось в гл. 2, общее поле Солнца проявляется преимущественно в эффекте Зеемана для фотосферы. О дипольном характере поля в полярных областях Солнца свидетельствует прежде всего тот факт, что магнитные силовые линии выходят из одного полюса и кончаются на другом. Это наряду с известным фактом приблизительной симметрии короны относительно экваториальной плоскости позволяет предположить, что при любой деформации поля его напряженность вблизи экваториальной плоскости остается минимальной. Таким образом, именно в экваториальной плоскости корона в первую очередь может начать пробивать себе дорогу через магнитное поле. Простейший случай такого движения (с точки зрения расчета) может реализоваться при наличии проводящего слоя, ограниченного экваториальной плоскостью. В этом случае можно представить, что относительно тонкий поток коронального газа сумел проложить себе дорогу в экваториальной пло-

скости Солнца, выталкивая силовые линии общего солнечного поля и распространяясь в конечном счете до бесконечности. В этом случае северная магнитная полусфера оказывается отделенной от южной, так что связь между магнитными полюсами в пределах некоторого конечного расстояния от Солнца полностью отсутствует.

Граничные условия в сферических координатах (r, θ, φ) имеют вид $B_\theta = 0$ при $\theta = \pi/2$ (экваториальная плоскость) и B_r задано над поверхностью Солнца на некотором расстоянии $r = b$. На поле не действуют никакие силы всюду, кроме точек при $r = b$ и $\theta = \pi/2$, поэтому можно выразить в виде градиента скаляра: $\mathbf{V} = -\nabla\psi$ и $\nabla^2\psi = 0$. Поскольку магнитные полусферы разделены экваториальным слоем, имеется возможность рассматривать поле для каждой полусферы отдельно. Легко показать, что для простого случая аксиальной симметрии

$$\psi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\frac{b}{r}\right)^{2n+1} P_{2n}(\cos \theta),$$

где для северной полусферы

$$A_n = b \frac{4n+1}{2n+1} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta B_r(b, \theta) P_{2n}(\cos \theta).$$

Простейшим аналитическим представлением для $B_r(b, \theta)$, имеющим сходство с дипольным характером наблюдаемого солнечного поля, было бы выражение $B_r(b, \theta) = B_0 \cos \theta$, из которого следует, что

$$\psi = -\frac{1}{2} B_0 b \left[\frac{b}{r} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (4n+1) (2n-2)!}{2^{2n-1} (2n+1) (n+1)! (n-1)!} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{b}{r}\right)^{2n+1} P_{2n}(\cos \theta) \right]. \quad (10.3)$$

Если $B_r(b, \theta) = B_0 \cos \theta$ также и для южной полусферы, то выражение для потенциала поля в этом случае равно $-\psi$.

Силловые линии поля, описываемого потенциалом (10.3), можно легко представить через функцию для потока

$$\Phi(r, \theta) = -2\pi r^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial r},$$

которая соответствует потоку между окружностью (r, θ) и экваториальной плоскостью. В этом случае условия $\Phi = \text{const}$ и $\Phi(r, \theta) = \text{const}$ определяют силовую линию¹⁾.

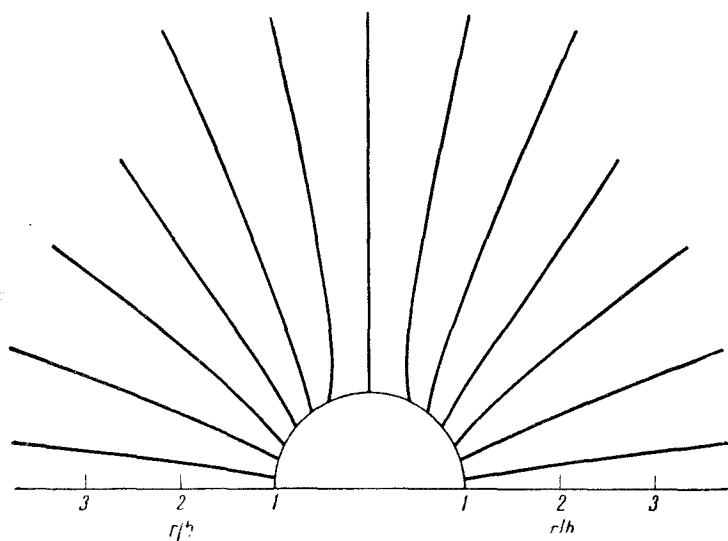


Рис. 10.1. Магнитные силовые линии общего дипольного поля Солнца, вытянутые слоем коронального газа, распространяющегося до бесконечности в экваториальной плоскости Солнца [вычислено по (10.3)].

Соответствующие силовые линии, полученные при помощи (10.3), показаны на рис. 10.1.

Поскольку $-\partial\psi/\partial r = B_0 \cos \theta$ при $r=b$, то $\Phi(b, \theta) = \pi b^2 B_0 \cos^2 \theta$. Так как $-\partial\psi/\partial r \sim B_0 b^2/r^2$ при больших

¹⁾ Мы пренебрегаем вращением Солнца с периодом ~ 25 дней.

r , то $\Phi(r, \theta) \sim \pi b^2 B_0 \cos \theta$. Таким образом, если силовая линия в короне образует угол $\theta = \theta_1$ с осью вращения Солнца, то на бесконечности соответствующий угол будет равен $\theta = \theta_2$, причем $\cos^2 \theta_1 = \cos \theta_2$.

Эта простая магнитостатическая модель служит для качественного описания эффекта сжатия солнечного ветра к экваториальной плоскости Солнца, особенно в годы минимума солнечной активности, на основе общего магнитного поля Солнца. Возможно, в расчетах по формуле (10.3) этот эффект сильно завышается, но тем не менее эти расчеты дают удовлетворительное качественное описание явления. Для подтверждения эффекта сжатия короны предположим, что приток энергии в нижнюю корону происходит равномерно по всей поверхности Солнца. Как было показано, эта энергия расходуется преимущественно на преодоление газом солнечного притяжения. Линии тока в расширяющейся короне располагаются, естественно, вдоль силовых линий магнитного поля, поэтому потоки вдоль различных силовых линий имеют различные эффективные значения параметра s . Этот параметр определяет скорость изменения с расстоянием площади поперечного сечения трубки потока $A \sim r^{-s}$ вдоль каждой линии тока или трубки потока. Как было показано в гл. 5, скорость потока на больших расстояниях от Солнца, по существу, не зависит от s . Следовательно, в рассматриваемой простой модели короны, в которую энергия поступает равномерно по всей поверхности Солнца, скорость солнечного ветра должна быть приблизительно независимой от направления по отношению к Солнцу. Уравнение сохранения количества вещества вдоль любой данной трубки тока можно записать в виде $N(r)v(r)A(r) = N(b)v(b)A(b)$. Сохранение магнитного потока вдоль этой же трубки тока приводит к соотношению $B(r)A(r) = B(b)A(b)$. Разделив первое из этих выражений на второе и учитывая, что $v(b)$ и $v(r)$ приблизительно постоянны вокруг Солнца для $r \gg b$, получим $N(r) \sim N(b)B(r)/B(b)$. Поле $B(b)$ — это поле у основания силовой линии, для которой нужно вычислить $N(r)$ при больших r . При развернутой записи (10.3) это поле обозначается через $B_r(b, \theta)$; $B(r)$ — поле на больших

расстояниях от Солнца. Это поле пропорционально r^{-2} и почти не зависит от θ . Если $N(b)$ считать в первом приближении постоянным, то угловая зависимость для $N(r, \theta)$ сводится к выражению $N(r, \theta) \sim 1/r^2 B_r(b, \theta) \sim 1/r^2 \cos^{1/2} \theta$. Это выражение расходится при $\theta \rightarrow \pi/2$. Расхождение, конечно, не реально, однако оно помогает показать тенденцию к концентрации солнечного ветра относительно экваториальной плоскости Солнца. На рис. 10.2 показаны линии одинаковой корональной плотности. Эти линии служат для иллюстрации экваториальных корональных лучей, которые могут возникать при магнитной канализации расширяющейся короны, хотя не следует ожидать, конечно, что эта элементарная модель может дать количественное описание таких лучей. Фотографии корональных дуг можно найти в статье ван Бисбрука [1].

Давление магнитного поля на слой газа в экваториальной области равно $B_r^2(r, \pi/2)/8\pi$. Его изменение с расстоянием, рассчитанное на основании (10.3), показано на рис. 10.3. Это давление максимально при $r/b \approx 1,3$. При $r/b < 1,3$ магнитное давление уменьшается, а гидростатическое давление коронального газа, согласно предыдущему

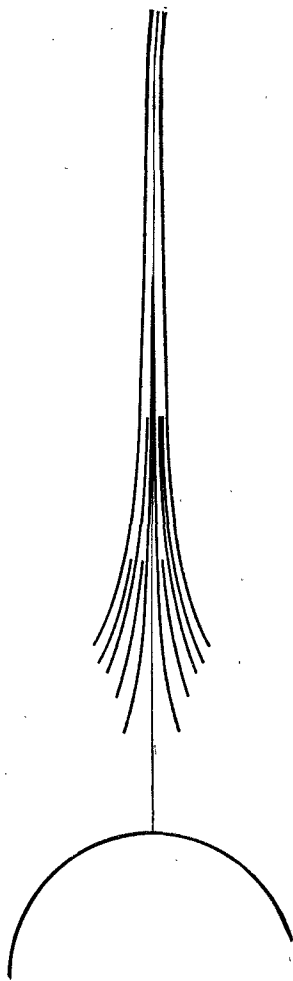


Рис. 10.2. Линии одинаковой корональной плотности в поле (10.3) для однородного газового потока у основания короны.

рассмотрению, быстро и почти неограниченно возрастает по мере постепенного перехода от короны к хромосфере. Таким образом, в нижней короне тепловая энергия полностью доминирует над магнитной энергией общего поля Солнца. При $r/b > 1,3$ магнитное давление падает, причем скорость этого падения в конечном счете

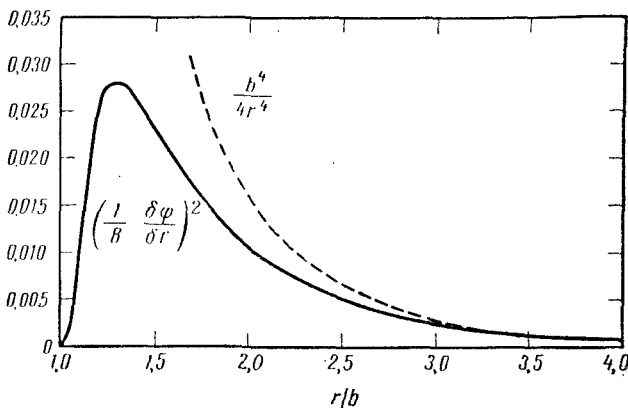


Рис. 10.3. График давления, действующего на слой газа со стороны поля (10.3) в экваториальной плоскости Солнца.

приближается к закону $\sim r^{-4}$. Асимптотическое уменьшение плотности газа и плотности кинетической энергии происходит по закону $\sim r^{-2}$, а тепловая энергия уменьшается адиабатически $\sim r^{-10/3}$. Отсюда следует, что давление и энергия газа должны снова превзойти энергию поля на больших расстояниях r , причем в короне должна существовать небольшая промежуточная область, где давление магнитного поля сравнимо с давлением газа. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением больших расстояний r , где давлением магнитного поля вообще можно пренебречь.

10.3. Невозмущенное межпланетное магнитное поле

Предположим, что начиная с некоторого расстояния $r=r_1$ порядка нескольких солнечных радиусов можно полностью пренебречь магнитным давлением вытяну-

того общего поля Солнца по сравнению с давлением газа и плотностью кинетической энергии. Обозначим через $B_r(r_1, \theta, \varphi)$ радиальную компоненту магнитного поля при $r=r_1$. Пренебрежем также вращательным моментом, сообщаемым солнечному ветру при вращении Солнца. Линии тока в солнечном ветре за пределами $r=r_1$ в неподвижной системе отсчета имеют радиальное направление, а в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью вращения Солнца Ω , имеют форму архимедовых спиралей $\theta=\theta_0$, $r \approx (v/\Omega)(\varphi - \varphi_0)$. Угол φ_0 определяет асимптотическое направление линии тока в центре Солнца. Магнитные силовые линии, по-видимому, жестко связаны с Солнцем и при $r < r_1$ вращаются вместе с короной. При $r > r_1$ силовые линии вытягиваются вдоль линии тока в системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем. Таким образом, в простой модели постоянного и равномерного расширения короны силовые линии невозмущенного межпланетного поля имеют форму спиралей $r \approx (v/\Omega)(\varphi - \varphi_0)$. Компоненты магнитного поля можно записать в следующем виде [5]:

$$B_r(r, \theta, \varphi) = B_r\left(r_1, \theta, \varphi - \frac{r\Omega}{v}\right) \left(\frac{r_1}{r}\right)^2, \quad (10.4)$$

$$B_\theta(r, \theta, \varphi) = 0, \quad (10.5)$$

$$B_\varphi(r, \theta, \varphi) = B_r\left(r_1, \theta, \varphi - \frac{r\Omega}{v}\right) \frac{r_1\Omega}{v} \frac{r_1}{r} \sin \theta. \quad (10.6)$$

Если в фотосфере поле обладает напряженностью ~ 1 гс, то его радиальная составляющая на расстоянии 1 а. е. ($r=210 R_\odot$) будет иметь напряженность $\sim 2,5 \times 10^{-5}$ гс. Угловая скорость вращения Солнца $\Omega = 2,7 \cdot 10^{-6}$ рад/сек; следовательно, если скорость солнечного ветра равна ~ 300 км/сек, то для орбиты Земли получим $r\Omega/v \approx 1,5$. Угол между силовой линией и радиальным направлением на орбите Земли равен $\arctg r\Omega/v = 56^\circ$. Азимутальная компонента поля равна $B_r(r, \theta, \varphi)r\Omega/v$, или $3,8 \cdot 10^{-5}$ гс. Невозмущенное межпланетное магнитное поле внутри земной орбиты, по-видимому, имеет преимущественно радиальное направление, хотя его силовые линии приходят к Земле из направления, несколько сдвинутого к западу относительно

направления на Солнце. За пределами орбиты Земли поле имеет преимущественно азимутальное направление. Силовые линии межпланетного поля в экваториальной плоскости Солнца показаны на рис. 10.4.

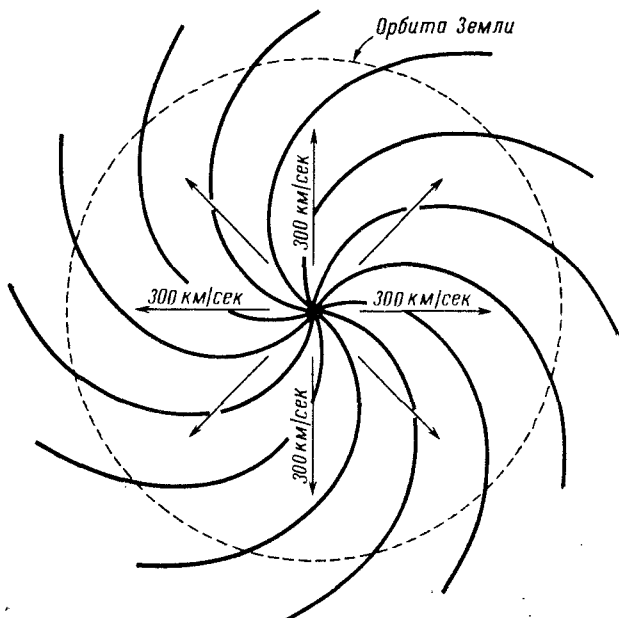


Рис. 10.4. Силовые линии спокойного межпланетного магнитного поля, возникающего в результате вытягивания общего солнечного поля идеализированным однородным спокойным солнечным ветром со скоростью ~ 300 км/сек.

Эта упрощенная модель служит для объяснения общего характера невозмущенного межпланетного магнитного поля, возникающего в результате радиального вытягивания расширяющейся короны. Разумеется, в модели невозмущенного поля имеется большое количество трудностей, которых мы не рассматривали. Прежде всего следует отметить, что общее поле Солнца на фотосфере сильно изменяется в пределах от -2 до $+2$ гс, а поле 1 гс является лишь приближенным средним значением. Поэтому на орбите Земли можно определить

только порядок величины поля, если исходить из приведенных выше расчетов, в которых напряженность общего поля Солнца принималась равной 1 гс. Знак и напряженность межпланетного поля в каждой точке пространства изменяются при изменении знака и напряженности поля Солнца в соответствующей точке фотосферы. Кроме того, необходимо помнить, что расширение короны, несомненно, не является однородным по всей поверхности Солнца. Спиральные силовые линии невозмущенного поля будут сильнее вытягиваться в радиальном направлении при большой скорости солнечного ветра и сильнее закручиваться при уменьшении его скорости. На некотором расстоянии за пределами земной орбиты более быстрый солнечный ветер от «более горячей» стороны Солнца будет догонять более медленный ветер, образованный «более холодной» стороной во время предыдущего поворота Солнца. Простые архимедовы спирали идеализированного поля (10.4) — (10.6) будут при этом искажаться некоторым сложным образом. Предположим, например, что солнечный ветер от холодной стороны Солнца имеет скорость ~ 300 км/сек, а от более горячей стороны — ~ 500 км/сек. К тому времени, когда более горячая сторона окажется в положении, которое занимала более холодная сторона во время предыдущего поворота Солнца, медленный ветер достигнет расстояния $\sim 2,4$ а. е. Более быстрый ветер догонит более медленный ветер на расстоянии ~ 6 а. е. Сильное возмущение спиральных силовых линий идеализированного поля должно иметь место задолго до того, когда быстрый ветер действительно догонит медленный. Движение догоняющего ветра при скорости около 200 км/сек, вероятно, является сверхзвуковым. Возможно, это приводит к образованию резких изломов в силовых линиях поля. Этот вопрос мы обсудим в следующем разделе.

Суммируя результаты настоящего раздела, заметим, что невозмущенное межпланетное магнитное поле внутри земной орбиты имеет преимущественно радиальное направление и проявляет на орбите Земли тенденцию закручиваться в форме спирали к западу. За пределами земной орбиты спиральный характер поля усиливает-

ся, так что поле приобретает преимущественно азимутальное направление. Из-за небольших различий в скорости солнечного ветра от различных участков солнечной поверхности следует ожидать значительной неупорядоченности поля. Обсуждение вопроса о магнитных волокнах в межпланетном пространстве можно найти в гл. 14.

10.4. Возмущенное межпланетное магнитное поле

10.4.1. ОБЩЕЕ ПОЛЕ

Общее возмущенное межпланетное магнитное поле возникает в результате распространения ударных волн от Солнца в невозмущенном межпланетном поле. Ударные волны, сопровождающие мощные солнечные вспышки, уже рассматривались выше. Более слабые пульсации и ударные волны от менее мощных вспышек на Солнце должны вызывать аналогичный эффект в межпланетном пространстве, хотя и меньшей величины. Для пояснения этих основных положений достаточно ограничиться рассмотрением ударных волн, рассчитанных в гл. 8.

Если элементарный объем газа перемещается из исходного положения R в конечное $r(R)$, то из (10.1) следует, что начальное азимутальное поле $B_{\varphi}(R, \theta, \varphi)$ впоследствии вносит вклад в азимутальное поле $b_{\varphi}[r(R), \theta, \varphi]$, где

$$B_{\varphi}[r(R), \theta, \varphi] = B_{\varphi}(R, \theta, \varphi) \frac{R dR}{r dr}. \quad (10.7)$$

Вероятно, наиболее целесообразно отнести $r(R)$ к плотности вещества в ударной волне, изображенной на рис. 8.2. Предположим, что спокойный солнечный ветер с плотностью $N(R)$ переходит в ударную волну с плотностью $n(r)$, т. е. превращается в возмущенный солнечный ветер. Тогда общая масса вещества, находившегося первоначально в пределах радиуса R , должна быть в конечном счете равной массе вещества, заключенной в

пределах между $r(R)$ и задним фронтом ударной волны R_2 :

$$\int_0^R duu^2N(u) = \int_{R_2}^{r(R)} ds s^2 n(s). \quad (10.8)$$

Дифференцируя (10.8) по R , получаем не менее очевидное соотношение

$$N(R)R^2 dR = n(r)r^2 dr, \quad (10.9)$$

которое вместе с граничным условием $r(0) = R_2$ определяет $r(R)$. Из (10.7) непосредственно следует, что

$$b_\varphi[r(R), \theta, \varphi] = \frac{B_\varphi(R, \theta, \varphi) n(r) r}{N(R) R}. \quad (10.10)$$

При распространении ударной волны от Солнца в спокойном солнечном ветре начальная плотность перед приходом волны равна

$$N(R) \approx N(R_1) \left(\frac{R_1}{R}\right)^2. \quad (10.11)$$

Плотность $n(r)$ в волне показана на рис. 8.2, а асимптотически она выражается при помощи (8.30) для случая $\lambda < 3/2$ при $r \rightarrow R_2$. Из асимптотического выражения (8.30) для плотности при $r \rightarrow R_2$ легко получить асимптотическое выражение для b_φ . Подставляя (10.11) в левую часть (10.8), а (8.30) — в правую, получим

$$\frac{R}{R_2} \sim \frac{f}{1-g} \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^3 \left(\frac{r}{R_2} - 1\right)^{1-g} \quad (10.12)$$

или

$$r \sim R_2 \left\{ 1 + \left[\frac{1-g}{f} \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^3 \frac{R}{R_1} \right]^{1/(1-g)} \right\}.$$

Из (10.10) — (10.12) следует, что

$$b_\varphi[r(R), \theta, \varphi] \sim B_\varphi(R, \theta, \varphi) \left(\frac{f^2}{1-g}\right) \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^4 \left(\frac{r}{R_2} - 1\right)^{1-g}.$$

Если азимутальное и радиальное поля связаны соотношением (10.6), то

$$b_\varphi[r(R), \theta, \varphi] \sim B_r(r_1, \theta, \varphi - \varphi_0) \frac{r_1^2 \Omega R_2 n(r)}{v R_1^2 N(R_1)}, \quad (10.13)$$

откуда видно, что b_φ растет пропорционально плотности при $r \rightarrow R_2$. С другой стороны, при $r \rightarrow R_1$ получим

$$b_\varphi [r(R), \theta, \varphi] \sim 4B_\varphi(R_1, \theta, \varphi) \sim \\ \sim B_r \left(r_1, \theta, \varphi - \frac{r\Omega}{v} \right) \frac{4r_1^{2\Omega}}{vR_1} \quad (10.14)$$

для всех значений λ .

В особом случае $\lambda = 3/2$ плотность при $r < R_1$ всюду определяется выражением (8.31), т. е.

$$R = r^4 R_1^{-3}.$$

Используя теперь (10.7), получим выражение для поля

$$b_\varphi(r, \theta) = B_r \left(r_1, \theta, \varphi - \frac{r\Omega}{v} \right) \frac{4r_1^{2\Omega} \sin \varphi}{R_1 v} \left(\frac{r}{R_1} \right)^2. \quad (10.15)$$

Азимутальное поле мало вплоть до ударного фронта R_1 , где оно в 4 раза превышает величину невозмущенного поля. Силовые линии позади ударного фронта R_1 описываются соотношением

$$\frac{r^4}{R_1^4} \approx \frac{v}{R_1 \Omega} (\varphi - \varphi_0). \quad (10.16)$$

Теперь становится очевидным, что ни плотность газа, ни магнитное поле не могут строго соответствовать расходящимся выражениям (8.30) и (10.13) при $r \rightarrow R_2$. Подобно плотности, напряженность магнитного поля также ограничивается гидростатическим давлением, действующим со стороны возмущенной короны на задний фронт ударной волны. При давлении $p_2 \approx 10^{-7}$ дин/см² и соответствующей плотности $\sim 10^2 - 10^3$ см⁻³, согласно гл. 8, максимальная возможная напряженность магнитного поля составляет $4 \cdot 10^{-4}$ гс. Эта величина поля и соответствующее значение плотности находятся в приблизительном соответствии с наблюдаемыми значениями $(1-4) \cdot 10^{-4}$ гс и ~ 300 см⁻³ соответственно.

На рис. 10.5 для иллюстрации возможных конфигураций поля показаны магнитные силовые линии в экваториальной плоскости Солнца для трех случаев: $\lambda = 1$,

$^{24}/_{17}$ и $^{3}/_{2}$ [6]. Ударный фронт расположен на таком радиальном расстоянии R_1 , что $\Omega R_1/v=1$. Это соответствует скорости $v=440$ км/сек при $R_1=1$ а. е. Производная dR_2/dt в этом случае принята равной $4v$ при $\lambda=1$ и $^{24}/_{17}$. При $\lambda=^{3}/_{2}$ мы пренебрегаем вращением Солнца после вспышки, так как вращение вызывает лишь эффект незначительного изгиба силовых линий внутренней части поля, где этот эффект, по существу, ненаблюдаем.

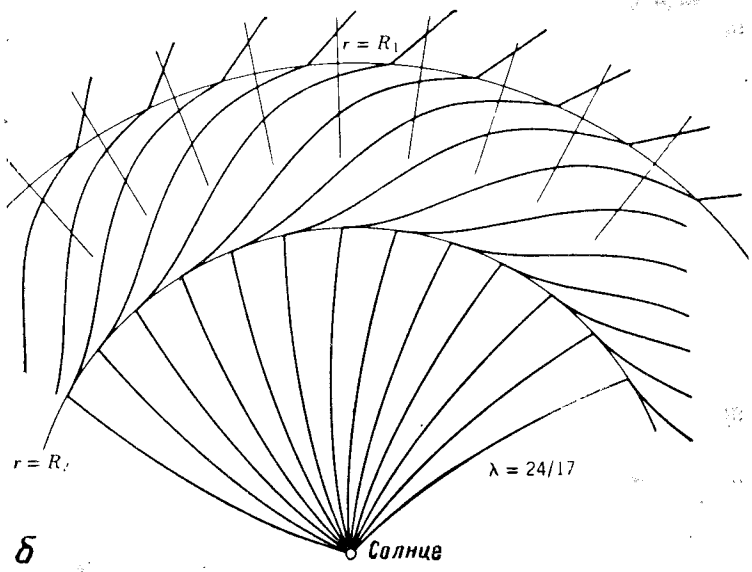
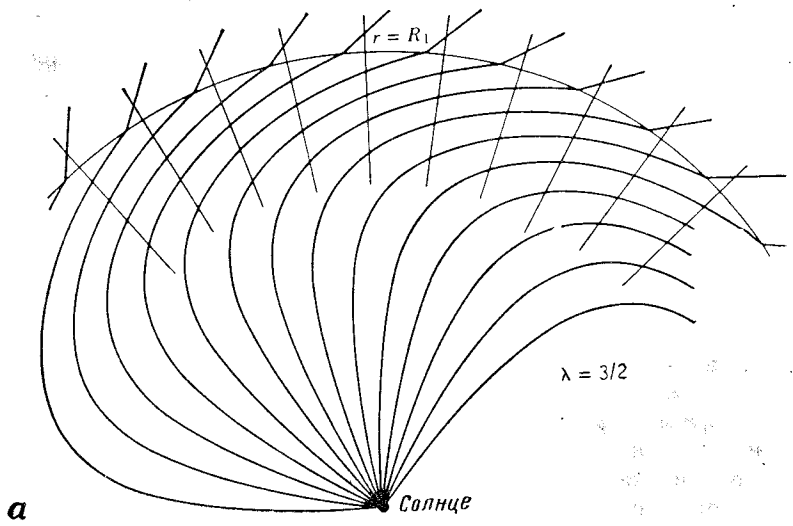
Магнитные силовые линии для $\lambda=^{3}/_{2}$ и спокойного солнечного ветра со скоростью ~ 300 км/сек показаны на рис. 10.6 для случаев, когда ударный фронт находится вблизи Солнца ($\Omega r_1/v=0,3$), вблизи земной орбиты ($\Omega r_1/v=1,0$) и далеко за пределами орбиты Земли ($\Omega r_1/v=4$). На основе этого рисунка можно проследить изменение конфигурации поля во времени, а также изменение характера изгиба силовых линий и сжатия поля при изменении скорости v спокойного солнечного ветра и радиального расстояния R_1 .

Изменение напряженности общего поля стремится к нулю в предельном случае $\Omega r_1/v \rightarrow 0$. В другом предельном случае $\Omega r_1/v \rightarrow \infty$ общее поле усиливается приблизительно в четыре раза. Изменение общего поля нарастает по мере движения ударной волны от Солнца.

Если $\lambda < ^{3}/_{2}$, то интересно отметить, что магнитное поле может иметь минимум между передним краем волны R_1 , где поле сильнее, и задним фронтом R_2 . Это можно следующим образом пояснить на примере полей в идеализированной ударной волне. Из рис. 8.2 видно, что $\partial b_\varphi/\partial r < 0$ при $r \rightarrow R_2$ для $\lambda < ^{3}/_{2}$. В данном случае легко показать, что $\partial b_\varphi/\partial r > 0$ при $r \rightarrow R_1$ для $\lambda > ^{23}/_{18}$. Следовательно, если $^{23}/_{18} < \lambda < ^{3}/_{2}$, то $\partial b_\varphi/\partial r$ должно уменьшиться до нуля где-то в интервале между R_1 и R_2 , тем самым определяя положение минимума магнитного поля.

Чтобы показать, что $\partial b_\varphi/\partial r$ может быть положительным при $r \rightarrow R_1$, используем (10.6) и (10.10). В результате получим

$$\frac{\partial b_\varphi}{\partial r} = B_r \left(r_1, \theta, \varphi - \frac{r\Omega}{v} \right) \frac{r_1^2 \Omega \sin \theta}{v N(R_1) R_1^2} \frac{d}{dr} [rn(r)]. \quad (10.17)$$



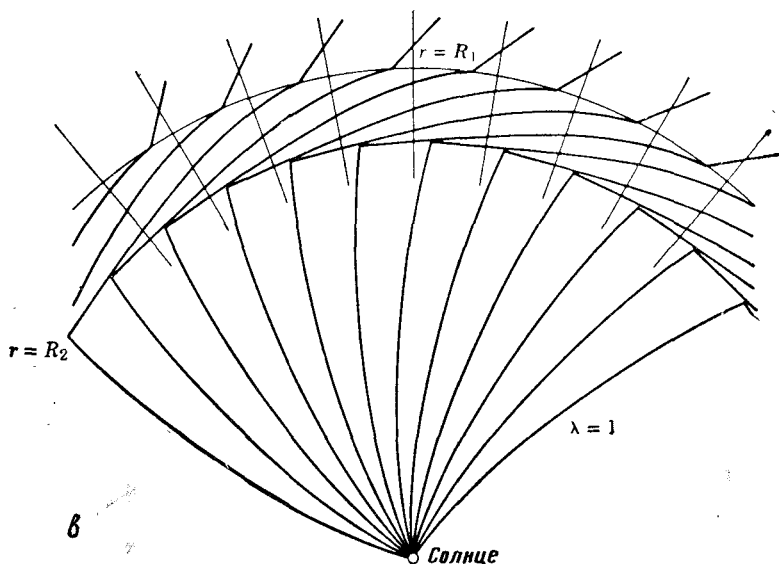


Рис. 10.5. Искажение спокойного межпланетного поля ударными волнами для трех различных значений λ . Радиус ударной волны R_1 принят равным v/Ω . Если $R_1 = 1$ а. е., то получается $v = 440$ км/сек. При построении этих чертежей предполагалось, что задний фронт ударной волны (при $\lambda \neq 3/2$) имел скорость $dR_2/dt = 4v$.

В данном случае

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} [rn(r)] &= -n(r) \left[1 + \frac{\lambda\eta}{\Omega} \frac{d\Omega}{d\eta} \right] = \\ &= -n(r) \left[1 + \lambda \left(\frac{\eta}{P} \frac{dP}{d\eta} - \frac{2\eta}{C} \frac{dC}{d\eta} \right) \right]. \end{aligned}$$

Из (8.23) и (8.24) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{P} \frac{dP}{d\eta} &= -7 + \frac{15}{2\lambda}, \\ \frac{\eta}{C} \frac{dC}{d\eta} &= 1 - \frac{3}{2\lambda} \end{aligned}$$

при $\eta = \eta_1$. Следовательно,

$$\frac{d}{dr} [rn(r)] = +n(r) \left(9\lambda - \frac{23}{2} \right). \quad (10.18)$$

$$\frac{\Omega R_1}{v} = 0,3$$

Орбита Земли

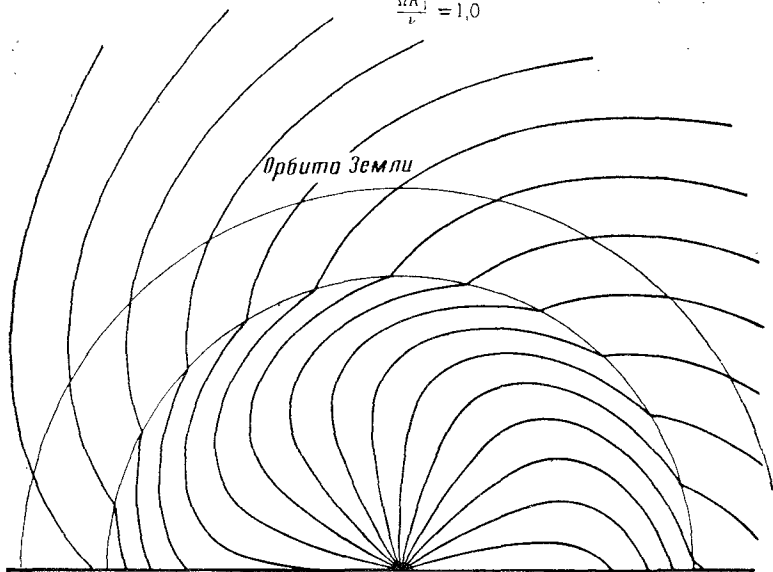
Солнце

a

$$\frac{\Omega R_1}{v} = 1,0$$

Орбита Земли

Солнце



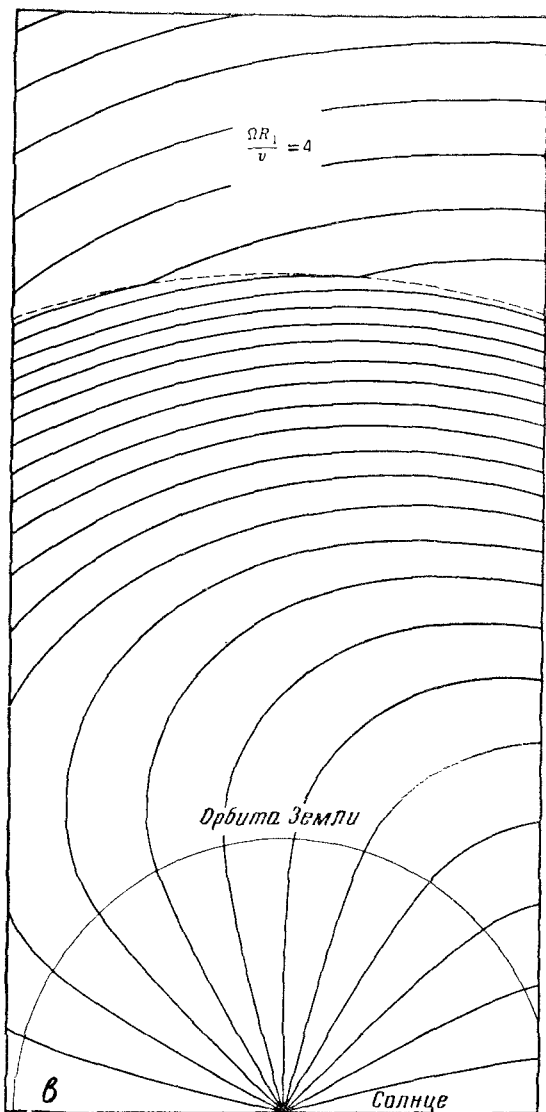


Рис. 10.6. Искажение спокойного межпланетного поля ударной волной от Солнца при $\lambda = 3/2$ (т. е. при постоянной энергии волны). Скорость спокойного солнечного ветра принята равной ~ 300 км/сек. Передний фронт ударной волны показан пунктирной линией. *a* — при $\Omega R_1/v = 0,3$ ударный фронт находится на расстоянии 0,26 а. е. от Солнца; *б* — при $\Omega R_1/v = 1$ ударный фронт находится на расстоянии 0,77 а. е.; *в* — при $\Omega R_1/v = 4$ ударный фронт находится на расстоянии 3,09 а. е. от Солнца.

Отсюда можно сделать вывод, что $\partial b_\varphi / \partial r > 0$ на фронте ударной волны $\eta = \eta_1$, если $\lambda > 23/18$, т. е. если ударная волна распространяется достаточно спокойно, так что ее энергия возрастает со временем по степенному закону с показателем не более $8/23$. В этом случае b_φ имеет минимум при $R_2 < r < R_1$. Если $\lambda = 23/18$, то поле b_φ становится постоянным непосредственно за передним фронтом R_1 , монотонно возрастая впоследствии по мере приближения к R_2 . Когда $\lambda < 23/18$, то $\partial b_\varphi / \partial r < 0$ в любом участке ударной волны. Легко показать, что производная для общего поля положительна при R_1 , если λ удовлетворяет неравенству

$$\lambda > \frac{23}{18} + \frac{v^2}{72\Omega^2 R_1^2 \sin^2 \theta}. \quad (10.19)$$

Отсюда для спокойного солнечного ветра со скоростью ~ 400 км/сек, $\theta = \pi/2$ и $R_1 = 1$ а. е. получим $\lambda > 23/18 + 0,016$. Если значение λ превышает полученную величину, то напряженность магнитного поля имеет минимум между R_1 и R_2 .

10.5. Магнитные языки

Представляет интерес рассмотреть вытягивание в межпланетное пространство локальных полей над активными областями Солнца, которое уже обсуждалось в гл. I. Как предполагают Голд, Коккони и др.¹⁾, при этом образуются языки магнитного поля. Возможно, эти языки представляют собой петли магнитного поля, напряженность которого в короне такова, что невозмущенная корона не в состоянии вытянуть их в межпланетное пространство, однако такое вытягивание становится возможным при наличии ударных волн от расширяющейся возмущенной короны²⁾. Согласно (10.1), силовые линии магнитной петли «вморожены» в вещество возмущенной короны. Это приводит к их вытягиванию наружу при

¹⁾ По-видимому, автор подразумевает работы [7*, 8*]. — Прим. ред.

²⁾ Если напряженность поля в таких петлях достаточно ослаблена, то они, очевидно, могут выноситься спокойным солнечным ветром.

расширении возмущенной короны, которая может при этом подталкивать задний фронт ударной волны. Магнитный язык, образовавшийся в результате растяжения петли, простирается только до расстояния $r < R_2$ и не проникает в саму ударную волну, в которой невозмущенное межпланетное поле испытывает изгибы, сдвиги и т. д., как показано на рис. 10.5.

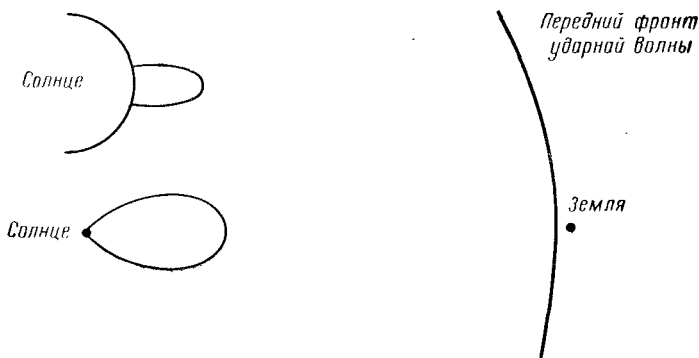


Рис. 10.7. В верхней левой части рисунка показана петля магнитного поля в солнечной короне перед вспышкой. После вспышки петля вытягивается в межпланетное пространство ударной волной с $\lambda = 3/2$. Эта петля достигает приблизительно орбиты Меркурия, когда передний фронт ударной волны достигает орбиты Земли.

Для пояснения растяжения подобной петли магнитного поля на рис. 10.7 показано сначала типичное замкнутое на Солнце поле, образующее дугу над активной областью, а затем показано вытягивание этого поля ударной волной при $\lambda = 3/2$. Когда ударная волна достигает Земли, силовые линии магнитного поля достигают приблизительно орбиты Меркурия. Каждая силовая линия, находившаяся сначала на расстоянии R , вытягивается в соответствии с соотношением $(R/R_1)^{1/4}$, где R_1 — расстояние до переднего фронта волны. Силовая линия достигнет орбиты Земли в тот момент, когда передний фронт ударной волны достигнет орбиты Юпитера ($R_1 \approx 5$ а. е.) спустя 1—2 недели после прихода волны к Земле.

В тех случаях, когда $\lambda < 3/2$, а возмущенная корона подталкивает задний фронт ударной волны, петля магнитного поля будет очень похожа на изображенную на рис. 10.7, за исключением того, что ее верхушка достигнет расстояния R_2 . Если $\lambda \approx 1,0$, то появления кончика языка можно ожидать спустя лишь 4 час после прихода ударного фронта к Земле. Во всяком случае, магнитный язык появляется на орбите Земли только после полного выметания невозмущенного межпланетного газа. Давление возмущенной короны, необходимое для получения определенного значения λ и времени запаздывания для магнитного языка (соответствующего времени прохождения языком расстояния $R_1 - R_2$), можно получить на основании (8.34).

10.6. Общие замечания

Невозмущенное межпланетное поле, показанное на рис. 10.4, и возмущенные межпланетные поля, показанные на рис. 10.5, дают представление об общей конфигурации межпланетного поля, которую можно ожидать на основании простейших моделей спокойного и внезапного расширения короны. Как уже упоминалось, неоднородное расширение невозмущенной короны будет создавать спокойные возмущения идеализированного спирального поля за пределами орбиты Земли, когда более быстрый ветер от более горячей стороны Солнца будет догонять более медленный ветер от более холодной стороны Солнца. В этом случае следует ожидать возникновения ударных волн и турбулентности. При нарушении стационарных условий в межпланетной среде имеются и другие источники неупорядоченности поля. Многократные ударные волны, возможность существования которых рассматривалась в гл. 8, могут значительно усложнять картину. Другим очевидным возмущающим процессом является излом силовых линий, который должен неизбежно происходить, когда движение ударной волны не является строго радиальным относительно центра Солнца. В качественных примерах предыдущего раздела этот эффект не учитывается. Излом силовых линий по краям ударной волны от Солнца

будет искажать невозмущенное межпланетное поле. Если этот эффект значителен, то это вызовет турбулилизацию газа, что в дальнейшем приведет к возникновению неупорядоченного поля.

Кроме таких крупномасштабных возмущающих процессов, имеется, по-видимому, большое количество нестабильностей в солнечном ветре, которые в дальнейшем будут способствовать возникновению неупорядоченности как в спокойном, так и в возмущенном межпланетном полях. Этот вопрос будет обсуждаться в следующей главе. В итоге, по-видимому, можно сделать вывод, что качественные модели могут дать представление об общей топологии реального поля, однако они не в состоянии точно предсказать возможные неоднородности в нем. Можно ожидать, что в реальных полях имеется гораздо больше петель и неоднородностей, чем это получается при теоретическом анализе. Характер и количество таких петель и т. п. необходимо определить путем наблюдений, применяя магнитометры и детекторы плазмы в межпланетном пространстве. Путем наблюдений уже удалось установить волокнистую структуру межпланетного магнитного поля, которую невозможно было предвидеть на основании теории однородной короны. Этот вопрос рассматривается в гл. 14.

ЛИТЕРАТУРА

1. van Biesbruk G., The Sun, Ed. G. P., Kuiper, University of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 603. (Русский перевод: Солнечная система, Солнце, т. I, под ред. Дж. Койпера, М., ИЛ, 1957.)
2. Chandrasekhar S., Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A., 42, 1 (1956).
3. Chandrasekhar S., Astrophys. J., 124, 232 (1956).
4. Lüst R., Schlüter A., Zs. Astrophys., 34, 263 (1954).
5. Parker E. N., Astrophys. J., 128, 664 (1958).
6. Parker E. N., Astrophys. J., 133, 1014 (1961).
- 7* Gold T., J. Geophys. Res., 64, № 11, 1665 (1959).
- 8* Coccioni G., Gold T., Greisen K., Hayakawa S., Morrison P., Nuovo Cimento, Suppl., Ser. X, 8, № 2, 161 (1958).

Глава 11

НЕОДНОРОДНОСТИ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

11.1. Гидродинамические неоднородности

Как уже отмечалось, целый ряд процессов типа неравномерного расширения короны будет приводить к возникновению неоднородностей в потоке газа и межпланетном магнитном поле, которые рассматривались в предыдущих главах. В гл. 10 указывалось, что небольшое различие в температуре короны на противоположных сторонах Солнца приведет к некоторому различию в скорости спокойного солнечного ветра в противоположных направлениях от Солнца. Если такая ситуация сохраняется в течение полоборота Солнца или больше, то в межпланетном пространстве будет по крайней мере одно направление, в котором более быстрый ветер со скоростью ~ 400 км/сек будет догонять более медленный ветер со скоростью ~ 250 км/сек, генерированный примерно на 14 суток раньше в предыдущем обороте Солнца. Простые расчеты показывают, что более быстрый ветер догоняет более медленный приблизительно через 24 суток на радиальном расстоянии 5,4 а. е. Этот процесс, очевидно, развивается постепенно, начиная, вероятно, с расстояния около 2—3 а. е. от Солнца и вызывая мощную ударную волну на расстоянии около 5—6 а. е., которая возникает в результате сверхзвукового движения догоняющего газа со скоростью ~ 150 км/сек. В результате ударного перехода, возможно, будет иметь место заметный нагрев газа. Невозмущенные спиральные межпланетные поля, описываемые уравнениями (10.4)—(10.6) при наличии спокойного солнечного ветра, в этом случае искривляются и сжимаются. Характер этого искажения поля, по-видимому, можно представить так, как показано на рис. 11.1.

Изменения температуры короны и скорости солнечного ветра во времени приводят к возникновению неод-

неоднородностей в плотности газа и конфигурации магнитного поля¹⁾. Как отмечалось в гл. 8, наиболее мощные флуктуации наблюдаются во время солнечных вспышек, генерирующих ударные волны. Как уже указывалось, в результате вспышки может генерироваться несколько

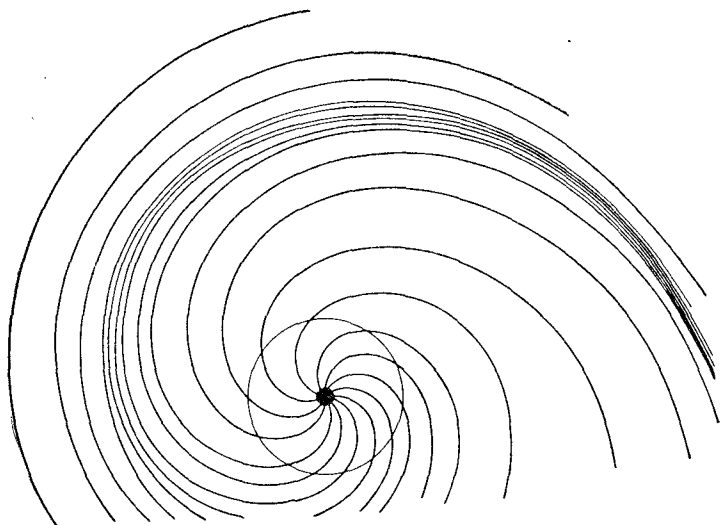


Рис. 11.1. Схема спокойного межпланетного поля в экваториальной плоскости Солнца в предположении, что ветер имеет скорость около 400 км/сек на одной стороне Солнца и около 250 км/сек — на противоположной стороне. Передний фронт волны становится более крутым на расстоянии около 5 а. е., как показано в правой части рисунка. Для сравнения относительных размеров окружностью показана орбита Земли.

ударных волн, которые затем могут взаимодействовать друг с другом, образуя контактные поверхности и т. п. Каждая подобная волна или контактная поверхность может образовать излом в межпланетном поле, поэтому поле может иметь гораздо большее количество изломов,

¹⁾ Здесь подразумеваются временные изменения температуры короны и скорости солнечного ветра в системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем.

чем показано на рис. 10.5¹⁾). Однако при расчетах полей, показанных на рис. 10.5, использовались соотношения (10.4)—(10.6) для идеализированного невозмущенного поля. По этой причине при соответствующих

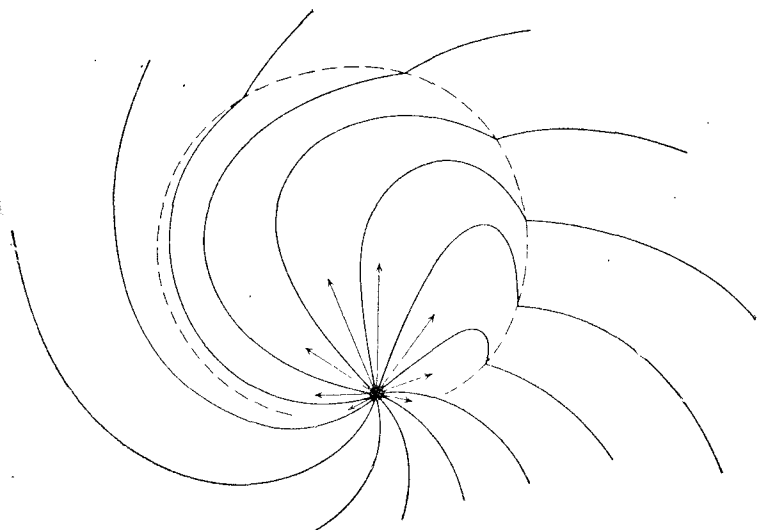


Рис. 11.2. Схема силовых линий поля в ударной волне с $\lambda = 3/2$ и угловой шириной порядка $\pi/2$ вокруг Солнца. Скорость спокойного солнечного ветра принята равной ~ 300 км/сек, а схема соответствует приходу на орбиту Земли центральной части волны. Радиальными стрелками от Солнца показаны скорости движения волны в различных направлениях. Пунктирной линией показан передний фронт ударной волны.

расчетах с учетом реального невозмущенного поля следует ожидать возникновения дополнительных трудностей. Наконец, необходимо отметить, что при построении рис. 10.5 не учитывалось искажение поля, которое может возникать по краям ударной волны. Рис. 11.2 дает представление о конфигурации поля в случае реальной

¹⁾ Изломы на контактных поверхностях будут стремиться приобрести сферическую форму приблизительно при гидродинамических скоростях $\sim 10-100$ км/сек, поэтому в некоторых случаях они могут значительно сгладиться.

ударной волны с учетом этого искажения для идеализированной модели невозмущенного поля и ударной волны $\lambda = \frac{3}{2}$. На этом рисунке не показана турбулентность, которая может возникать при наличии излома силовых линий.

В гл. 3 указывалось, что число Рейнольдса в межпланетной среде может быть достаточно большим, чтобы возникла турбулентность. Если характерный масштаб $l = 10^{13}$ см, скорость $v = 10^8$ см/сек и плотность ~ 60 протон/см³ (что соответствует условиям в ударной волне вблизи земной орбиты), то получим число Рейнольдса порядка единицы для температуры $\sim 10^6$ °К. При уменьшении вязкости, вызванном магнитными полями или низкими температурами, число Рейнольдса может стать больше 1. В этом случае может возникнуть турбулентность при наличии излома по краям ударной волны. Согласно гл. 9, аналогичная ситуация может иметь место в отдаленных областях пространства, где движение солнечного ветра происходит не прямолинейно, а несколько отклоняется от прямого направления под действием межзвездного газа и межзвездного поля. Благодаря магнитным полям вязкость газа на больших расстояниях от Солнца будет очень мала. При возникновении турбулентности конфигурация поля может стать более сложной.

В настоящее время среди наблюдателей широко обсуждается вопрос о структуре короны. Высказывается предположение о том, что корона не является однородной атмосферой, как считали ранее, а, наоборот, состоит из большого количества вертикальных лучей небольшого размера, которые в значительной степени недоступны современным наблюдениям. Если корону действительно считать совокупностью тонких лучей и полос, то отсюда сразу видно феноменологическое отличие лучей от коронального газа, которые могут значительно отличаться как по температуре, так и по плотности газа. Как отмечалось в гл. 2, по этой причине определение температуры по соотношению интенсивностей линий от различных ионов, по-видимому, приводит к несколько иным результатам, чем в случае определения температуры по профилям линий. Можно предположить, что

корональный газ в лучах имеет более высокую температуру, чем между ними, так как луч, возможно, вытягивается на большее расстояние в межпланетное пространство. Разумеется, конфигурация этих лучей должна определяться магнитными полями. Как отмечалось ранее, эти лучи должны вытягиваться вдоль силовых линий магнитного поля Солнца.

Стационарное гидродинамическое расширение короны вдоль корональных лучей было рассмотрено в гл. 5. В последующих главах молчаливо предполагалось, что корона представляет собой однородную атмосферу, которая целиком расширяется в межпланетное пространство. В связи с этим отдельные трубки тока считались совершенно идентичными и тесно связанными с соседними трубками. С другой стороны, если корона в действительности лучше описывается при помощи совокупности дискретных лучей, то индивидуальные трубки тока следует рассматривать как более или менее дискретные образования, разделенные магнитными полями и газами с различными плотностями, температурами и степенями расширения. Динамика таких образований рассматривается в гл. 14. Сейчас нас интересует только возможное увеличение числа нестабильностей и неоднородностей в том случае, если солнечный ветер состоит из лучей, разделенных магнитными полями и областями плазмы с низкой плотностью. Самой типичной является неустойчивость типа схлопывания флагов (классическая неустойчивость Гельмгольца), которая приводит к неупорядоченности поля. Можно также ожидать обмена силовыми линиями и плазмой через границу плазмы или луча. Этот эффект рассматривали Розенблют и Лонгмюр [20] и Ленерт [11]. В гл. 14 мы снова вернемся к этому вопросу.

11.2 Неустойчивости в плазме

Движение газа солнечного ветра от Солнца влечет за собой анизотропное расширение короны и появление анизотропных тепловых скоростей, что может привести к возникновению плазменных неустойчивостей. В первом приближении радиальная скорость солнечного вет-

ра становится постоянной только на некотором расстоянии от Солнца, т. е. расширение короны в радиальном направлении либо незначительно, либо совсем не имеет места. С другой стороны, радиальное расхождение потока приводит к постоянному расширению и охлаждению газа в двух направлениях, перпендикулярных радиусу. При отсутствии столкновений в плазме нет никакого механизма *мгновенного* перераспределения скоростей. В результате радиальные тепловые движения u_r остаются неизменными, тогда как тепловое движение $u_{\theta\varphi}$ в любом направлении, перпендикулярном радиусу, ослабляется в соответствии с выражением $du_{\theta\varphi}/dr = -u_{\theta\varphi}/r$. Если бы на некотором расстоянии r_1 наступала изотропия движений, а за пределами r_1 плазма была бесстолкновительной, то можно было бы ожидать, что отношение давлений при $r(>r_1)$ равно $p_r/p_{\theta\varphi} = r^2/r_1^2$. В реальном случае в плазме имеются, конечно, неустойчивости и происходят столкновения, что приводит к перераспределению частиц. Для пояснения этих эффектов введем характерное время перераспределения τ . В этом случае возрастание отношения давлений $p_r/p_{\theta\varphi}$ прекращается на расстоянии $\Delta r \approx v\tau$, где это отношение равно величине порядка $(1 - v\tau/r)^{-2}$.

При наличии кулоновских столкновений τ определяется при помощи (3.1). При температуре $\sim 10^4$ °К в спокойном солнечном ветре с плотностью ~ 10 протонов/см³ и скоростью ~ 300 км/сек на орбите Земли получим $\tau = 4,6 \cdot 10^4$ сек для ионов, откуда следует, что $p_r/p_{\theta\varphi} = 1,2$. При несколько большей температуре значение τ гораздо больше (поскольку $\tau \sim T^{3/2}$), а степень анизотропности достигает предела, допустимого общим расширением газа, который покинул область короны вблизи Солнца, где преобладают столкновения. Таким образом, если учитывать только кулоновское взаимодействие, то можно ожидать существенной анизотропности тепловых движений ионов в солнечном ветре при температуре выше $\sim 10^4$ °К. Характерное время для столкновения электронов приблизительно в $(m/M)^{1/2}$ раз меньше, чем для ионов. Однако если температура солнечного ветра на орбите Земли гораздо выше 10^5 °К, то

для электронов так же можно ожидать существенной анизотропии.

Из теории разреженной плазмы в крупномасштабном магнитном поле в настоящее время хорошо известно, что анизотропия теплового движения частиц может привести к возникновению волнового движения за счет перекачки энергии тепловых движений из направлений с высокой температурой в направления с низкой температурой. Такие неустойчивости в результате анизотропии движения ионов и электронов могут иметь место даже для ионов и электронов, обладающих соответствующими циклотронными частотами. Электронные неустойчивости рассматривались в работах [13, 7, 21], а позднее — в работах [4, 1, 2, 22, 6, 8, 9]. Ионным неустойчивостям были посвящены работы [18, 19, 5]. В недавней статье [3] рассматриваются как ионные, так и электронные неустойчивости. На основании многочисленных исследований хорошо известно, что самые тонкие неустойчивости вызываются анизотропией тех частиц, движение которых вдоль магнитного поля приводит из-за доплеровского сдвига частоты волны к резонансу с их циклотронной частотой. Опираясь на этот факт, авторы работы [3] показали, что если давление плазмы мало по сравнению с магнитным давлением, то степень анизотропии $\Delta p/p_{\perp}$ должна быть больше $1 + v_{\text{lim}}/c_H$ при наличии неустойчивости¹⁾, причем p_{\parallel} — это давление, параллельное магнитному полю, p_{\perp} — давление, перпендикулярное магнитному полю, а $\Delta p \equiv |p_{\parallel} - p_{\perp}|$. Скорость v_{lim} — это предельная тепловая скорость частиц, c_H — фазовая скорость волны, неустойчивость которой здесь рассматривается.

При $p_{\perp} > p_{\parallel}$ для ионов вектор электрического поля в усиливающейся волне вращается в том же направлении, в котором происходит круговое движение ионов в

¹⁾ Расчеты, проведенные на машине Друммондом и др. [5], позволяют предположить, что при некоторых условиях отношение p_{\perp}/p_{\parallel} для ионов должно превысить 8 или 9 перед возникновением ионной неустойчивости, а отношение p_{\perp}/p_{\parallel} для электронов должно превышать 2.

магнитном поле, тогда как в противоположном случае $p_{\perp} < p_{\parallel}$ электрический вектор вращается в противоположном направлении. Электронная неустойчивость возникает только в том случае, когда $p_{\perp} > p_{\parallel}$. При этом электрический вектор усиливающейся волны вращается в направлении кругового движения электронов.

Суть дела сводится к тому, что если плазма имеет температуру выше $\sim 10^4$ °К¹⁾, то тепловое движение ионов будет существенно анизотропным, т. е. $\Delta p/p \approx 1$. Газовое давление в солнечном ветре по крайней мере равно давлению магнитного поля. Следовательно, анизотропия должна привести к возникновению неустойчивости. Неустойчивости возникают в результате перераспределения энергии, поэтому они ограничивают степени анизотропии величиной порядка единицы, т. е. $|p_{\perp} - p_{\parallel}| = O(p_{\perp}, p_{\parallel})$. Таким образом, можно отметить, во-первых, что анизотропия давления имеет достаточно ограниченную величину, чтобы можно было применять классические гидродинамические уравнения для удовлетворительного описания солнечного ветра в той области межпланетного пространства, где кулоновское взаимодействие частиц несущественно. Этот факт упоминался в гл. 3 в качестве дополнительного аргумента в пользу применимости гидродинамических уравнений. Во-вторых, неустойчивости будут искажать невозмущенное межпланетное поле, вызывая колебания силовых линий, в отличие от сглаженной картины для идеализированного случая, показанного на рис. 10.4.

На основании весьма простых физических соображений можно понять возникновение плазменных неустойчивостей, а также оценить их масштаб и скорость нарастания. Рассмотрим сначала случай, когда межпланетное поле радиально. В этом случае соотношение $p_r > p_{\theta\phi}$ переходит в $p_{\parallel} > p_{\perp}$. Тепловое движение происходит преимущественно вдоль силовых линий. Избыточную кинетическую энергию движения вдоль поля можно записать в виде $1/2 N M u^2 \equiv 1/2 (p_{\parallel} - p_{\perp})$ на единицу

¹⁾ В гл. 14 будет показано, что на орбите Земли плазма может иметь температуру до $\sim 10^6$ °К.

объема. При искажении силовой линии поля в виде дуги с радиусом кривизны R в любой точке центробежная сила этого движения вдоль поля равна $N\mu^2/R$ на единицу объема. Возвращающая сила, обусловленная магнитным натяжением силовой линии $B^2/4\pi$ равна $B^2/4\pi R$ на единицу объема. Если центробежная сила начнет превышать возвращающую силу, то возмущение поля будет нарастать и создаст условие для возникновения неустойчивости при $\rho_{\parallel} - \rho_{\perp} > B^2/4\pi$. Такая неустойчивость хорошо известна под названием *шеечной неустойчивости*. Для нее можно получить формальное представление, используя модель с ведущим центром. В этом случае уравнение для компоненты \mathbf{v}_{\perp} движения плазмы, перпендикулярное полю B , можно записать в следующем виде [15]:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = -\nabla_{\perp} \left(p_{\perp} + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi} \left[1 + \frac{p_{\perp} - p_{\parallel}}{B^2/4\pi} \right]. \quad (11.1)$$

Член $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}/4\pi$ соответствует силе, действующей на плазму со стороны изогнутых силовых линий магнитного поля с натяжением $B^2/4\pi$. При $\xi = 4\pi(\rho_{\perp} - \rho_{\parallel})/B^2 < -1$ натяжение силовых линий приводит к их сжатию с последующим прогибом.

Из (11.1) можно получить скорость нарастания неустойчивостей в линеаризованном случае. Предположим, что поле B_0 в направлении оси z постоянно. Рассмотрим малые возмущения $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{e}_y v(z, t)$ и $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z B_0 + \mathbf{e}_y b(z, t)$, где \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z — единичные векторы в направлении осей y и z соответственно. Тогда (11.1) сводится к выражению $\partial v/\partial t = (B_0/4\pi\rho)(1 + \xi) \partial b/\partial z$. Поле и скорость связаны соотношением (10.1), которое теперь имеет вид $\partial b/\partial t = B_0 \partial v/\partial z$. Исключая v из этих двух уравнений, получаем

$$\frac{\partial^2 b}{\partial t^2} - \frac{B_0^2}{4\pi\rho} (1 + \xi) \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} = 0. \quad (11.2)$$

Дисперсионное соотношение, очевидно, имеет вид

$$\omega^2 = C^2 k^2 (1 + \xi),$$

где $C = B_0/(4\pi\rho)^{1/2}$ — альвеновская скорость. При $\xi < -1$ частота становится мнимой, а время, в течение которого

амплитуда возрастает в e раз, равно $1/Ck|1 + \xi|^{1/2}$. Характерное время нарастания и возникновения существенной анизотропии становится сравнимым по порядку величины с временем прохождения расстояния порядка длины волны Альвена. Алвеновская скорость в спокойном солнечном ветре на орбите Земли составляет ~ 30 км/сек (это соответствует полю $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ гс и плотности ~ 12 протон/см³). Следовательно, волны с длиной вплоть до $\sim 10^6$ км могут соответствовать времени прохождения, в течение которого возрастание их амплитуды достигает множителя в несколько e в огромной области пространства между Солнцем и Землей [16].

Более обстоятельное исследование вопроса о шеечной неустойчивости для произвольного направления волнового вектора по отношению к невозмущенному полю можно найти в соответствующей литературе, например в обзоре Чандрасекара и др. [4].

Рассмотрим теперь случай, когда межпланетное поле имеет азимутальное направление. В этом случае тепловые движения в направлениях r и θ усложняются циклотронным движением ионов вокруг силовых линий, а соотношение $p_r > p_{\theta\phi}$ переходит в $p_r, p_{\theta} > p_{\phi}$ или $p_{\parallel} < p_{\perp}$. Неустойчивость этого типа называют иногда *зеркальной*, так как частицы проявляют тенденцию заполнять отдельные участки поля, образуя области магнитного зеркального отражения. Возникновение неустойчивости происходит по той причине, что при питч-углах, в большинстве случаев близких к 90° (питч-угол — угол между направлением скорости частицы и направлением поля), ионы собираются преимущественно в областях с более слабым полем, отражаясь от областей более сильного поля. Таким образом, ионы стремятся заполнить области более слабого поля, тем самым дополнительно ослабляя это поле. Тенденцию к скоплению ионов в областях более слабого поля можно видеть на примере анализа движения частиц в гл. 12. В гл. 12 показано, что если число частиц на единицу телесного угла определяется функцией типа $\sin^{v-1}\theta$, то плотность частиц вдоль поля B изменяется по закону $1/B^{(v-1)/2}$. Если тепловое движение изотропно, то $v=1$, а плотность вдоль поля постоянна. Если тепловое движение соответствует

соотношению $\rho_{\perp} > \rho_{\parallel}$, то $v > 1$, а плотность уменьшается при возрастании напряженности поля. Начало зеркальной неустойчивости связано с захватом свободных ионов в областях со слабым полем. Этот процесс трудно описать с помощью элементарных методов¹⁾ в отличие от шеечной неустойчивости. Из расчетов [3] легко видеть, что скорости нарастания зеркальной и шеечной неустойчивости обычно совпадают по порядку величины, если степень анизотропии и длина волны в обоих случаях сравнимы. Недавно были осуществлены лабораторные наблюдения зеркальной неустойчивости [17].

В настоящее время можно сделать вывод, что шеечная неустойчивость, по-видимому, генерирует волны в невозмущенном межпланетном магнитном поле *внутри* земной орбиты, а зеркальная неустойчивость, по-видимому, генерирует волны в поле *за пределами* орбиты Земли. Размеры волн, видимо, достигают величины порядка нескольких единиц на 10^6 км. Их амплитуда и спектр должны быть определены путем наблюдений, вероятно, с помощью магнитометров на космических ракетах. Эта задача будет усложняться тем, что волны имеют размеры, по порядку величины близкие к ширине полос в солнечном ветре, хотя в настоящее время между этими двумя явлениями не установлено видимой связи. Вплоть до настоящего времени экспериментальные данные о неустойчивостях внутри земной орбиты были получены только в работе Мак-Кракена [12], в которой исследовались протоны от солнечных вспышек в ноябре 1960 г. Согласно [12], эти протоны пришли к Земле вдоль изогнутых силовых линий из направления в пространстве, сдвинутого примерно на 50° к западу от линии Земля — Солнце, в соответствии с ожидаемым направлением для основной модели идеализированного поля, показанного на рис. 10.4. Однако направление прихода протонов было «размазанным» в пределах угла около 40° , что указывает на их многократное рассеяние по мере движения вдоль силовых линий от Солнца к

¹⁾ Моделью с ведущим центром следует пользоваться с осторожностью при описании обоих типов неустойчивости, так как в противном случае для частот, по порядку величины близких к циклотронной частоте, можно получить ложные результаты.

Земле. Именно такое рассеяние могли бы вызвать волны в идеализированном поле, ожидаемые при наличии зеркальной и шеечной неустойчивостей.

В качестве доказательства в пользу существования неустойчивостей и неоднородностей в межпланетном поле за пределами земной орбиты можно использовать наблюдения захвата энергичных солнечных протонов, которые удерживаются во внутренней части солнечной системы в течение многих часов и дней после их испускания Солнцем. Анализ этого захвата позволяет предположить, что неоднородности за пределами земной орбиты имеют характерный размер $\sim 10^6$ км [14, 16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Сагдеев Р. З., Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions, Vol. III, Pergamon Press, New York, 1959, p. 332.
2. Рудаков Л. И., Сагдеев Р. З., Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions, Vol. III, Pergamon Press, New York, 1957, p. 321.
3. Сагдеев Р. З., Шафаров В. Д., ЖЭТФ, **12**, 130 (1961).
4. Chandrasekhar S., Kaufman A. N., Watson K. M., Proc. Roy. Soc., **A245**, 435 (1958).
5. Drummond W. E., Rosenbluth M. N., Johnson M. L., Bull. Am. Phys. Soc., **6**, 185 (1961).
6. Fried B. D., Phys. Fluids, **2**, 337 (1959).
7. Gross E. P., Phys. Rev., **82**, 232 (1951).
8. Harris E. G., Phys. Rev. Lett., **2**, 34 (1959).
9. Harris E. G., Conf. Theor. Aspects of Controlled Fusion Res. Gatlinburg. Tenn., April 1959.
10. Harris E. G., Plasma Instabilities Associated With Anisotropic Velocity Distributions, Oak Ridge National Lab. Rep., 1960.
11. Lehnert B., Phys. Fluids, **4**, 847 (1961).
12. MacCracken K. G., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan, September 1961.
13. Malmfors K. G., Arkiv Fysik, **1**, 569 (1950).
14. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A., Phys. Rev., **104**, 768 (1956).
15. Parker E. N., Phys. Rev., **107**, 924 (1957).
16. Parker E. N., Phys. Rev., **109**, 1874 (1958).
17. Post R. F., Perkins W. A., Phys. Rev. Lett., **6**, 85 (1961).
18. Rosenbluth M. N., Los Alamos Rep. LA-2030, 1956, не опубликовано.
19. Rosenbluth M. N., Bull. Am. Phys. Soc., **4**, 197 (1959).
20. Rosenbluth M. N., Longmire C. L., Ann. of Phys., **1**, 120 (1957).
21. Sen H. K., Phys. Rev., **88**, 816 (1952).
22. Weibel E. S., Phys. Rev. Lett., **2**, 83 (1959).

ЭФФЕКТЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

12.1. Введение

Вариации интенсивности космических лучей, обусловленные движениями и изменениями межпланетных магнитных полей, играют важную роль в любой теории динамических процессов в межпланетном пространстве. Это объясняется тем, что наблюдения космических лучей в настоящее время дают один из наиболее важных методов для изучения изменений электромагнитных характеристик межпланетного пространства. Частицы высокой энергии, приходящие к Земле из межзвездного пространства и от Солнца, дают информацию об условиях как внутри земной орбиты, так и за ее пределами. Настоящая глава посвящается расчетам некоторых эффектов в космических лучах, которые можно ожидать в межпланетных полях, рассмотренных в гл. 10 и 11. Эти поля вызывают три различных эффекта в интенсивности галактических космических лучей и высокоэнергичных солнечных частиц. В целом движение межпланетных полей происходит по направлению от Солнца, в результате чего все заряженные частицы путем конвекции выносятся из внутренней части солнечной системы. Следовательно, уровень интенсивности галактических космических лучей во внутренней части солнечной системы ниже, чем в межзвездном пространстве. Межпланетное поле внутри земной орбиты имеет направление, более или менее близкое к радиальному. Поэтому наблюдается тенденция более быстрого распространения высокоэнергичных солнечных частиц от Солнца вдоль поля, тогда как их распространение перпендикулярно полю в значительной степени затруднено. Закручивание и неоднородности поля за пределами земной орбиты препятствуют выходу частиц наружу, поэтому солнечные ча-

стицы накапливаются внутри солнечной системы в течение некоторого времени после их генерации на Солнце. Вопросы, касающиеся высокоэнергичных солнечных частиц, рассматриваются в следующей главе.

Предварительный вывод настоящей главы сводится к тому, что солнечный ветер и обусловленное им общее межпланетное поле вызывают существенные модуляционные эффекты в космических лучах как кратковременного, так и длительного характера. Кратковременное выметание галактических космических лучей полями ударной волны (см. рис. 10.5) от возмущенной короны после солнечной вспышки приводит к эффекту форбуш-спада, который наблюдается одновременно с геомагнитной бурей через 1—2 дня после вспышки. Начальная фаза и фаза восстановления, а также спектр ожидаемого понижения близки к наблюдаемым. Более или менее постоянное выталкивание галактических космических лучей за пределами земной орбиты полями солнечного ветра приводит к 11-летней вариации, для которой минимум интенсивности космических лучей внутри солнечной системы наблюдается в годы максимума солнечной активности.

Одиннадцатилетняя вариация представляет собой крупномасштабное явление, сфера действия которого простирается, вероятно, до расстояний 10 или 100 а.е. Эта вариация является суммарным эффектом движения крупномасштабных межпланетных полей от Солнца, а также волн, возмущений, вырождающихся полей ударных волн и т. п. за пределами земной орбиты.

В основе модуляционных эффектов лежат процессы, которым соответствуют довольно простые физические представления. Дело, по существу, сводится к конвективному переносу заряженных частиц движущимися от Солнца магнитными полями и утечке этих частиц путем диффузии и дрейфа. Однако для подтверждения количественного согласия между данными наблюдений и ожидаемыми величинами эффектов модуляции необходимо разобраться в некоторых особенностях движения частиц в ожидаемых межпланетных полях. Необходимо также кратко рассмотреть безотносительно к их ценности некоторые ранние представления и модели, которые

были выдвинуты специально для объяснения некоторых эффектов модуляции космических лучей. Таким образом, оказывается, что, несмотря на возможную простоту и ясность выводов, обсуждение этого вопроса обещает быть довольно длинным. При желании читатель может довольно бегло просмотреть большинство заголовков подразделов, обращая особое внимание на модуляционные эффекты солнечного ветра, описанные в разд. 12.3.3(А) и 12.3.4, а затем уже уделить значительно больше времени деталям аргументации, которая приводит к соответствующим выводам.

Обсуждение начинается с краткого описания некоторых основных динамических свойств частиц, движущихся в крупномасштабных магнитных полях. Это описание сопровождается признанием того факта, что в некоторых случаях ожидаемые крупномасштабные межпланетные поля имеют довольно регулярный характер, по-видимому, за исключением случайных резких изломов в областях ударных фронтов, тогда как в других случаях эти поля могут быть возмущены до такой степени, что движение частиц станет беспорядочным. Ниже рассматриваются математические аспекты этих двух идеализированных крайних случаев, которые затем используются для приблизительного количественного описания ожидаемой модуляции космических лучей межпланетными полями различной конфигурации.

Для расчетов модуляционных эффектов в космических лучах установим прежде всего характер движения отдельной частицы космических лучей в тех магнитных полях, которые обнаружены в межпланетном пространстве. Для тех областей, где характерный размер неоднородностей поля велик по сравнению с ларморовским радиусом частицы и мал по сравнению с длиной волны при циклотронном движении, оказывается пригодной модель с ведущим центром [1, 24]. В этой модели предполагается, что частица с массой M и зарядом q движется по окружности относительно «ведущего центра». Радиус этой окружности равен $R = M\omega_{\perp} c / qB$, где ω_{\perp} — составляющая скорости, перпендикулярная локальному полю с напряженностью B . Ведущий центр дрейфует перпен-

дикулярно магнитному полю со скоростью

$$\mathbf{u} = \frac{M\omega_{\perp}^2 c}{2qB^4} \mathbf{B} \times \frac{\nabla B^2}{2} + \frac{M\omega_{\parallel}^2 c}{qB^4} \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}], \quad (12.1)$$

где ω_{\parallel} — скорость частицы в направлении поля. Первый член в (12.1) соответствует дрейфу, величина которого равна $\omega_{\perp} R/2L$, где L — размер поля в направлении, перпендикулярном \mathbf{B} . Этот дрейф можно объяснить, если учесть, что радиус кривизны траектории частицы меньше на той стороне окружности, где поле сильнее. Отсюда следует, что траектория частицы имеет форму циклоиды, т. е. круговое движение частицы создает эффективный дипольный момент $M\omega_{\perp}^2/2B$, который выталкивается под действием градиента ∇B в направлении более слабого поля. Это и приводит к дрейфу, при котором возникает лоренцева сила, противодействующая выталкиванию. Магнитный момент $M\omega_{\perp}^2/2B$ является константой движения. Второй член в (12.1) соответствует дрейфу, величина которого равна $M\omega_{\parallel}^2 cK/qB$, где K — радиус кривизны для силовой линии локального поля. Этот дрейф возникает благодаря действию центробежной силы $M\omega_{\parallel}^2 K$ на движение частиц вдоль изогнутой силовой линии. Эта сила вызывает дрейф, при котором лоренцева сила равна по величине и противоположна по направлению центробежной силе.

В результате сближения или расхождения локальных силовых линий ведущий центр движется с ускорением

$$\frac{d\omega_{\parallel}}{dt} = -\frac{\omega_{\perp}^2}{2B^3} B \cdot \frac{\nabla B^2}{2}. \quad (12.2)$$

Это ускорение легко вычислить на основании искусственной модели скольжения частиц по внутренней поверхности гладкого конуса с радиусом R и таким же углом раствора, как и у локальных силовых линий. Соответствующие формальные расчеты можно найти в работе [26].

В некоторых случаях характерные размеры мелко-масштабных неоднородностей и время распространения

ударной волны могут превышать ларморовский радиус и период обращения частицы в магнитном поле. В таких случаях модель с ведущим центром оказывается непригодной и для расчетов нужно применять другие методы. При наличии единичного плоского разрыва можно в большинстве случаев считать, что траектория частицы остается непрерывной в области перехода. С другой стороны, неоднородности или локальные выпуклости поля, которые могли быть созданы неустойчивостью, могут привести к полному отклонению проходящей частицы от прямого направления. Чтобы объяснить такие отклонения, предположим, что они носят приблизительно беспорядочный характер, и поэтому их можно охарактеризовать углом случайного отклонения или рассеяния $\Delta\varphi$. Если угол $\Delta\varphi$ мал, то после n таких рассеяний среднее суммарное отклонение частицы будет порядка $n^{1/2}\Delta\varphi$.

При описании движения отдельной частицы или совокупности большого числа частиц на основании модели с ведущим центром часто бывает удобно использовать питч-угол θ — угол между направлением локального поля \mathbf{B} и направлением скорости частицы ω . Таким образом, скорость движения по окружности относительно поля равна $\omega_{\perp} = \omega \sin \theta$, а скорость движения вдоль поля равна $\omega_{\parallel} = \omega \cos \theta$. В статическом магнитном поле скорость ω остается неизменной, а постоянство магнитного момента $M\omega_{\perp}^2/2B$ можно представить в виде $\sin^2 \theta/B = \text{const}$. Отсюда непосредственно видно, что если в поле B_0 питч-угол равен θ_0 , то при возрастании поля до величины $B = B_0/\sin^2 \theta_0$ питч-угол принимает значение $\pi/2$, а частица испытывает отражение. Если движение частицы ограничено с двух сторон областями более сильного поля, которые обычно называют *зеркальными полями*, то при малых изменениях поля сохраняется так называемый *продольный инвариант* $\oint ds \omega_{\parallel}$ [12], где ds — элемент длины вдоль поля, а интегрирование проводится вдоль всей силовой линии между зеркальными полями. Это условие, по существу, равносильно утверждению, что любая частица, испытывающая упругие

отражения на границах отражения, разнесенных на расстояние h , имеет среднюю скорость между границами, обратно пропорциональную h .

В нескольких особых случаях возникнет необходимость применить результаты этих расчетов к частицам, скорость которых настолько близка к скорости света, что нерелятивистское приближение оказывается уже неприменимым (это относится к протонам с энергией выше ~ 500 Мэв и электронам с энергией выше ~ 250 кэв). В связи с этим уместно отметить, что скорость w частицы с массой покоя M можно выразить через отношение κ кинетической энергии W к энергии покоя W_0 :

$$\frac{w}{c} = \frac{[\kappa(\kappa + 2)]^{1/2}}{\kappa + 1}.$$

Если эта скорость перпендикулярна магнитному полю с напряженностью B , то ларморовский радиус частицы равен $R = pc/qB$, где импульс частицы

$$p = Mc[\kappa(\kappa + 2)]^{1/2}.$$

При рассмотрении совокупности большого количества частиц обычно бывает удобно описывать их с помощью распределения по питч-углам θ в данной точке s вдоль данной силовой линии, где напряженность поля равна $B(s)$. Если обозначить через $\psi(\theta, s)$ число частиц с питч-углом θ на единицу объема и на единицу телесного угла, то плотность частиц $N(s)$ можно представить в виде

$$N(s) = 2\pi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \psi(\theta, s). \quad (12.3)$$

Легко показать, что если напряженность $B(s)$ не зависит от времени, то ψ удовлетворяет уравнению Лиувилля

$$0 = \frac{\partial \psi}{\partial t} + w \cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial s} + \frac{w \sin \theta}{2B} \frac{dB}{ds} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (12.4)$$

для частиц со скоростью w . Легко видеть, что для стационарного распределения частиц общее решение (12.4)

имеет вид $\psi(\sin^2 \theta/B(s))$, где ψ — произвольная функция своего аргумента [2]. В частности, если распределение частиц по питч-углам в каждой рассматриваемой точке s описывается функцией $\sin^x \theta$, то это распределение сохраняется во всех других точках вдоль силовой линии¹⁾, а плотность частиц изменяется по закону $B^{-x/2}$. При изотропном распределении $x=0$, а плотность частиц не изменяется вдоль силовой линии [19, 20, 23]. Изменение плотности частиц вдоль силовой линии полностью обусловлено двумя конкурирующими процессами, которые можно описать, рассматривая область, где напряженность поля растет при увеличении s . Усиление поля приводит к описанному выше отражению частиц, что приводит к уменьшению их плотности. В то же время при сближении силовых линий наблюдается тенденция к концентрации частиц, движущихся вдоль этих линий. Эти два эффекта при изотропном распределении приводят к постоянной плотности частиц вдоль поля. В распределении, в котором частицы имеют преимущественно большие питч-углы, отражение происходит более эффективно, а плотность частиц при возрастании поля падает и т. д.

Гораздо труднее рассчитать распределение частиц в переменном магнитном поле, так как при этом не только происходит перераспределение частиц при движении силовых линий, но изменяются также скорости частиц из-за индуцированных электрических полей. В принципе можно использовать уравнение Больцмана для случая, когда столкновения отсутствуют:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \left(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}} = 0,$$

где f — распределение частиц по направлениям \mathbf{r} и скоростям \mathbf{u} . Уравнение Больцмана совпадает (см., например, [26, 4]) с соответствующим уравнением из теории орбитального движения индивидуальной частицы [18], в которой параметры орбиты отдельных частиц сначала

¹⁾ В предположении, что в это распределение не попадают дополнительные частицы, захваченные или проникшие через магнитное зеркало в каком-нибудь другом месте поля.

выражают через магнитное поле, а затем путем суммирования индивидуальных движений частиц находят их общее распределение. Ряд задач о перераспределении частиц в переменном магнитном поле, особенно в связи с исследованиями устойчивости магнитных полей в плотной плазме, можно найти в литературе (см. ссылки к работе [4]). Задачу о перераспределении частиц в медленно меняющемся зеркальном поле можно найти в работе [17].

К сожалению, конфигурацию межпланетных магнитных полей невозможно представить достаточно точно с помощью идеализированных моделей, для которых изменения в распределении частиц легко получить аналитически. Эта трудность обусловлена двумя фактами. Во-первых, огромная доля частиц непрерывно меняет свое состояние, то попадая в область захвата (между двумя зеркальными полями), то вырываясь из нее, и наоборот. Во-вторых, имеются доказательства того (см., например, [9, 8]), что при рассеянии частиц нарушаются обычные инварианты их движения. Поэтому необходимо более подробно рассмотреть ряд возможных процессов, чтобы в конце концов с их помощью дать физическую картину и полуколичественные расчеты ожидаемых эффектов в космических лучах.

12.2. Поток частиц в магнитном поле

12.2.1. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ПОЛЯ

Поток частиц в любом направлении вдоль крупномасштабного магнитного поля равен

$$F_{\parallel} = 2\pi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \psi(\theta) \omega \cos \theta \quad (\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}) \quad (12.5)$$

при скорости частиц ω и распределении их по питч-углам $\psi(\theta)$. Как отмечалось ранее, распределение частиц по скоростям, согласно наблюдениям, очень близко к изотропному распределению благодаря рассеянию как внутри земной орбиты, так и за ее пределами. Исключения представляют промежутки времени порядка

нескольких минут во время некоторых очень мощных хромосферных вспышек. Таким образом, достаточно ограничиться обсуждением изотропного случая, для которого $\psi(\theta) = N/4\pi$ и $F_{\parallel} = N\omega/4$. Отсюда следует, что общий

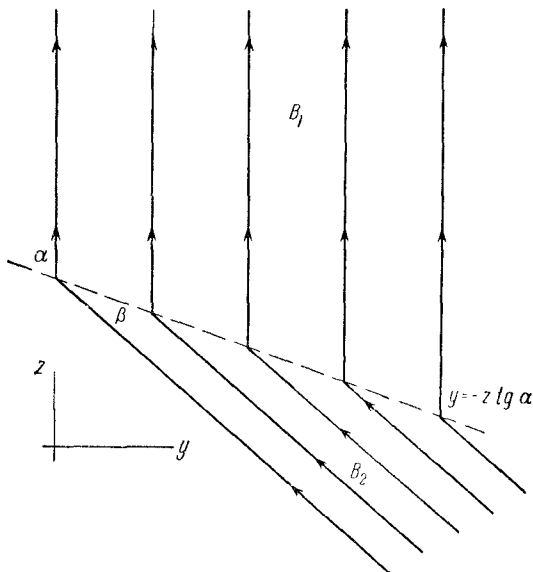


Рис. 12.1. Схематическая диаграмма силовых линий (сплошные линии) в области разрыва (пунктирная линия) крупномасштабного магнитного поля. Указаны координатные оси y , z , использованные при расчетах. Углы α и β — это углы между плоскостью разрыва и векторами \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_2 соответственно.

поток частиц вдоль трубки тока с переменным поперечным сечением и изотропным распределением частиц равен $N\omega A_{\text{мин}}/4$, где $A_{\text{мин}}$ — площадь минимального поперечного сечения вдоль трубки.

Общий поток частиц перпендикулярно крупномасштабному полю равен $F_{\perp} = Nu$, где u — скорость дрейфа, определяемая выражением (12.1).

Для дальнейших расчетов необходимо рассмотреть поток частиц в определенном угле в крупномасштабном магнитном поле, напряженность которого изменяется

от B_1 до B_2 ($B_2 > B_1$), как показано на рис. 12.1. Для простоты предположим, что отдельные силовые линии лежат в плоскости y, z , а через границу раздела B_1 и B_2 проходит плоскость, перпендикулярная плоскости y, z . Обозначим углы между плоскостью раздела и полями \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_2 соответственно через α и β . Направим ось z вдоль поля \mathbf{B}_1 . Тогда уравнение плоскости раздела имеет вид $z = -y \operatorname{ctg} \alpha$. Легко показать, что $B_1 \sin \alpha = B_2 \sin \beta$. Рассмотрим теперь частицу, для которой ведущий центр движется вдоль B_2 по направлению к точке излома поля. Если \mathbf{b} — единичный вектор в направлении \mathbf{B}_2 , то его можно разложить на составляющие $\mathbf{b} = \mathbf{e}_y \sin(\alpha - \beta) + \mathbf{e}_z \cos(\alpha - \beta)$. Движению частицы вдоль \mathbf{B}_2 по направлению к границе раздела соответствует условие $\mathbf{w} \cdot \mathbf{b} > 0$, где \mathbf{w} — скорость частицы вблизи границы. Со временем частицы должны пересекать плоскость $z = -y \operatorname{ctg} \alpha$ и попадать в поле \mathbf{B}_1 . Возникает вопрос, будут ли частицы возвращаться в поле \mathbf{B}_2 , т. е. отражаться полем \mathbf{B}_1 . Если \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный плоскости $z = -y \operatorname{ctg} \alpha$ и направленный в противоположную сторону по отношению к \mathbf{B}_2 , то его можно разложить на составляющие $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z \sin \alpha + \mathbf{e}_y \cos \alpha$. Условие пересечения границы в этом случае имеет вид $\mathbf{w} \cdot \mathbf{n} > 0$. Ниже будет показано, что ни одна частица не будет отражаться полем \mathbf{B}_1 .

Для решения вопроса об отражении важно отметить, что частица в поле \mathbf{B}_1 движется по спирали

$$x = R \sin \theta \sin(\Omega t - \varphi), \quad x_0 = -R \sin \theta \sin \varphi, \quad (12.6)$$

$$y = R \sin \theta \cos(\Omega t - \varphi), \quad y_0 = +R \sin \theta \cos \varphi, \quad (12.7)$$

$$z = \omega t \cos \theta + z_0, \quad (12.8)$$

где Ω — циклотронная частота и R — ларморовский радиус. При этом $\Omega R = \omega$ при условии, что скорость частицы перпендикулярна полю. Питч-угол равен θ . Точка, в которой частица пересекает границу, определяется координатами (x_0, y_0, z_0) при $t=0$, откуда получим $z_0 = -y_0 \operatorname{ctg} \alpha$. Частица не будет повторно пересекать границу, если выполняется условие $z > -y \operatorname{ctg} \alpha$ для всех значений $t > 0$. Таким образом, в итоге получим три

неравенства:

$$\operatorname{tg} \alpha + \sin \varphi \operatorname{tg} \theta > 0, \quad (12.9)$$

$$\sin \varphi \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} (\alpha - \beta) < 1, \quad (12.10)$$

$$\Omega t \operatorname{ctg} \theta > \operatorname{ctg} \alpha [\cos \varphi - \cos (\Omega t - \varphi)], \quad (12.11)$$

соответствующих неравенствам $\mathbf{w} \cdot \mathbf{n} > 0$, $\mathbf{w} \cdot \mathbf{b} > 0$ и $z > -y \operatorname{tg} \alpha$. Неравенство (12.11), очевидно, выполняется при всех значениях $\theta < \alpha$. Таким образом, если отражение имеет место, то оно должно происходить при больших значениях θ , близких к $\pi/2$. Очевидно, при $\theta \rightarrow \pi/2$ [что не нарушает неравенств (12.9) и (12.10), если φ одновременно стремится к нулю] неравенство (12.11) не выполняется при всех значениях $\Omega t > 0$, т. е. при этом имеет место отражение. Однако не представляет никакого труда показать, что при этом отраженная частица вскоре возвращается в поле B_2 уже с меньшим углом θ . При повторном отражении частица снова возвращается в поле B_2 с еще меньшим углом θ и т. д. до тех пор, пока в итоге она не пройдет в область поля B_1 без отражения.

Чтобы продемонстрировать это, рассмотрим силу Лоренца, действующую на частицу, которая входит в поле \mathbf{B}_1 с питч-углом θ , близким к $\pi/2$ [причем угол φ мал, так что выполняются неравенства (12.9) и (12.10)]¹⁾. Составляющая силы Лоренца в направлении \mathbf{B}_2 пропорциональна $\mathbf{b} \cdot (\mathbf{w} \times \mathbf{B}_1) = B_1 \dot{x} \sin (\alpha - \beta)$. Однако при θ , близком к $\pi/2$, и φ , близком к нулю, производная \dot{x} является положительной, поэтому $\mathbf{b} \cdot (\mathbf{w} \times \mathbf{B}_1) > 0$. Следовательно, за время пребывания в \mathbf{B}_1 частица отклоняется таким образом, что ее питч-угол при возвращении в \mathbf{B}_2 становится меньше, чем был при выходе из \mathbf{B}_2 . Частица совершает один оборот в \mathbf{B}_2 и возвращается в \mathbf{B}_1 с меньшим питч-углом по сравнению с ее первым попаданием в \mathbf{B}_1 . В результате θ становится несколько больше, однако при повторном отражении в \mathbf{B}_2 уменьшение питч-угла превысит указанное возрастание. Этот процесс продолжается до тех пор, пока частица не пройдет в поле \mathbf{B}_1 без отражения.

¹⁾ Отсюда следует, что питч-угол частицы в поле B_2 перед попаданием в B_1 также близок к $\pi/2$.

Таким образом, мы показали, что в конечном итоге все траектории в поле B_2 имеют свое продолжение в поле B_1 . Следовательно, если в B_2 поддерживается распределение частиц, изотропное по полусфере, обращенной к B_1 , то поток частиц вдоль B_2 в направлении к B_1 равен $N\omega/4$, где N — удвоенная плотность частиц, движущихся к B_1 . Поскольку поток частиц, подобно магнитному потоку, сохраняется, плотность потока частиц в B_1 уменьшается по сравнению с областью B_2 и равна $(N\omega B_1/4B_2)$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ вдоль B_1 .

Рассмотрим теперь обратную задачу о потоке в B_2 , обусловленном изотропным распределением частиц (по полусфере, обращенной к B_2) в поле B_1 . Каждая траектория частицы в B_2 связана с траекторией частицы в B_1 , поэтому в B_2 получаем изотропное распределение с той же плотностью, а поток частиц вдоль B_2 равен $(N\omega/4)$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Коэффициент передачи изотропного в B_1 распределения частиц, падающих на B_2 , в точности равен отношению модулей B_1/B_2 . Такая же картина имеет место при *плавном* изменении напряженности поля при переходе от B_1 к B_2 . Аналогичная ситуация возникает при слабом рассеянии отдельных частиц мелкомасштабными неоднородностями поля [8]. Это последнее обстоятельство необходимо иметь в виду, когда несколько позже мы будем рассматривать слабое рассеяние частиц. Так как последующие приложения этих результатов касаются в первую очередь эффективного потока частиц в радиальном направлении, то эффективный коэффициент прозрачности Ψ в любой точке можно представить в виде $\Psi = \cos \theta$, где θ — угол между направлением поля и радиальным направлением. Такой коэффициент прозрачности применим ко всем частицам, начиная с нулевой энергии и вплоть до энергии, при которой радиус кривизны частицы становится сравнимым с размерами поля. При более высоких энергиях Ψ приближается к единице.

12.2.2. НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ ПОЛЯ

Рассмотрим поток энергичных частиц в магнитном поле, которое заполнено волнами и неоднородностями с такой плотностью, что частицы при прохождении

через это поле испытывают многократное рассеяние. В противоположность свободному движению в крупномасштабных полях, в данном случае для исследования потока на основе простых физических соображений необходимо рассмотреть другой крайний случай, когда движение частиц имеет беспорядочный характер. Поле в этом случае считают совокупностью большого количества рассеивающих центров с плотностью \mathfrak{N} на единицу объема. Каждому центру приписывают размер l , в пределах которого преобладает поле одного знака. Обозначая среднее поле через B , получим, что отклонение Δ частицы с ларморовским радиусом R (в поле B) равно l/R в предположении, что $l < R$. В результате n случайных малых отклонений полное отклонение равно $\Theta = n^{1/2}\Delta$. Когда Θ достигает значения ~ 1 рад, мы считаем, что частица испытала рассеяние, сохраняя слабую корреляцию с первоначальным направлением ее движения. Такое рассеяние требует, чтобы частица прошла через n рассеивающих центров, где $n \approx (R/l)^2$. Средний свободный пробег λ при этом определяется из соотношения $1/\lambda = \mathfrak{N}l^2/n = \mathfrak{N}l^4/R^2$. С другой стороны, если $l \geq R$, то каждое отклонение эквивалентно рассеянию, а средний свободный пробег определяется из соотношения $1/\lambda = \mathfrak{N}l^2$. По-видимому, в некоторых случаях имеет место комбинация больших и малых рассеивающих центров. Приписывая индексы 1 и 2 малым и большим центрам соответственно и учитывая, что эффекты рассеяния (характеризующиеся величинами $1/\lambda$) являются аддитивными величинами, можно записать общее соотношение для среднего свободного пробега λ :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\mathfrak{N}_1 l_1^4}{R^2} + \mathfrak{N}_2 l_2^2. \quad (12.12)$$

Если рассеивающие центры сплошь заполняют пространство с плотностью $\mathfrak{N}(l)dl$ для размеров в интервале $(l, l+dl)$, то средний свободный пробег можно представить в виде

$$\frac{1}{\lambda} = \int_0^{\infty} dl l^2 \mathfrak{N}(l) f(l),$$

где $f(l)$ приблизительно равно единице при $l > R(l)$ и равно $[l/R(l)]^2$ при $l < R(l)$, а величина $R(l)$ — ларморовский радиус частицы в рассеивающем поле с размером l . Очевидно, можно пойти по пути дальнейшего обобщения (и усложнения) этой картины, если учитывать распределение неоднородностей с характерным размером l по напряженности поля в них и ларморовским радиусам частиц, однако такой шаг трудно обосновать в рамках настоящей элементарной теории. С физической точки зрения важно отметить то обстоятельство, что для малых рассеивающих центров ($l < R$) средний свободный пробег пропорционален квадрату жесткости частицы, а для больших рассеивающих центров ($l > R$) средний свободный пробег не зависит от жесткости частиц.

Полученный вывод следует осторожно применять к рассеивающим центрам различных размеров. Если рассеивающие центры представлять как отдельные трубки магнитных силовых линий, то рассеяние, вероятно, будет носить приблизительно изотропный характер, как это молчаливо предполагается. В этом случае для оценки эффективности рассеяния достаточно просто сравнить ларморовский радиус частицы R с диаметром трубки l . Однако, с другой стороны, если отдельные рассеивающие центры представляют собой выпуклости или волны на фоне крупномасштабного в других отношениях магнитного поля, то картина может быть несколько сложнее. Как отмечалось выше, для частиц с $R > l$ рассеяние описывается соотношением $1/\lambda \approx \mathcal{N} l^4/R^2$, которое при R , сравнимых с l , принимает вид $1/\lambda \approx \mathcal{N} l^2$. Однако при $R \ll l$ может получиться несколько другая ситуация, а именно: для частицы волна представляет собой лишь сглаженную крупномасштабную флуктуацию напряженности поля, в пределах которой движение частицы сохраняет адиабатический характер в соответствии с моделью ведущего центра. Частица будет проходить сквозь волну, если ее питч-угол достаточно мал, и будет отражаться от волны в противоположном случае. В результате рассеяние частиц будет неполным и, очевидно, не будет носить изотропного характера, как молчаливо предполагалось выше. Игнорирование некоторых деталей

мелкомасштабных флуктуаций межпланетного поля не позволяет провести более глубокое исследование этого вопроса, поэтому мы ограничимся лишь указанием о приблизительном характере настоящего рассмотрения, что должно служить предостережением о необходимости осторожности при применении полученных результатов¹⁾.

12.3. Кратковременное понижение интенсивности частиц

12.3.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим временное понижение интенсивности космических лучей типа форбуш-спада, которое наблюдается внутри солнечной системы после мощной солнечной вспышки. Обозначим через μ плотность частиц со скоростью ω в определенной точке пространства и в определенный момент времени. Если считать, что частицы движутся беспорядочно с пробегом длиной λ , то для определения μ следует использовать уравнение диффузии или уравнение Фоккера — Планка. В данном случае достаточно предположить, что пространственными изменениями λ можно пренебречь (более детальное рассмотрение этого вопроса можно найти в Приложении).

Таким образом, на основании элементарной кинетической теории поток частиц равен

$$F = -\frac{1}{3} \omega \lambda \nabla \mu \quad (12.13)$$

в системе отсчета, где рассеивающие центры неподвижны. Если рассеивающие центры движутся со скоростью v в неподвижной системе отсчета, в которой вычисляется μ , то в уравнение (12.13) следует ввести дополнитель-

¹⁾ Статистический характер движения частиц космических лучей в неупорядоченных магнитных полях рассмотрен в [27*, § 1.5в], где приведены также результаты для случаев дрейфа в неоднородностях (по сравнению с простым рассеянием это увеличивает «время столкновения», которое уже нельзя считать бесконечно малым). При этом можно пользоваться понятием диффузии частиц, но коэффициент диффузии существенно зависит не только от скорости частиц, но и от скорости их дрейфа в неоднородностях и размеров неоднородностей. Кроме того, в [27*] рассмотрено рассеяние частиц космических лучей неоднородностями поля при наличии регулярного крупномасштабного магнитного поля, когда следует учитывать анизотропный характер диффузии частиц. — *Прим. ред.*

ный член μv . Накопление частиц в любой точке пространства определяется выражением $-\nabla \cdot \mathbf{F}$. Следовательно, скорость изменения μ со временем будет определяться уравнением [13]

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{v}\mu) + \frac{1}{3} \omega \lambda \nabla^2 \mu. \quad (12.14)$$

Несколько позже будет показано, что частицы могут совершать беспорядочные движения со скоростью ω одновременно с диффузией на рассеивающих центрах в межпланетном пространстве. Этот вопрос будет обсуждаться впоследствии, когда будут получены приблизительные оценки этих эффектов. До тех пор будем предполагать, в противоположность простому случаю изотропного беспорядочного движения, что движение частиц происходит преимущественно вдоль силовых линий и большую часть времени поддается описанию в рамках модели с ведущим центром. Подобная ситуация, по-видимому, имеет место в межпланетном пространстве, и ее следует учитывать при рассмотрении эффектов в космических лучах, обусловленных ударной волной от Солнца после мощной вспышки. В таких случаях нужно применять несколько другое уравнение. В данном случае предполагается, что ударная волна от Солнца занимает относительно небольшую по толщине область сжатого магнитного поля, позади которой частицы движутся относительно свободно и имеют приблизительно постоянную плотность¹⁾. Обозначим через μ_0 плотность космических лучей со скоростью ω в области перед

¹⁾ Близкая модель была рассмотрена нами в [27*, § 62], где форбуш-понижения интенсивности космических лучей связывались с выметанием и торможением частиц движущимся от Солнца «полупрозрачным магнитным поршнем». При этом удается понять как отдельные эффекты Форбуша, так и случаи их суперпозиции, а также характер распространения солнечных частиц за поршнем вдоль квазирадиальных магнитных полей. В модели «полупрозрачного магнитного поршня» были рассмотрены как случай регулярного поля с существенной поперечной составляющей, так и случай наличия неоднородностей поля в поршне. За поршнем поле предполагалось квазирадиальным при наличии неоднородностей поля. Роль такого полупрозрачного магнитного поршня могут играть как рассматриваемые здесь ударные волны от хромосферных вспышек, так и ступки бессильных магнитных полей, рассматриваемые Э. И. Могилевским [28*]. — *Прим. ред.*

фронтом движущейся волны, а через μ_i плотность тех же частиц в области позади ударной волны.

Обозначим через Ψ коэффициент прозрачности для ударной волны. Область позади ударной волны на расстоянии $r(t)$ от Солнца занимает объем $1/3 r^3(t)$ на единицу телесного угла с центром на Солнце. Если скорости частиц распределены приблизительно изотропно, то общий поток частиц, проходящих через волну, равен $[\omega(\mu_0 - \mu_i)\Psi/4] \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Коэффициент прозрачности можно выразить через $\cos \theta$, если поле в ударной волне относительно сглажено, за исключением, возможно, лишь небольшого числа резких изломов. Угол θ представляет собой максимальный угол, который может иметь силовая линия по отношению к радиальному направлению в любом месте волны. Величина $\cos \theta$ показывает, в какой степени конфигурация силовых линий напоминает горлышко бутылки. С другой стороны, коэффициент прозрачности можно записать в виде $4\lambda/3h$, если поле тонкой ударной волны достаточно нерегулярное, чтобы движение частиц было беспорядочным в пределах расстояния h , которое представляет собой эффективную ширину неупорядоченного волнового фронта. В таком представлении $(\mu_0 - \mu_i)/h$ выражает градиент эффективной плотности частиц, который следует использовать в уравнении (12.13).

Ударную волну пересекает также дополнительный поток частиц $(\Psi\mu_0 dr/dt) \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, обусловленный тем, что по мере продвижения от Солнца ударная волна занимает область пространства, первоначально занятую частицами с плотностью μ_0 .

Площадь волнового фронта равна r^2 на единицу телесного угла, поэтому из выражения для сохранения количества частиц в единице телесного угла получим [17]

$$\frac{d(r^3\mu_i/3)}{dt} = r^2\Psi \left[\frac{\omega(\mu_0 - \mu_i)}{4} + \frac{\mu_0 dr}{dt} \right] + S,$$

где S — функция источника (число частиц за 1 сек на 1 стер). Применяя обозначение $\Delta\mu = \mu_0 - \mu_i$, получим

$$\frac{d\Delta\mu}{dt} = \frac{3}{r} \left[\mu_0(1 - \Psi) \frac{dr}{dt} - \left(\frac{\omega}{4} \Psi + \frac{dr}{dt} \right) \Delta\mu \right] - \frac{3}{r^3} S(t, \Delta\mu). \quad (12.15)$$

Функция источника S может описывать инжекцию частиц от солнечных вспышек или может относиться к частицам, дрейфующим внутрь области позади фронта ударной волны. Дрейф частиц со средней скоростью u вносит в общее изменение плотности вклад порядка $u\Delta\mu r^2/2$, что запишем в виде $S = \frac{1}{2}\xi r^2 u \Delta\mu$, где ξ — «эффективный» множитель, характеризующий эффективность дрейфа.

Уравнение (12.15) применимо к частицам одинаковой скорости ω . Поэтому если ω должно изменяться со временем в результате замедления частиц в расширяющемся объеме позади ударной волны, то (12.15) до известной степени превращается в уравнение Лагранжа для $\Delta\mu$ (в пространстве скоростей). Приблизительный характер предыдущего рассмотрения не позволяет точно рассчитать эффект изменения ω , который можно было бы учесть на основе соответствующего уравнения Фоккера — Планка. В данном случае достаточно рассмотреть здесь *среднюю* частицу, для которой мы примем среднее время жизни Υ области позади ударного фронта и среднюю потерю энергии, которая связана с начальной энергией W соотношением $\Delta W \equiv \Upsilon \partial W / \partial t$. Производная по времени $\partial W / \partial t$ характеризует среднюю скорость изменения энергии частицы во время ее пребывания в области позади ударной волны. Обозначим через $\mu_0(W) dW$ и $\mu_i(W) dW$ число частиц на единицу объема в интервале энергий $(W, W + dW)$. Отсюда следует, что с точностью до членов первого порядка малости $\Delta W/W$ и $\Delta\mu/\mu_0$ изменение плотности частиц $\Delta M(W)$ при изменении энергии ΔW равно

$$\begin{aligned} \Delta M(W) &= \frac{\mu_0(W - \Delta W)}{1 + \frac{\partial \Delta W}{\partial W}} - \mu_0(W) \approx \\ &\approx - \frac{\partial}{\partial W} [\mu_0(W) \Delta W], \end{aligned} \quad (12.16)$$

что сравнимо с изменением плотности $\Delta\mu(W)$ при выметании частиц ударной волной¹⁾.

¹⁾ Необходимо отметить, что при понижении интенсивности величина $\Delta M < 0$, тогда как при понижении интенсивности $\Delta\mu > 0$ по определению.

Чтобы вычислить ΔW , сначала отметим, что среднее время жизни Υ по порядку величины соответствует характерному времени r/ω перемещения частицы на расстояние r , умноженному на число отражений $1/\Psi$ перед утечкой из области рассеяния. Следующая задача сводится к оценке $\partial W/\partial t$ для средней частицы. Причиной изменения энергии частицы со временем $\partial W/\partial t$ является непрерывное расширение области позади ударной волны, которое приводит к адиабатическому охлаждению захваченных частиц. Рассмотрим сначала некоторое количество частиц, зажатых под действием поршня в цилиндре с длиной h . Ограничивая наше внимание движением частиц со скоростью ω и импульсом p вдоль оси цилиндра, легко заметить, что давление на поршень равно $1/2 N \omega \times 2p$, где N — плотность частиц. Так как $Nh = \text{const}$, то легко показать на основании энергетических соотношений, что перемещение поршня на расстоянии dh приводит к изменению энергии отдельной частицы $dx \equiv dW/W_0$, которое можно представить в виде

$$\frac{(x+1)}{x(x+2)} dx = -\frac{dh}{h}.$$

Интегрируя это выражение, получаем $x(x+2)h^2 = \text{const}$ или $ph = \text{const}$. Обобщение этого одномерного результата на случай трех измерений затруднено тем, что импульсы частиц в трех различных измерениях не являются независимыми, в противоположность случаю нерелятивистской области. В данном случае для оценки ΔM достаточно предположить, что все частицы можно разделить на три равные группы для трех различных направлений, причем частицы каждой группы движутся параллельно одному из трех главных направлений. В этом случае $ph = \text{const}$ для каждого из трех направлений, а среднее изменение энергии равно

$$\frac{dx}{dt} \approx -\frac{x(x+2)}{x+1} \frac{1}{3V} \frac{dV}{dt}$$

при малых изменениях объема V . Полное и строгое рассмотрение этого вопроса можно найти в работе [25].

Если V пропорционально $r^3(t)$, то из приведенного выше соотношения получим

$$\frac{\partial W}{\partial t} \approx -W_0 \frac{x(x+2)}{x+1} \frac{1}{r} \frac{dr}{dt}. \quad (12.17)$$

Представляя $\dot{\gamma}$ в простой форме $\zeta r/\omega\Psi$, где ζ считается константой порядка единицы, можно переписать теперь (12.15) в виде

$$\Delta M \approx \frac{\zeta}{c} \frac{dr}{dt} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ [x(x+2)]^{1/2} \frac{\mu_0(x)}{\Psi} \right\}, \quad (12.18)$$

если предположить, что ζ не зависит от энергии. Если энергетический спектр $\mu_0(x)$ записать в виде обычной степенной функции $\mu_0(x) \sim x^{-x}$ и если Ψ не зависит от x , то (12.18) сводится к соотношению

$$\frac{\Delta M(x)}{\mu_0(x)} = -\frac{\zeta}{c\Psi} \frac{dr}{dt} \left\{ x \frac{[x(x+2)]^{1/2}}{x} - \frac{x+1}{[x(x+2)]^{1/2}} \right\}. \quad (12.19)$$

В ультрарелятивистском случае ($x \gg 1$) (12.19) переходит в

$$\frac{\Delta M}{\mu_0(x)} \sim -\frac{\zeta}{c\Psi} \frac{dr}{dt} (x-1); \quad (12.20)$$

в нерелятивистском случае ($x \ll 1$) — в

$$\frac{\Delta M}{\mu_0(x)} \sim -\frac{\zeta}{c\Psi} \frac{dr}{dt} \left(\frac{2}{x}\right)^{1/2} \left(x - \frac{1}{2}\right). \quad (12.21)$$

Амплитуда понижения интенсивности космических лучей позади ударной волны, движущейся от Солнца, приблизительно равна разности $\Delta\mu - \Delta M$, которая определяется при помощи (12.15) и (12.19). Эти выражения применимы в случае идеализированной ударной волны, показанной на рис. 10.5, в которой Ψ не зависит от жесткости частиц вплоть до ~ 50 Бв. В других случаях Ψ должно входить под знак дифференцирования, например при наличии рассматриваемого рядом авторов диффузного фронта, для которого $\Psi = 4\lambda/3h$.

Когда все пространство предполагается заполненным рассеивающими центрами, как в случае (12.14), вычислить ΔM гораздо труднее, так как $\dot{\gamma}$ в этом случае является функцией расстояния. По порядку величины $\dot{\gamma}$ соответствует интервалу времени, в течение которого

частица в процессе беспорядочного движения проходит расстояние s к ближайшей открытой границе. Так как s можно определить, то $\Gamma = O(s^2/\lambda\omega)$, где λ — средний свободный пробег, определяемый согласно (12.12). Этот эффект будет рассмотрен впоследствии, когда мы обратимся к особым случаям.

12.3.2. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ ЭФФЕКТОВ

Имеется возможность оценить относительную роль ударного фронта и замедления частиц в расширяющейся области позади фронта, которую играют эти эффекты в выталкивании космических лучей из солнечной системы. Амплитуду понижения интенсивности в процессе выталкивания можно получать на основании (12.15) в предположении о квазистатическом состоянии межпланетной среды.

Пренебрегая величиной $d\Delta\mu/dt$, получим

$$\Delta\mu = \mu_0 \frac{dr}{dt} \frac{1 - \Psi}{\frac{\omega\Psi}{4} + \frac{dr}{dt}}$$

при отсутствии других источников. При понижении интенсивности даже на несколько процентов имеем $\Psi \ll 1$. С другой стороны, в большинстве случаев понижение составляет незначительную долю полной интенсивности, т. е. $\Delta\mu \ll \mu_0$. Это позволяет предположить, что скорость частиц настолько превышает скорость волны, что $\omega\Psi/4 \gg dr/dt$. Следовательно,

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} \approx \frac{4}{\omega\Psi} \frac{dr}{dt}.$$

Отсюда следует, что отношение эффекта ударного фронта к эффекту замедления за фронтом волны составляет

$$\frac{\Delta\mu}{-\Delta M} \sim \frac{4}{\zeta(x-1)} \quad (12.22)$$

для $x \gg 1$ и

$$\frac{\Delta\mu}{-\Delta M} \sim \frac{2}{\zeta\left(x - \frac{1}{2}\right)} \quad (12.23)$$

для $\kappa \ll 1$. Для релятивистских энергий ($\kappa \gg 1$), согласно наблюдениям, x будет порядка 2,6, откуда отношение двух эффектов равно $2,5/\xi$. Вероятно, в области нерелятивистских энергий нельзя подобрать единое значение x . В этом случае x , по-видимому, несколько меньше 2,6. Выражение (12.21) примерно в 2 раза меньше (12.20), так как эффективность адиабатического замедления нерелятивистских частиц вдвое меньше, чем для частиц релятивистских энергий. Энергия частицы в этом случае пропорциональна не $V^{-1/3}$, а $V^{-2/3}$. Таким образом, приходим к общему выводу, что амплитуда понижения интенсивности космических лучей в результате замедления сравнима с амплитудой понижения в результате выметания частиц ударной волной.

12.3.3. РЕШЕНИЯ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ВРЕМЕНИ

Расчет кратковременного понижения интенсивности космических лучей после мощной солнечной вспышки можно продолжить на основании соотношения (12.14) или (12.15), зависящего от степени неупорядоченности соответствующих магнитных полей. Поля идеализированных ударных волн являются в достаточной степени упорядоченными, так что соотношение (12.15), вероятно, более применимо в данном случае, хотя в соответствии с тем, что говорилось в гл. 11, необходимо (по крайней мере по теоретическим соображениям) допустить возможность неупорядоченности поля. По этой причине мы рассмотрим оба случая, начиная с ранней догадки Моррисона [11] о том, что причиной форбуш-понижений могут быть огромные облака плазмы, содержащие неупорядоченные магнитные поля. Трудности этой модели заставят перейти к модели ударных волн рис. 10.5, в основу которой положены динамические процессы.

а. Модель облака с неупорядоченными магнитными полями. Рассмотрим интенсивность космических лучей внутри движущегося от Солнца огромного расширяющегося облака плазмы, содержащего неупорядоченное магнитное поле. Предположим для простоты, что облако имеет форму сферы с радиусом $a(t)$. В качестве первого примера рассмотрим случай, когда неупорядоченные

поля в облаке статистически однородны, так что средний свободный пробег λ для частиц со скоростью w всюду одинаков. Выберем начало координат в центре облака и обозначим через r расстояние, измеряемое от начала координат. Будем предполагать, что плотность μ частиц за пределами облака [$r > a(t)$] поддерживается на неизменном уровне μ_0 .

Необходимо рассмотреть два важных случая. Во-первых, можно представить себе, что облако сравнительно быстро расширяется до некоторых довольно больших размеров (скажем, $a > 1$ а. е.), а затем расширяется очень медленно или совсем прекращает расширяться. Этот случай приблизительно соответствует ударной волне с $\lambda > 1$, так что скорость расширения уменьшается со временем по закону $1/t^{1-1/\lambda}$, имея очень большую величину вблизи Солнца и несколько меньшую за пределами земной орбиты. В этом случае можно предположить, что имеет место сравнительно слабая диффузия частиц внутрь облака в период фазы расширения и относительно малое расширение в период последующей диффузионной стадии. Начальный период понижения интенсивности космических лучей соответствует фазе расширения, а восстановление интенсивности к нормальному уровню происходит в результате диффузии частиц внутрь облака.

Во-вторых, в противоположность первому случаю, можно представить себе, что расширение и диффузия происходят одновременно. В этом случае между этими двумя конкурирующими процессами поддерживается приблизительное равновесие. Эти два физически различных случая допускают возможность чисто математического подхода к решению уравнения (12.14). Пренебрегая диффузией во время расширения облака от радиуса a_1 до a_2 , получим плотность $\mu_2 = \mu_1 (a_1/a_2)^3$, если начальная плотность была равна μ_1 ¹⁾. Пока a имеет фиксированное значение a_1 , диффузия за пределами этого расстояния можно описать уравнением (12.14) при $v=0$:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{w\lambda}{3} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \mu}{\partial r} \right). \quad (12.24)$$

1) Эффектом замедления частиц пренебрегаем.

Применяя обычное преобразование Лапласа к начальным условиям задачи (см., например, [3]), получим решение (12.24) в виде

$$\mu(r, t) = \mu_2 + (\mu_0 - \mu_2) \times \left\{ 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{a_2}{n\pi r} \sin \frac{n\pi r}{a_2} \exp \left(-\frac{\omega^2 \lambda^2 n^2 \pi^2 t}{3a_2^2} \right) \right\}.$$

Можно последовательно проделать ряд таких произвольных этапов расширения и диффузии, чтобы получить искомое приближение для любого вида расширения. Для целей иллюстрации достаточно рассмотреть один такой этап. Предположим, что первоначальная плотность частиц в облаке равна μ_0 , а затем облако увеличивает свой радиус примерно в $(4/3)^{1/3} \approx 1,10$ раза. Тогда в результате форбуш-понижения плотность частиц уменьшается до уровня $\mu_2 = 0,75 \mu_0$, причем это понижение имело место в период фазы расширения. Восстановление интенсивности происходит в соответствии с (12.24), начиная с момента $t=0$. Характерное время восстановления может быть порядка 1—2 суток. Принимая значения $\omega\lambda/3 = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^2/\text{сек}$ (т. е. $\omega \approx c$ и $\lambda \approx 0,25 \cdot 10^6 \text{ км}$) и $a_2 = 1 \text{ а. е.} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}$, получим

$$\mu(r, t) \approx \mu_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_2}{n\pi r} \sin \frac{n\pi r}{a_2} \exp \left(-\frac{n^2 t}{10^5} \right) \right\}.$$

Характерное расстояние r , по-видимому, составляет $0,5 a_2$, а облако расширяется на расстояние $0,5 \text{ а. е.}$ за пределы земной орбиты. В итоге получим форбуш-спад, показанный на рис. 12.2, где период фазы понижения произвольно выбран равным 6 час.

Длительность периода восстановления зависит от соответствующего выбора величины a_2 и среднего свободного пробега λ . Однако несколько позже будет показано, что слишком большое время восстановления для некоторых случаев форбуш-понижений, порядка недель или месяцев, не укладывается в эту схему. Необходимые значения λ в этом случае становятся невероятно малыми. Отсюда следует, что подобное длительное пони-

жение может иметь место только в результате длительного расширения. Это обстоятельство позволяет нам перейти к следующему примеру. При наличии длительного

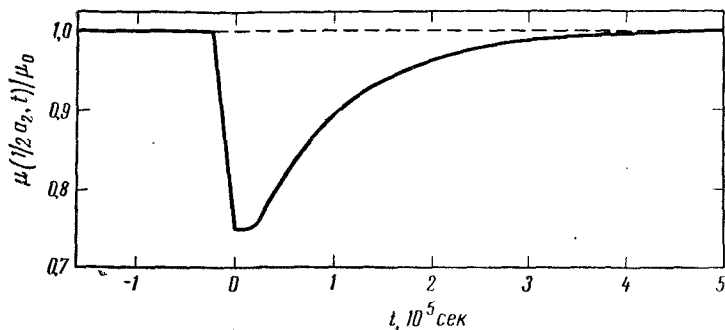


Рис. 12.2. Зависимость интенсивности космических лучей от времени в облаке с неупорядоченным магнитным полем при условии, что в начальный момент существовало диффузионное равновесие между плотностью космических лучей μ_0 внутри и вне облака. Точка наблюдения выбрана посередине между центром и периферией облака радиусом 1 а. е. В начальный период расширения облака от 0,9 а. е. до 1,0 а. е. диффузия не учитывалась, а длительность этой фазы на кривой временного хода интенсивности была произвольно выбрана равной 6 час. Время на графике измеряется в единицах 10^5 сек для случая $\omega\lambda = 7,5 \cdot 10^{20}$ см²/сек.

радиального расширения облака с радиальной скоростью $v(r, t)$ для облака в целом уравнение (12.14) принимает вид

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 v(r, t) \mu] + \frac{\omega\lambda}{3} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \mu}{\partial r} \right). \quad (12.25)$$

Простой случай стационарного расширения, когда

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + v(r, t) \frac{\partial \mu}{\partial r} = 0, \quad (12.26)$$

можно описать теперь, выражая $\mu(r, t)$ через единственную переменную $z \equiv r/t^\beta$. Внешняя граница облака находится при $z_1 = a(t)/t^\beta$. В этом случае предполагается, что плазма и поля движутся таким образом, что z остается постоянным для любого определенного элемен-

та плазмы. Необходимо заметить, что

$$v(r, t) = \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)_z = \frac{\beta r}{t} a(t) = z_1 t^\beta.$$

Наконец предположим, что коэффициент диффузии $\omega\lambda/3$ можно записать в виде qt^γ , где q — постоянная. На основе принятых предположений легко показать, что соотношение (12.26) выполняется, а (12.25) принимает вид

$$\frac{d^2\mu}{dz^2} + \frac{2}{z} \frac{d\mu}{dz} - \frac{3\beta}{q} \mu = 0 \quad (12.27)$$

при условии, что $2\beta = \gamma + 1$. Решение (12.27) выражается через модифицированные функции Бесселя половинного порядка. Если μ ограничено в начале координат и равно μ_0 на поверхности облака, то легко показать, что при таких граничных условиях искомое решение (12.27) имеет вид

$$\mu(z) = \mu_0 \frac{z_1}{z} \frac{\text{sh} \left[z \left(\frac{3\beta}{q} \right)^{1/2} \right]}{\text{sh} \left[z_1 \left(\frac{3\beta}{q} \right)^{1/2} \right]}. \quad (12.28)$$

Прежде чем переходить к выбору соответствующих значений β , отметим, что, согласно наблюдениям, амплитуда понижения в начальный период форбуш-спада слабо зависит от магнитной жесткости отдельных частиц. Для осуществления подобного эффекта необходимо, чтобы значение λ сравнительно слабо зависело от энергии частиц κ , как уже отмечалось в настоящей главе. Как видно из (12.12), для этого необходимо, чтобы магнитные неоднородности, придающие магнитному полю неупорядоченный характер, имели большие размеры ($l > R$) в период расширения облака. Однако при наличии таких неоднородностей, которые расширяются пропорционально расширению облака в целом, λ характеризует расстояние между отдельными неоднородностями, поэтому λ возрастает пропорционально размерам облака. Отсюда следует, что мы должны положить $\beta \approx \gamma$ и, следовательно, $\beta = \gamma = 1$ в силу ограничения $2\beta = \gamma + 1$. Таким образом, мы рассматриваем линейное расширение

со скоростью $z(r, t)$, поэтому периферия облака находится на расстоянии $a(t) = z_1 t$.

Поскольку расширение облака считается неограниченным, в противоположность предыдущему случаю, мы поместим эффективный центр облака на Солнце. Тогда характерная скорость расширения составляет около 1500 км/сек. Понижение интенсивности на орбите Земли начинается в момент $t = 10^5$ сек после выбрасывания облака из Солнца. На рис. 12.3 показана интенсивность космических лучей на расстоянии $r = 1$ а. е. для различных значений $z_1 (3/q)^{1/2}$. Следует отметить, что значение коэффициента диффузии $\omega\lambda/3 = 10^{21}$ см²/сек при радиусе облака ~ 1 а. е. соответствует величине $q = 10^{16}$ см²/сек и, следовательно, величине $z_1 (3/q)^{1/2} \approx 2,6$.

Если мы теперь попытаемся применить модель облака с однородно неупорядоченным полем к специальному случаю понижения интенсивности космических лучей, то обнаружим, что эта модель предсказывает тесную корреляцию между начальной скоростью спада интенсивности и полной амплитудой понижения. Для тех случаев, когда восстановление интенсивности происходит довольно медленно, применима квазистационарная модель, показанная на рис. 12.3, из которого очевидна связь между начальной скоростью понижения $d\mu/dt$ и полной амплитудой понижения $\mu_0 - \mu$. В качестве примера рассмотрим форбуш-спад со сравнительно большой начальной скоростью понижения $\sim 5\%$ в час. Согласно рассматриваемой модели, должно выполняться соотношение $z_1 (3/q)^{1/2} \approx 3$, а ожидаемая полная амплитуда понижения $\sim 70\%$. Однако в действительности между скоростью понижения и максимальной амплитудой понижения наблюдается очень слабая корреляция. При резком начале эффекта его общая амплитуда может достигать всего $\sim 5-15\%$. Отсюда непосредственно видна необходимость модификации этой модели. Вместо однородного облака нужно рассматривать облако в виде толстой полый оболочки¹⁾. В простейшем случае по-

¹⁾ Такого рода модель форбуш-понижений рассматривалась в [29*—32*]. Критическое рассмотрение возможных механизмов модуляции космических лучей в межпланетном пространстве см. в [27*, гл. VI]. — *Прим. ред.*

ложим, что $\omega\lambda/3=q_1t$ при $z_1>z>z_2$ и $\omega\lambda/3=q_2t$ при $z_2>z>0$. Как и раньше, будем исходить из граничных условий $\mu(z_1)=\mu_0$ и

$$\mu(z_2) = \mu_0 \frac{z_1 \operatorname{sh} [z_2 (3/q_1)^{1/2}]}{z_2 \operatorname{sh} [z_1 (3/q_1)^{1/2}]}.$$

Если $q_2=\infty$, то интенсивность космических лучей в области $z<z_2$ постоянна, поэтому самый быстрый спад

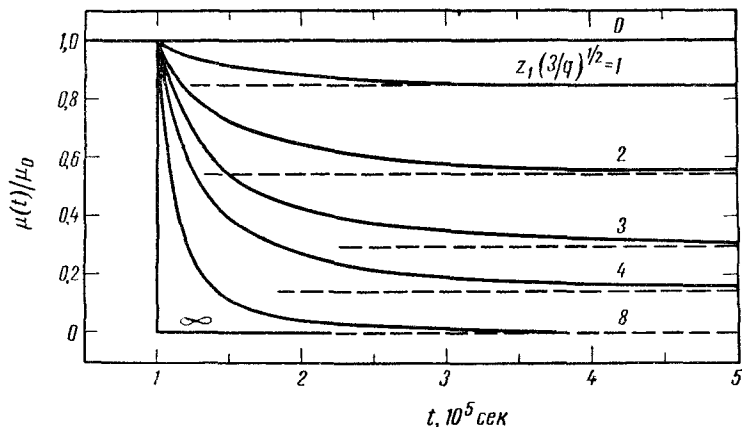


Рис. 12.3. Временной ход интенсивности космических лучей на Земле для модели сферического облака с центром на Солнце при периферийной скорости расширения ~ 1500 км/сек. Для каждой кривой указано соответствующее значение $z(3/q)^{1/2}$.

(при малом q_1) можно ограничить на любом заданном уровне с помощью изменения z_2 .

В отличие от описанных случаев понижений, в которых наблюдается отсутствие корреляции между начальной скоростью спада и общей амплитудой понижения интенсивности, имеются случаи противоположного характера, когда понижение с большой общей амплитудой развивается в течение нескольких дней. Соответствующее решение уравнения легче всего получить в предположении, что облака с неупорядоченным полем последовательно испускаются Солнцем с интервалом в один день. Это эквивалентно единственному огромному

облаку, в котором $\omega\lambda/3$ уменьшается в направлении к центру. Эту модель можно описать так же, как и в предыдущем случае, путем последовательных приближений по q , причем $q_2 > q_1$.

Согласно модели облака с неупорядоченным полем, существенного уменьшения интенсивности в период форабуш-спада следует ожидать в том случае, если коэффициент диффузии не превышает по крайней мере 10^{21} см²/сек. Для релятивистских частиц ($\omega \approx c$) это означает, что средний свободный пробег λ по крайней мере не больше 10^{11} см. Так как эффект понижения затрагивает частицы с жесткостью до 30 или 50 Бв (по крайней мере в начальный период), то средний свободный пробег должен быть сравнительно нечувствительным к энергии частиц в этот период. Это означает, что магнитные неоднородности, размеры которых не могут быть больше λ , должны иметь достаточно большую напряженность поля, чтобы радиус R кривизны частиц в них был несколько меньше их размеров. Выражаясь осторожно, это значит, что радиус R должен не превышать $0,5 \cdot 10^{11}$ см на орбите Земли для частиц с жесткостью ~ 30 Бв/нуклон, а, возможно, должен быть даже гораздо меньше. Как впервые указал Моррисон, соответствующее магнитное поле должно быть не больше $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ гс. Такие большие поля пока не наблюдались в межпланетном пространстве, а в связи с движением межпланетного вещества трудно предполагать возможность их образования. Это теоретическое затруднение можно пояснить следующим образом. Изотропное расширение облака плазмы после испускания из Солнца приводит к изменению поля в нем по закону $V = V_0(N/N_0)^{2/3}$. Если в области фотосферы $V_0 = 10^3$ гс, а $N_0 \approx 10^{14}$ см⁻³, то на орбите Земли получим $V = 10^{-5}$ гс и $N \approx 10^2$ см⁻³. Если поля в короне достигают ~ 5 гс при $N_0 = 10^8$ см⁻³, то по орбите Земли получим соответственно $V = 5 \cdot 10^{-4}$ гс.

В заключение можно сделать вывод, что появилась необходимость построить новую модель, в которой магнитные поля играли бы более эффективную роль. Другая возможность, очевидно, сводится к построению модели с более упорядоченными полями.

б. Модель с простой ударной волной. Рассмотрим понижение интенсивности космических лучей под действием ударных волн, описанных в гл. 8. Радиус ударной волны пропорционален $t^{1/\lambda}$ ($r = t^{1/\lambda}/\eta^{1/\lambda}$), поэтому $dr/dt = r/\lambda t^1$). Отсюда амплитуду интенсивности понижения вследствие замедления частиц можно непосредственно получить с помощью (12.20) и (12.21):

$$\frac{\Delta M}{\mu_0} = -\frac{\zeta}{\lambda \Psi} \frac{r}{ct} \times \begin{cases} x-1 & \text{для } x \gg 1, \\ \left(\frac{2}{x}\right)^{1/2} \left(x - \frac{1}{2}\right) & \text{для } x \ll 1. \end{cases} \quad (12.29)$$

Коэффициент прозрачности Ψ , по существу, не зависит от энергии вплоть до энергий, при которых отдельные частицы начинают свободно проникать через ударный фронт (т. е. при энергии $\sim 5 \cdot 10^{10}$ эв/нуклон). Таким образом, при релятивистских энергиях меньше $\sim 5 \cdot 10^{10}$ эв значение $\Delta M/\mu_0$, по существу, не зависит от жесткости частиц. Для нерелятивистских энергий $\Delta M/\mu_0$ обратно пропорционально скорости или жесткости. Конечно, эта оценка является весьма приближенной. Для большей ясности рассмотрим величину $\Delta\mu$, обратив внимание на то обстоятельство, что ΔM и $\Delta\mu$ пропорциональны скорости ударной волны, интенсивности космических лучей μ_0 и обратно пропорциональны коэффициенту прозрачности Ψ и скорости частицы. Временные и спектральные характеристики ΔM и $\Delta\mu$ также весьма схожи.

Амплитуда понижения при выметании частиц движущимся ударным фронтом представляет собой зависящее от времени решение уравнения (12.15):

$$\begin{aligned} \Delta\mu(t) = \Delta\mu(t_0) & \left[\frac{r(t_0)}{r(t)} \right]^3 \exp \left[-\frac{3w}{4} \int_{t_0}^t \frac{dq\Psi(q)}{r(q)} \right] + \\ & + \frac{3\mu_0}{r^3(t)} \int_{t_0}^t du r^2(u) \frac{dr}{du} [1 - \Psi(u)] \times \\ & \times \exp \left[-\frac{3w}{4} \int_u^t dv \frac{\Psi(v)}{r(v)} \right]. \end{aligned} \quad (12.30)$$

1) Следует отметить, что средний свободный пробег не фигурирует в этих расчетах, так что не должно быть никаких недоразумений в отношении смысла λ .

если пренебречь в данном случае членом, соответствующим источнику частиц. Время отсчитывается от начала солнечной вспышки, генерировавшей ударную волну, т. е. $t_0=0$. Предполагается, что начальная интенсивность космических лучей в короне, где была генерирована ударная волна, совершенно неизвестна и несущественна из-за расширения и последующего перераспределения частиц, поэтому членом $\Delta\mu(t_0)$ можно пренебречь. Далее, в качестве первого приближения мы пренебрегаем тем, что коэффициент прозрачности $\Psi(t)$ является медленно возрастающей функцией t в случае идеализированной ударной волны¹⁾. В этом случае решение (12.15) непосредственно сводится к выражению

$$\Delta\mu = \mu_0 \frac{1 - \Psi}{1 + \frac{\Psi\omega t}{4r}}, \quad (12.31)$$

если $\lambda = 1$. При $\lambda \neq 1$ получим

$$\Delta\mu = \mu_0 \frac{3(1 - \Psi)}{\lambda t^{3/\lambda}} \exp\left[-\frac{3\Psi\omega\lambda t}{4(\lambda - 1)}\right] \times \\ \times \int_0^t du u^{3/\lambda - 1} \exp\left[\frac{3\Psi\omega\lambda\eta^{1/\lambda}u^{1-1/\lambda}}{4(\lambda - 1)}\right].$$

Предполагая, что амплитуда понижения $\Delta\mu$ мала по сравнению с μ_0 , т. е. $\Psi\omega t/r \gg 1$, можно воспользоваться выражением для асимптотического расширения:

$$\exp(-st^\beta) \int_0^t du u^\alpha \exp su^\beta \sim \\ \sim \frac{t^{\alpha-\beta+1}}{\beta s} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha-\beta+1)(\alpha-2\beta+1)\dots(\alpha-n\beta+1)}{(-\beta s t^\beta)^n} \right\}. \quad (12.32)$$

¹⁾ В некоторых случаях $\Psi(t)$ может расти почти с такой же скоростью, как $r(t)$, поэтому допущение $d\Psi/dt = 0$ является довольно грубым приближением.

Окончательно получим

$$\Delta\mu \sim \mu_0 \frac{4(1-\Psi)}{\lambda\Psi} \frac{r}{\omega t} \left\{ 1 - \frac{4(4-\lambda)r}{3\lambda\Psi\omega t} + \dots \right\}. \quad (12.33)$$

Это асимптотическое выражение справедливо как для $\lambda=1$, так и для $\lambda>1$, если предположить, что $\Psi\omega t \gg r$.

Зависимость амплитуды понижения $\Delta\mu$ от энергии имеет довольно простой вид. В первом приближении $\Delta\mu$ пропорционально $1/\Psi$. Коэффициент прозрачности остается постоянным вплоть до энергий порядка $(5-10) \cdot 10^{10}$ эв/нуклон. Начиная с этой энергии, отдельные частицы могут свободно проникать через поле и уже перестают двигаться вдоль силовых линий. Следовательно, $\Delta\mu$ зависит преимущественно от скорости частиц, а не от их жесткости. Скорость частиц становится, по существу, постоянной при энергии выше $\sim 2 \cdot 10^9$ эв/нуклон. Таким образом, вплоть до энергий $\sim 2 \cdot 10^9$ эв/нуклон $\Delta\mu$ изменяется обратно пропорционально скорости или жесткости частицы. При энергии выше $2 \cdot 10^9$ эв и приблизительно до энергий $5 \cdot 10^{10}$ эв $\Delta\mu$ также изменяется обратно пропорционально скорости или жесткости частиц. Начиная с энергий около $5 \cdot 10^{10}$ эв, величина $\Delta\mu$ уменьшается до нуля, так как частицы начинают проникать через поле. Такая энергетическая зависимость для $\Delta\mu$ близка к аналогичной зависимости для $-\Delta M$.

Рассмотрим поведение амплитуды понижения $\Delta\mu$ в промежуточной области энергий, где $\Delta\mu$ не зависит от энергии, в данном случае для области энергий, регистрируемых детекторами космических лучей на высоте гор. При $r/t = 1,5 \cdot 10^8$ см/сек и $\omega \approx c$ первый член в (12.33) имеет вид

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} = \frac{2 \cdot 10^{-2}}{\lambda} \frac{1-\Psi}{\Psi}.$$

Для ударной волны с неизменной энергией ($\lambda=3/2$) коэффициент прозрачности $\Psi = \cos \theta = B_r/B$ (где B_r — радиальная составляющая общего поля B перед ударной волной), по-видимому, равен $\sim 0,25$, откуда получаем умеренное понижение $\Delta\mu/\mu_0 \approx 0,04$. Для мощной ударной волны, энергия которой растет со временем линейно

($\lambda = 1$), Ψ может быть $\sim 0,1$, откуда получим $\Delta\mu/\mu_0 \approx 0,20$. Амплитуда понижения вследствие замедления частиц имеет сравнимую величину, достигая максимальных значений примерно 0,1 и 0,4 соответственно.

Период фазы понижения, по существу, представляет собой интервал времени, необходимый для того, чтобы точка наблюдения переместилась из свободного пространства непосредственно перед фронтом волны в область позади области максимального уплотнения газа в ударной волне. Этот промежуток времени может быть особенно коротким в случае волны с $\lambda = 3/2$ и единственным уплотнением газа в области переднего фронта. В этом случае характерное время понижения для частиц с ларморовским радиусом R при движении волны со скоростью v составляет $2R/v$. При $v = 10^8$ см/сек и напряженности поля $\sim 10^{-4}$ гс это время составляет около 2 час. В случае ударной волны, подталкиваемой возмущенной короной ($\lambda < 3/2$), полное понижение достигается только тогда, когда уплотнение плазмы в области заднего фронта волны также пройдет через точку наблюдения. Таким образом, если передний фронт волны приходит к Земле через время t_1 , то задний фронт придет позже с запаздыванием $\Delta t = t_1(\eta_2/\eta_1 - 1)$. Значения η_2/η_1 в зависимости от λ были приведены в табл. 8.1. Задний фронт волны может прийти с запаздыванием от нескольких часов до одних суток. В результате время спада, по-видимому, будет равно по крайней мере времени запаздывания. При наличии многократных волн время спада увеличилось бы еще больше.

Используя идеализированные поля, показанные на рис. 10.5, можно, исходя из простейших соображений, доказать, что полный эффективный коэффициент прозрачности Ψ определяется областью максимального уплотнения вдоль поля и что более разреженные области не играют никакой роли. Этот эффект обусловлен тем обстоятельством, что питч-углы частиц, выходящих из области большего уплотнения, слишком малы, так что частицы беспрепятственно проходят через область меньшего уплотнения. С другой стороны, имеются как экспериментальные, так и теоретические основания ожидать, что силовые линии будут иметь достаточно волнообраз-

ный характер, чтобы вызвать заметный разброс частиц по питч-углам за время прохождения частицы через ударную волну. Предположим в простейшем случае, что этот разброс вполне достаточен, чтобы создать в первом приближении почти изотропное распределение частиц между отдельными уплотнениями. В этом случае каждое уплотнение действует независимо, а рассматриваемое явление напоминает прохождение света через ряд непоглощающих, но частично отражающих поверхностей. Легко показать, что при наличии n уплотнений, для каждого из которых коэффициент прозрачности равен Ψ_i ($i = 1, 2, \dots, n$), полный коэффициент прозрачности определяется выражением

$$\frac{1}{\Psi} = 1 - n + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\Psi_i}.$$

В ударной волне, для которой $\lambda < 3/2$, уплотнения поля следует ожидать как в области переднего, так и в области заднего фронта. Вследствие этого эффективный коэффициент прозрачности для волны в целом меньше, чем для каждого уплотнения отдельно. Как отмечалось в гл. 11, многократные волны могут создать дополнительные уплотнения¹⁾, так что Ψ должно быть в два раза меньше по сравнению с минимальным значением коэффициента прозрачности для какого-нибудь отдельного уплотнения в ударной волне. Следовательно, $\Delta\mu/\mu_0$ в некоторых случаях может быть в два раза больше амплитуды понижения, ожидаемой при наличии единственной области максимального уплотнения поля.

Более эффективная роль магнитного поля в рассматриваемой модели, по сравнению с моделью облака с неупорядоченным полем, видна из того факта, что поле $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ гс в ударной волне толщиной $\sim 3 \cdot 10^{12}$ см (0,2 а. е.) вызывает понижение интенсивности частиц с энергиями $\sim 5 \cdot 10^{10}$ эв. В модели с неупорядоченным полем для этого требовалось поле $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ гс протяженностью 1 а. е.

¹⁾ По-видимому, слабые многократные волны дают небольшой вклад в рассеяние, необходимое для того, чтобы величины, обратные коэффициентам пропускания, стали аддитивными.

Восстановление интенсивности может происходить с большей или меньшей скоростью в зависимости от эффективного значения λ ¹⁾. Как ΔM , так и $\Delta \mu$ пропорциональны r/t , где r — радиальное расстояние уплотнения магнитного поля от Солнца в момент t . В идеализированной ударной волне r пропорционально $t^{1/\lambda}$, так что r/t , а следовательно, и $\Delta \mu/\mu_0$ пропорционально $1/t^{1-1/\lambda}$. Для ударной волны, подталкиваемой сзади возмущенной короной, λ , по-видимому, близко к 1,0, а $\Delta \mu/\mu_0$, по-видимому, фактически не зависит от времени. Для ударной волны с неизменной энергией ($\lambda = 3/2$) амплитуда понижения будет уменьшаться после окончания начальной фазы по закону $1/t^{1/3}$. Наблюдения позволяют предположить, что восстановление иногда происходит быстрее, чем по закону $1/t^{1/3}$. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе в более общей модели, в которой учитывается дрейф частиц при наличии крупномасштабных градиентов поля.

в. Модель ударной волны при наличии крупномасштабного дрейфа. До сих пор мы игнорировали тот факт, что частицы могут дрейфовать внутрь области позади ударной волны из-за наличия крупномасштабных градиентов поля. Ранее отмечалось, что дрейф со скоростью u эквивалентен существованию эффективного источника $S = 1/2 \xi r^2 u \Delta \mu$, где ξ — множитель порядка единицы, который впоследствии используется для согласования наших приближенных оценок размеров поля и скорости дрейфа. Если предположить, что дрейф со скоростью u обусловлен угловым градиентом приблизительно радиального поля за ударной волной (см. рис. 10.5) с напряженностью B_0 на уровне отсчета $r = a$ вблизи Солнца, то u будет порядка $\omega R/2r = u_0 (r/a)^2$, где

$$u_0 = \frac{A M c^3 x (x + 2)}{2 Z e B_0 a (x + 1)} \quad (12.34)$$

1) А также в зависимости от изменения Ψ со временем, которое в рассматриваемой простой теории не учитывается.

2) Предполагается, что B и B_0 имеют характерные угловые размеры порядка 1 рад . Отклонения от этих размеров можно учесть в выражении для источника, варьируя параметр ξ .

для частиц с массой AM и зарядом Ze . Выражение для источника имеет вид $S = \frac{1}{2} \xi u_0 (r^3/a) \Delta\mu$. Снова допустим, что начальная интенсивность космических лучей в короне в момент испускания ударной волны пренебрежимо мала. Тогда решение уравнения (12.15) имеет вид

$$\Delta\mu(t) = \frac{3\mu_0}{r^3(t)} \int_0^t dq r^2(q) \frac{dr}{dq} (1 - \Psi) \times \\ \times \exp \left[-\frac{3\xi u_0}{2a} (t - q) - \frac{3w}{4} \int_q^t ds \frac{\Psi}{r(s)} \right]. \quad (12.35)$$

В предположении, что Ψ не зависит от времени и $r(t) = t^{1/\lambda} / \eta_1^{1/\lambda}$, получим

$$\frac{\Delta\mu(t)}{\mu_0} = \frac{3(1 - \Psi)}{\lambda} \exp \{ -[\Lambda_1(t) + \Lambda_2(t)] \} \times \\ \times \int_0^1 dx x^{3/\lambda - 1} \exp [\Lambda_1(t)x + \Lambda_2(t)x^{1 - 1/\lambda}], \quad (12.36)$$

где

$x \equiv q/t$ и

$$\Lambda_1 \equiv \frac{3\xi u_0 t}{2a},$$

$$\Lambda_2 = \frac{3\Psi\lambda\omega t}{4(\lambda - 1)r(t)} = \frac{3\Psi\lambda ct}{4(\lambda - 1)r(t)} \frac{[x(x + 2)]^{1/2}}{x + 1}.$$

Это выражение, конечно, непригодно для случая $\lambda = 1$. Этому значению λ соответствует другое выражение:

$$\frac{\Delta\mu(t)}{\mu_0} = 3(1 - \Psi) \exp [-\Lambda_1(t)] \times \\ \times \int_0^1 dx x^{2 + 3w\Psi t/4r(t)} \exp [\Lambda_1(t)x]. \quad (12.37)$$

Прежде чем станет возможным выполнить интегрирование в (12.36) и (12.37), необходимо оценить величину $\Lambda_1(t)$ и т. д. При подстановке в (12.34) соответствующую

ших численных значений получим $u_0 = 0,9 \cdot 10^6 \kappa (\kappa + 2) / (\kappa + 1)$ см/сек для протонов в поле $B_0 = 0,5$ гс при $a = 10^{11}$ см. Отсюда следует, что при $t \approx 2 \cdot 10^5$ сек величина Λ_1 составляет $2,5 \xi \kappa (\kappa + 2) / (\kappa + 1)$. Если $\Lambda = 3/2$ и $r/t = 1,5 \cdot 10^8$ см/сек, то Λ_2 порядка $440 \Psi [\kappa (\kappa + 2)]^{1/2} / (\kappa + 1)$. Для целей нашего исследования достаточно будет рассмотреть малые значения ξ и качественно проиллюстрировать эффект зависимости $\Delta\mu$ от жесткости частиц. Таким образом, для всех энергий ниже примерно $5 \cdot 10^{10}$ эв, при которой частицы начинают каким-то образом проникать через поля ударных волн, получим условие $\Lambda_1 \ll \Lambda_2$. Интеграл в (12.36) дает основной вклад при x , близком к единице. Введем новую переменную $y = 1 - x^{1-1/\lambda}$; при такой замене интеграл в (12.36) дает основной вклад при y , близком к нулю. Расположим все выражения вида $(1 - y)^n$ в порядке возрастания показателя степени y . Тогда, учитывая все члены вплоть до $O(\Lambda_1^2/\Lambda_2^2)$ включительно, (12.36) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mu(t)}{\mu_0} &\approx \frac{3(1-\Psi)}{(\lambda-1)\Lambda_2} \left\{ 1 - \frac{4-\lambda+\Lambda_1\lambda}{\Lambda_2(\lambda-1)} + \right. \\ &\quad \left. + O\left[\frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_2^2}, \exp(-\Lambda_2)\right] \right\} \approx \\ &\approx \frac{4(1-\Psi)r(t)}{\lambda\Psi\omega t} \left\{ 1 - \frac{4r(t)}{3\lambda\Psi\omega t} \left[4-\lambda + \frac{3\xi u_0 t}{2a} \right] + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (12.38)$$

Сравнение этого выражения с (12.33) показывает, что влияние дрейфа u_0 должно уменьшать $\Delta\mu$ на величину, которая растет со временем. Чтобы понять основную причину этого эффекта, вспомним, что скорость дрейфа растет с расстоянием от Солнца: $u = u_0 r/a$. В связи с этим характерное время заполнения объема r^3 в результате дрейфа частиц через поверхность площадью r^2 остается постоянным. Характерное время расширения, т. е. время, в течение которого объем r^3 возрастет в заданное число раз, возрастает пропорционально r . Следовательно, заполнение путем дрейфа со скоростью u становится относительно более важным при возрастании r . Это приводит к эффекту уменьшения $\Delta\mu$, который усиливается со временем.

Если $\lambda = 1$, то $\Delta\mu$ нужно вычислять из (12.37). При условии, принятом раньше, т. е. при $\omega\Psi t/r \gg \Lambda_1$, можно использовать выражение для асимптотического расширения

$$\exp(-st) \int_0^t du u^\alpha \exp su = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{s^{\alpha+1}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (st)^{\alpha+1+n}}{\Gamma(\alpha+2+n)},$$

которое сходится для $st < \alpha$. В результате получим

$$\frac{\Delta\mu(t)}{\mu_0} = \frac{1-\Psi}{1+\frac{\omega\Psi t}{4r}} \left\{ 1 - \frac{3\xi u_0 t}{2a \left(4 + \frac{3\omega\Psi t}{4r}\right)} + \dots \right\}. \quad (12.39)$$

Если это выражение записать теперь в виде ряда по возрастающим степеням $r/\omega\Psi t$, то придем к (12.38).

Эффект уменьшения амплитуды понижения $\Delta\mu$ в результате влияния дрейфа показан на рис. 12.4 для двух случаев: $\lambda = 3/2$, $\Psi = 0,25$ и $\lambda = 1,0$, $\Psi = 0,1$. При этом были использованы значения $r/t = 1,5 \cdot 10^8$ см/сек, $t = 10^5$ сек, $u_0 = 0,9 \cdot 10^6 \cdot \kappa(\kappa + 2)/(\kappa + 1)$ см/сек, $a = 10^{11}$ см. Дрейф частиц зависит от их жесткости, поэтому $\Delta\mu$ уменьшается при увеличении энергии, а не остается постоянным вплоть до энергий $5 \cdot 10^{10}$ эв. При больших значениях ξ амплитуда понижения интенсивности $\Delta\mu$ уменьшается приблизительно обратно пропорционально жесткости при более высоких энергиях частиц. В целом $\Delta\mu$ изменяется медленнее по сравнению с законом обратно пропорционально жесткости. Теперь рассмотрим еще раз зависимость амплитуды понижения от времени. Начальная фаза спада в значительной степени нечувствительна к крупномасштабному дрейфу частиц. С другой стороны, времена восстановления проявляют тенденцию к уменьшению. При отсутствии крупномасштабного дрейфа¹⁾ восстановление интенсивности определяется только тем единственным фактом, что r/t уменьшается по закону $1/t^{1-1/\lambda}$. При $\lambda = 1$ вообще не должно происходить восстановления, а при $\lambda = 3/2$ восстановление происходит очень медленно, приблизительно по закону $1/t^{1/3}$. При наличии крупномасштабного дрейфа

¹⁾ И в предположении, что Ψ не зависит от времени.

восстановление не зависит от уменьшения r/t , как упоминалось непосредственно после вывода формулы

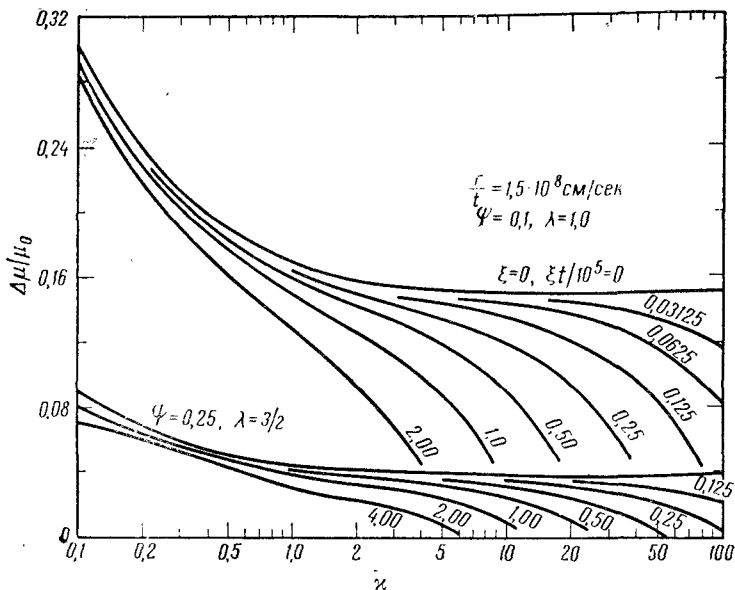


Рис. 12.4. Энергетический спектр относительного понижения $\Delta\mu/\mu_0$ плотности космических лучей в случае ударной волны, сильно подталкиваемой возмущенной короной ($\lambda = 1,0$; $\Psi = 0,1$), и в случае свободно распространяющейся волны ($\lambda = 1,5$, $\Psi = 0,25$) с учетом дрейфа частиц. Эффективность дрейфа в различных случаях характеризуется параметрами ξ для частиц в области за ударной волной. Приведенные кривые применимы к протонам, так как энергия χ измерялась в единицах энергии покоя протона ~ 931 Мэв. Средняя скорость ударной волны r/t при ее движении между Солнцем и Землей принята равной $1,5 \cdot 10^8$ см/сек. Для случая $\lambda = 1$ кривые изображают временные изменения энергетического спектра $\Delta\mu/\mu_0$ при замене ξ на $\xi t/10^5$. В других случаях кривые соответствуют понижению после прохождения волны в момент $t = 10^5$ сек.

(12.38). Эффект этого дополнительного восстановления можно видеть из рис. 12.4 для случая $\lambda = 1,0$, $\Psi = 0,1$. Заметим при этом, что на основании (12.39) временная зависимость в данном случае проявляется только в ве-

личине ξt . Величина ξ подбиралась не зависящей от времени, так что ξt растет со временем по линейному закону. Таким образом, если на рис. 12.4 заменить ξ через $\xi t/10^5$, то кривые для $\Delta\mu/\mu_0$ изображают $\Delta\mu/\mu_0$ как функцию времени для случая $\Psi = 0,1$ и $r/t = 1,5 \times 10^8$ см/сек. Легко видеть, что $\Delta\mu/\mu_0$ постепенно уменьшается со временем, причем частицы высоких энергий выходят из игры в первую очередь. Энергетический спектр для $\Delta\mu/\mu_0$ быстро смягчается. Предположим для определенности, что понижение начинается на орбите Земли через $t = 10^5$ сек после его начала вблизи Солнца. Тогда при $\xi = 0,25$ начальное понижение (при $t = 10^5$ сек) охватывает область энергий вплоть до $5 \cdot 10^{10}$ эв¹). Спустя немногим более четырех дней ($t = 4 \cdot 10^5$ сек) получим, что $\xi t = 1,0 \cdot 10^5$ сек, а понижение затрагивает только частицы с энергией до $1,0 \cdot 10^{10}$ эв, причем интенсивность частиц с энергией $0,5 \cdot 10^{10}$ эв уменьшается примерно в два раза.

В тех случаях, когда $\lambda > 1$, т. е. когда r/t является убывающей функцией времени, общее восстановление происходит по закону $1/t^{1-1/\lambda}$ одновременно с восстановлением за счет смягчения спектра частиц.

Понижение ΔM при замедлении частиц приблизительно в такой же степени, как и $\Delta\mu$, подвергается влиянию дрейфа. Амплитуда этого понижения имеет спектр, промежуточный между плоским спектром (при $\xi = 0$) и обратной зависимостью от жесткости частиц. $\Delta\mu$ можно легко вычислить при наличии дрейфа, если учесть, что среднее время жизни частицы \bar{Y} в объеме за ударной волной можно записать в обобщенной форме

$$\frac{1}{\bar{Y}} \approx \frac{w\Psi}{\zeta r} + \frac{u}{\delta r},$$

где δ — константа порядка единицы по аналогии с ξ . Теперь вместо (12.18) получим

$$\Delta M = \frac{\zeta}{c} \frac{dr}{dt} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{x(x+2)^{1/2} \mu_0(x)}{\Psi + \frac{\zeta}{\delta} \frac{u}{w}} \right]. \quad (12.40)$$

¹) Мы предупреждаем читателя о том, что приближения, на основе которых были получены (12.38) и (12.39), становятся слишком грубыми, когда вклад дрейфа частиц становится большим.

Так как $u/w \sim [\kappa(\kappa + 2)]^{1/2}$, то эффект дрейфа пренебрежимо мал по сравнению с Ψ при очень низких энергиях. При высоких энергиях ($\kappa \gg 1$) эффект пропорционален κ и уже имеет заметную величину. В предельном случае, когда κ настолько велико, что $(\xi/\delta)(u/w) \gg \Psi$, выражение (12.40) сводится к

$$\frac{\Delta M}{\mu_0(k)} \sim \frac{2ZeB_0 a^2 x \delta}{AMc^3 r} \frac{dr}{dt} \frac{1}{\kappa}, \quad (12.41)$$

откуда видно, что ΔM обратно пропорционально жесткости частиц.

Восстановление при ΔM происходит аналогично восстановлению при $\Delta \mu$ и характеризуется общим смягчением спектра в связи с уменьшением ΔM в целом.

г. *Модель магнитного языка.* Понижение интенсивности космических лучей под действием магнитного поля в форме «языка», в представлении Коккони и др. [5]¹⁾, можно объяснить по аналогии с ударной волной. Поле языка является упорядоченным, по крайней мере до такой степени, что в данном случае предпочтительнее использовать уравнение (12.30) вместо (12.14). Силовые линии этого поля образуют замкнутую систему, так что $\Psi = 0$. При $\Psi = 0$ уравнение (12.36) принимает вид

$$\frac{\Delta \mu(t)}{\mu_0} = \frac{3}{\lambda} \exp(-\Lambda_1 t) \int_0^1 dx x^{3/\lambda - 1} \exp \Lambda_1(t) x. \quad (12.40 \text{ а})$$

Магнитные силовые линии, образующие язык, выносятся из Солнца в возмущенной короне, подталкивающей задний фронт ударной волны. Если предположить, что язык вытягивается по радиусу с постоянной скоростью, то в этом случае $\lambda = 1$ и в результате интегрирования (12.40а) получим

$$\frac{\Delta \mu(t)}{\mu_0} = \frac{3}{\Lambda_1} \left\{ 1 - \frac{2}{\Lambda_1} + \frac{2}{\Lambda_1^2} [1 - \exp(-\Lambda_1)] \right\}. \quad (12.41 \text{ а})$$

В предельном случае при больших κ это соотношение сводится к

$$\frac{\Delta \mu(t)}{\mu_0} \sim \frac{3}{\Lambda_1} = \frac{2a}{\xi u_0 t}. \quad (12.42)$$

¹⁾ См. также [29*—32*]. — Прим. ред.

В предельном случае при малых κ получим

$$\frac{\Delta_{\mu}(t)}{\mu_0} \sim 1 - \frac{6\Lambda_1}{4!} + \frac{6\Lambda_1^2}{5!} - \frac{6\Lambda_1^3}{6!} + \dots \quad (12.43)$$

Зависимость Δ_{μ}/μ_0 от энергии показана на рис. 12.5 для $u_0 = 0,9 \cdot 10^6 \kappa(\kappa + 2)/(\kappa + 1)$ см/сек и различных значений ξt . Язык приходит к Земле, по-видимому, через время $t \approx (1 - 2) \cdot 10^5$ сек. Для частиц с энергиями выше 10^9 эв ($\kappa = 1,07$) Δ_{μ} пропорционально $1/\kappa$ или обратно пропорционально жесткости. Понижения $\sim 50\%$ для частиц с энергиями $\sim 10^9$ эв следует ожидать при $\xi = 1,0$; понижению 10% соответствует $\xi = 8$. Такое повышение эффективности магнитного поля в случае модели языка для понижения интенсивности космических лучей при определенном ξ объясняется тем фактом, что проникновение частиц внутрь языка может происходить *только* в результате крупномасштабного дрейфа.

Начальная фаза понижения Δ_{μ}/μ_0 характеризуется временем, в течение которого наблюдатель перемещается из точки в пространстве впереди языка в область максимального поля и минимальной интенсивности космических лучей внутри языка. Время начальной фазы, по-видимому, сравнимо с соответствующим временем для полей ударных волн, рассмотренных в предыдущем разделе. Восстановление интенсивности описывается выражением (12.41a) с учетом линейной зависимости Λ от времени. Спектр Δ_{μ}/μ_0 постепенно перемещается в область нижних кривых на рис. 12.5 (т. е. в сторону больших значений ξt). Однако заметим, что спектр не испытывает заметного смягчения при энергиях выше 10^9 эв, а сохраняет свою форму в течение всего периода восстановления, в противоположность модели с полем ударной волны.

Вследствие замедления частиц амплитуду понижения ΔM легко вычислить на основании одного из выражений (12.18) или (12.40). При $\Psi = 0$ в (12.40) ΔM определяется из (12.41), однако в данном случае это выражение уже не имеет простого асимптотического

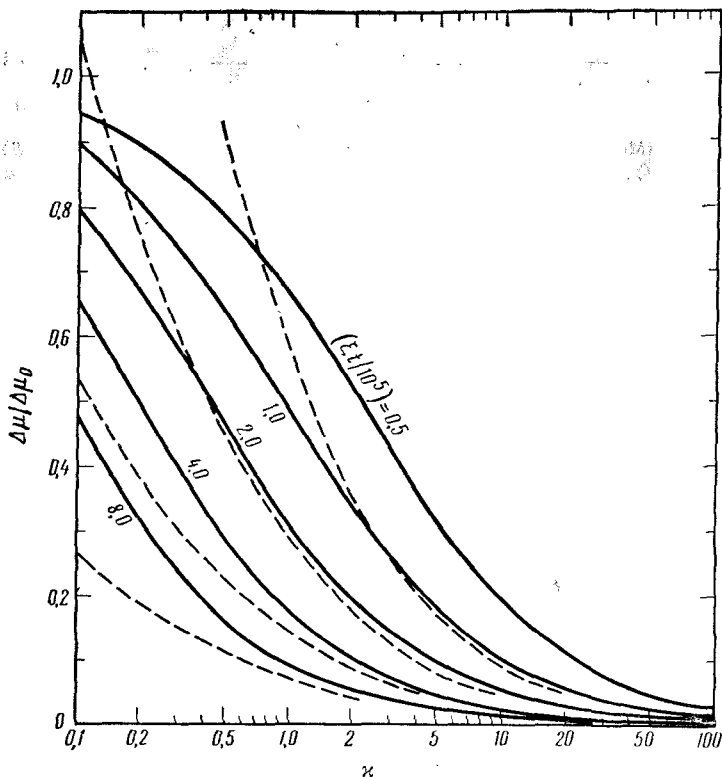


Рис. 12.5. Относительное понижение $\Delta\mu(t)/\mu_0$ интенсивности космических лучей в зависимости от энергии протонов χ для модели магнитного языка при различных значениях ξt . По-видимому, язык подходит к Земле при $t \sim (1 \div 2) \cdot 10^5$ сек. Восстановление интенсивности космических лучей показано кривыми для возрастающих значений ξt . Для сравнения пунктирными линиями показаны кривые, соответствующие зависимости относительного понижения от жесткости частиц.

вида при больших κ ¹⁾. Отсюда следует, что в модели магнитного языка амплитуды обоих типов понижения $\Delta\mu$ и ΔM приблизительно обратно пропорциональны жесткости частиц при энергиях свыше 10^9 эв. Восстановление ΔM во времени происходит аналогично восстановлению $\Delta\mu$.

д. *Модель ударной волны или модель языка с учетом диффузии.* Следующая стадия в обобщении наших представлений о понижении интенсивности космических лучей сводится к комбинации беспорядочного движения частиц с их конвекцией и крупномасштабным дрейфом, которые рассматривались в разд. 12.3.3 (б — г). Чтобы подобрать подходящее выражение для функции источника, предположим, что силовые линии имеют достаточно волнообразный характер, чтобы вызвать эффективное изотропное рассеяние через каждые τ сек. В этом случае для частиц с радиусом кривизны R коэффициент диффузии будет порядка $\frac{1}{2}R^2/\tau$. Если характерный размер области изменения плотности частиц обозначить через r , то получим поток частиц порядка $\frac{1}{2}(R^2/\tau)\Delta\mu/r$ на единицу площади. Функция источника (число частиц в секунду на единицу телесного угла с центром на Солнце) имеет вид

$$S = \frac{1}{2} \nu r^2 \frac{R^2}{2\tau} \frac{\Delta\mu}{r} \quad (12.44)$$

по аналогии с предыдущей моделью. Параметр ν — константа порядка единицы, которая вводится для последующего уточнения полученных здесь приближенных оценок S .

Зависимость S от энергии определяется зависимостью от энергии для R и τ . Эта зависимость имеет вид $S \sim \kappa(\kappa + 2)/\tau$. Если рассеяние происходит в результате существования целого спектра волн с таким распределением длин l этих волн, что рассеянию подвергаются все частицы, то τ , по-видимому, каким-то

¹⁾ Разумеется, не следует забывать, что выражение (12.18), из которого получено (12.41), было выведено в предположении, что $\Delta M(\kappa)$ несколько меньше $\mu_0(\kappa)$. Поэтому (12.41) пока нельзя считать во всех отношениях применимым к малым κ .

образом растет с энергией¹⁾. Однако это значит, что такая энергетическая зависимость очень напоминает соответствующую зависимость для функции источника в случае крупномасштабного дрейфа, которая была пропорциональна $n(n+2)/(n+1)$. Фактически единственное качественное различие между этими двумя случаями сводится к тому, что функция источника для случая дрейфа возрастает с расстоянием r приблизительно по закону r^3 , тогда как в рассматриваемом случае функция источника растет лишь пропорционально первой степени расстояния r . Таким образом, если бы среднее время для рассеяния было одинаковым для любого расстояния от Солнца, то функция источника для рассеяния играла бы более существенную роль в начальный период движения ударной волны от Солнца, а дрейф частиц преобладал бы в более поздний период времени. Предположение о постоянстве Ψ и т. д. является очень грубым, поэтому дальнейший анализ функции источника для рассеяния, по-видимому, не имеет особого смысла до тех пор, пока не будет получено экспериментальное подтверждение важности эффекта рассеяния.

е. Краткая сводка результатов и выводы. Если к приведенным выше расчетам идеализированных моделей отнестись с полным доверием, то можно установить ряд различий между этими моделями. При помощи диффузионной модели, рассмотренной в разд. 12.3.3(а), можно добиться любой желаемой энергетической зависимости для форбуш-спада путем соответствующего подбора размеров рассеивающих центров. Восстановление интенсивности в этой модели происходит более или менее постепенно, с характерным временем порядка одних суток. К сожалению, в этой модели магнитные поля играют довольно незначительную роль в силу их предполагаемой неупорядоченности. Кроме того, эта модель требует, чтобы напряженность

¹⁾ Эта догадка в какой-то степени подтверждается экспериментально тем, что наблюдается некоторое запаздывание прихода к Земле низкоэнергичных частиц от солнечных вспышек по сравнению с релятивистскими частицами.

неупорядоченных межпланетных полей на орбите Земли была порядка 10^{-3} гс. Эта модель не допускает прямого распространения частиц от солнечных вспышек к Земле, которое весьма отчетливо наблюдается в период форбуш-спада [9]. Механизм образования узлов силовых линий, необходимых для формирования устойчивого облака с неупорядоченным полем, остается неизвестным [15]. Суммируя эти результаты, можно высказать предположение, что основная идея о том, что форбуш-спад вызывается расширением облака плазмы, содержащего неупорядоченные магнитные поля, является довольно сомнительной.

Как модель ударной волны, так и модель магнитного языка опираются на примитивные, хотя и ведущие непосредственно к цели динамические представления. Понижение типа Форбуша, согласно модели ударной волны, происходит в результате выталкивания спиральных невозмущенных межпланетных полей и их сжатия в ударной волне, которая возникает в солнечной атмосфере во время вспышки. В модели магнитного языка предполагается существование замкнутых полей вблизи области вспышки, которые вытягиваются в межпланетное пространство возмущенной короной, расширяющейся в области позади ударной волны. Модель магнитного языка дает понижение, амплитуда которого изменяется обратно пропорционально жесткости частиц. Поля магнитного языка проходят через определенную точку межпланетного пространства вслед за прохождением через эту точку сжатых невозмущенных полей. Поля обоих указанных типов дают свой вклад в понижение интенсивности космических лучей путем конвекции и замедления частиц, причем эффект ударной волны проявляется в первую очередь. С приходом магнитного языка после прохождения ударной волны в общее понижение интенсивности космических лучей могут вносить свой вклад оба эффекта. Поля ударной волны вызывают понижение, амплитуда которого зависит только от скорости частиц и, следовательно, имеет плоский спектр для релятивистских частиц, если пренебречь их дрейфом в крупномасштабных полях. При учете этого дрейфа амплитуда понижения обнаруживает тенденцию

изменяться обратно пропорционально жесткости частиц. Модель магнитного языка, замкнутые силовые линии которого напоминают бутылку, дает бóльшую амплитуду понижения при тех же градиентах поля, т. е. при тех же ξ . Характерное время спада в модели ударной волны определяется временем прохождения ударной волны и уплотнений магнитного поля в ней через точку наблюдения. Это время может иметь величину от нескольких часов до целых суток и более. Характерное время спада для модели магнитного языка имеет величину того же порядка. Время восстановления в модели с ударной волной может изменяться в пределах от одних до нескольких суток, причем частицы высоких энергий обнаруживают тенденцию к более быстрому восстановлению по сравнению с частицами малых энергий. Для модели магнитного языка время восстановления того же порядка, а скорость восстановления почти не зависит от энергии частиц.

Из этого обсуждения ясно, что обе рассматриваемые модели должны приводить к понижениям интенсивности космических лучей, которые соответствуют наблюдаемым форбуш-спадам. Кроме того, так как поля ударной волны и магнитного языка не зависят друг от друга (поле ударной волны движется впереди поля магнитного языка), то каждое из этих полей может вносить свой собственный вклад в каждый определенный форбуш-спад. Таким образом, дальнейший прогресс в этом вопросе, по-видимому, зависит от наблюдений движения плазмы, измерения направления поля и интенсивности космических лучей в межпланетном пространстве. Такие эксперименты, несомненно, могли бы очень помочь в выяснении деталей реальной динамической картины межпланетного пространства, для которой мы попытались в общих чертах наметить некоторые возможности. Кроме того, эти эксперименты должны показать, сопровождается ли в действительности ударная волна магнитным языком, как предполагают Моррисон и Голд.

Представляет интерес провести экспериментальную проверку различных моделей форбуш-спада, сравнивая амплитуды понижения как функции времени для нескольких видов частиц космических лучей, например

электронов, протонов, ядер гелия и т. д. Поскольку непосредственное проникновение через поле идеализированной ударной волны и диффузия на крупномасштабных неоднородностях поля (т. е. диффузия при малых жесткостях частиц) пропорциональны только скорости частицы, так как дрейф в полях с крупномасштабными градиентами пропорционален произведению скорости на жесткость и диффузия на мелкомасштабных рассеивающих центрах (т. е. диффузия частиц большой жесткости) пропорциональна произведению скорости на квадрат жесткости, то можно видеть, что одновременные количественные измерения спектра частиц различных видов должны дать много сведений об относительной роли различных механизмов. Было бы также интересно сравнить продолжительность начальной фазы для геомагнитных бурь и форбуш-спадов.

12.3.4. СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ

Общее понижение интенсивности космических лучей в годы высокой солнечной активности можно вычислить, опираясь на стационарное решение уравнения (12.14). Основанием для такого приближенного представления 11-летней вариации в виде квазистационарного явления служит наблюдаемый постепенный характер понижения и тот факт, что характерное время релаксации не превышает (и может быть намного меньше) по порядку величины времени распространения солнечного ветра от Солнца до того расстояния, где ветер начинает «чувствовать» сопротивление межзвездной среды. Принимая это расстояние равным 100 а. е., в соответствии с гл. 9, получаем время распространения невозмущенного ветра 1,6 года. Эта величина мала по сравнению с периодом 11-летней вариации, поэтому можно предположить, что в первом приближении 11-летний цикл соответствует статистически стационарному состоянию межпланетной среды.

Следует отметить, что решения, полученные в разд. 12.3.3 для короткопериодических вариаций, будут налагаться на квазистационарные решения, вызывая реальную общую модуляцию интенсивности галактических космических лучей, наблюдаемую на Земле.

В простейшем случае стационарное понижение интенсивности космических лучей, в рамках представлений гл. 10 об идеализированных полях, вызывается конвекцией частиц в идеализированном спиральном невозмущенном поле. Если ветер распространяется со скоростью v , то при максимальном растяжении спирального поля конвективный поток частиц наружу равен приблизительно $v\mu_0(x)$ частиц/см²·сек. Общий поток, направленный внутрь поля вдоль спиральных линий поля, равен $\omega(\mu_0 - \mu_i)/4$. Отсюда следует, что если силовые линии составляют угол ϑ с радиальным направлением, то устойчивое состояние наступает при

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} \approx \frac{4v}{\omega \cos \vartheta}.$$

Этот эффект играет существенную роль только в том случае, если спиральное невозмущенное поле простирается на значительное расстояние за пределы земной орбиты. В этом случае из (10.4) и (10.6) получим $\cos \vartheta \approx v/\Omega r$ и

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} \approx \frac{4\Omega r}{\omega}. \quad (12.45)$$

Амплитуда этого понижения внутри солнечной системы зависит только от скорости частиц и расстояния r , до которого простирается ветер. Если бы спиральное поле простиралось до расстояния ~ 20 а. е., то амплитуда понижения составляла бы $\Delta\mu/\mu_0 \sim 0,1$.

Конечно, подобная модель при отсутствии возмущений является очень упрощенным представлением, в котором игнорируются такие важные эффекты, как проникновение частиц внутрь солнечной системы над полюсами Солнца. Мы не будем исправлять этих упущений, так как эта модель не принимается нами всерьез. В силу ряда причин, отмеченных в гл. 11, мы считаем, что межпланетные поля не являются полностью сглаженными, особенно за пределами земной орбиты. Следовательно, мы предполагаем, что более реальную оценку влияния динамических эффектов на 11-летнюю вариацию интенсивности космических лучей можно получить из диффузионного уравнения (12.14). Нужно иметь в виду, что

рассеяние, на которое опирается диффузионное уравнение, вызывается возмущениями и волнами, обусловленными нестабильностью межпланетной среды, а также совокупностью полей затухающих ударных волн далеко за пределами земной орбиты, искажением полей за счет неоднородностей в солнечном ветре вокруг Солнца и всеми другими эффектами возмущения, рассмотренными в гл. 11.

Допустим, что солнечный ветер обладает сферической симметрией относительно Солнца, и обозначим радиальную составляющую его скорости через v . Полагая $\partial/\partial t = 0$ и выполняя интегрирование в (12.14), получим

$$-\frac{\omega\lambda}{3} \frac{d\mu}{dr} + v\mu = \frac{C}{r^2}, \quad (12.46)$$

где C — суммарный источник частиц на единицу телесного угла от нуля до r . Полагая $C = 0$ в рассматриваемом случае и еще раз интегрируя, получаем

$$\mu(r, \kappa) = \mu(\infty, \kappa) \exp \left[- \int_r^{\infty} dr \frac{3v}{\omega\lambda} \right]. \quad (12.47) \quad \checkmark$$

В качестве первого приближения предположим, что скорость солнечного ветра v не зависит от r по крайней мере до тех пор, пока $1/\lambda$ не станет равным нулю. Кроме того, предположим, что адиабатическим замедлением частиц при наличии радиальной расходимости солнечного ветра можно пренебречь, полагая $\omega = \text{const}$. Этот эффект следует учитывать при вычислении ΔM .

Поскольку в настоящее время отсутствуют количественные данные о функции $\lambda(r)$ и ее зависимости от энергии, положим

$$\int_r^{\infty} \frac{dr}{\lambda} \equiv n(r, \kappa), \quad (12.48)$$

где $n(r, \kappa)$ соответствует эффективному числу рассеяний со средним свободным пробегом в интервале расстояний между r и бесконечностью. По всей вероятности, в межпланетном поле имеются флуктуации с размерами, превышающими ларморовский радиус рассматри-

ваемых частиц космических лучей, а также, вероятно, флуктуации, размер которых меньше ларморовского радиуса, как отмечалось при рассмотрении уравнения (12.46). Представляет определенный интерес обнаружить многочисленные и изменчивые флуктуации спектра космических лучей, обусловленные распределением рассеивающих центров по их размерам. С другой стороны, ограниченность в пространстве современных наблюдений межпланетного поля не позволяет осуществить непосредственное сравнение теории с экспериментом. Следовательно, мы ограничимся рассмотрением простого случая, когда все рассеивающие центры идентичны между собой и имеют одинаковый относительный размер l/R для каждой определенной энергии частиц¹⁾. Наблюдаемое отсутствие градиента плотности для галактических космических лучей вблизи орбиты Земли [7, 21] позволяет предположить, что если не все, то подавляющая часть рассеивающих центров находится за пределами земной орбиты. Таким образом, если вдоль луча зрения в радиальном направлении от Земли находится ν рассеивающих центров, то

$$n = \nu \times \begin{cases} 1 & \text{при } R < l, \\ \left(\frac{l}{R}\right)^2 & \text{при } R > l. \end{cases}$$

Число рассеивающих центров можно выразить произведением среднего числа центров в единице объема на площадь поперечного сечения и характерный радиальный интервал распределения рассеивающих центров в пространстве. Таким образом, если рассеивающие

¹⁾ Более общие случаи с учетом возможного наличия в межпланетном пространстве спектра неоднородностей магнитного поля, зависимости λ и скорости неоднородностей от r , а также с учетом замедления частиц в межпланетном пространстве были рассмотрены в [33*, 34*]. Учет зависимости λ от r был проведен также в [35*]. В работе [36*] была оценена роль поглощения частиц космических лучей Солнцем и планетами в создании модуляционных эффектов космических лучей и показано, что она становится заметной лишь для частиц с очень малым значением λ . Влияние на космические лучи несимметричного потока неоднородностей магнитного поля, являющегося основной причиной 27-дневных вариаций космических лучей, рассмотрено в работе [37*]. — *Прим. ред.*

центры распределены в интервале радиальных расстояний от r_1 (≥ 1 а. е.) до r_2 , то ν можно записать в виде $\mathcal{N}^2(r_2 - r_1)$. Интенсивность космических лучей на орбите Земли $r = r_E$ равна

$$\mu(r_E, \kappa) = \mu(\infty, \kappa) \exp\left(-\frac{3\nu l}{w}\right).$$

При достаточно малой энергии частиц, когда $R < l$, получим

$$\mu(r_E, \kappa) = \mu(\infty, \kappa) \exp\left\{-\frac{3\nu\nu}{c} \frac{\kappa + 1}{[\kappa(\kappa + 2)]^{1/2}}\right\}. \quad (12.49)$$

При достаточно высокой энергии частиц, когда $R > l$, соответствующее выражение для $\mu(r_E, \kappa)$ имеет вид

$$\mu(r_E, \kappa) = \mu(\infty, \kappa) \exp\left\{-\frac{3\nu\nu}{c} \frac{l^2}{R_0^2} \frac{\kappa + 1}{[\kappa(\kappa + 2)]^{3/2}}\right\}, \quad (12.50)$$

где $R_0 \equiv Mc^2/eB$ — ларморовский радиус частицы с энергией $\kappa = 2^{1/2} - 1$ в поле B среднего рассеивающего центра. Выражение (12.49) переходит в (12.50) при энергии, когда два экспоненциальных выражения равны друг другу, т. е. при $\kappa(\kappa + 2) \approx l^2/R_0^2$. Для иллюстрации зависимости амплитуды понижения от энергии при различных значениях $3\nu\nu/c$ и l/R_0 на рис. 12.6 показаны относительные понижения $\mu(r_E, \kappa)/\mu(\infty, \kappa)$, полученные на основании формул (12.49) и (12.50). Значения амплитуды понижения могут переходить с одной кривой на другую в какой-нибудь точке их пересечения в зависимости от значения l/R_0 . Комбинация (12.49) и (12.50) должна обнаруживать общую тенденцию к относительному смягчению спектра понижения при малых энергиях.

Одиннадцатилетняя вариация космических лучей обусловлена наложением конвекции частиц и их диффузии за пределами земной орбиты. Как отмечалось в гл. 11, механизм конвекции, по-видимому, остается эффективным по крайней мере до расстояния ~ 50 а. е., однако в настоящее время у нас нет никаких данных о протяженности полей, вызывающих диффузию частиц. Наблюдения свидетельствуют только о том, что $3\nu\nu/w$ увеличивается от 1,0 до 2,0 для частиц с энергией, близкой

к $\kappa = 1$, при переходе от минимума к максимуму солнечной активности. Наиболее неопределенной может

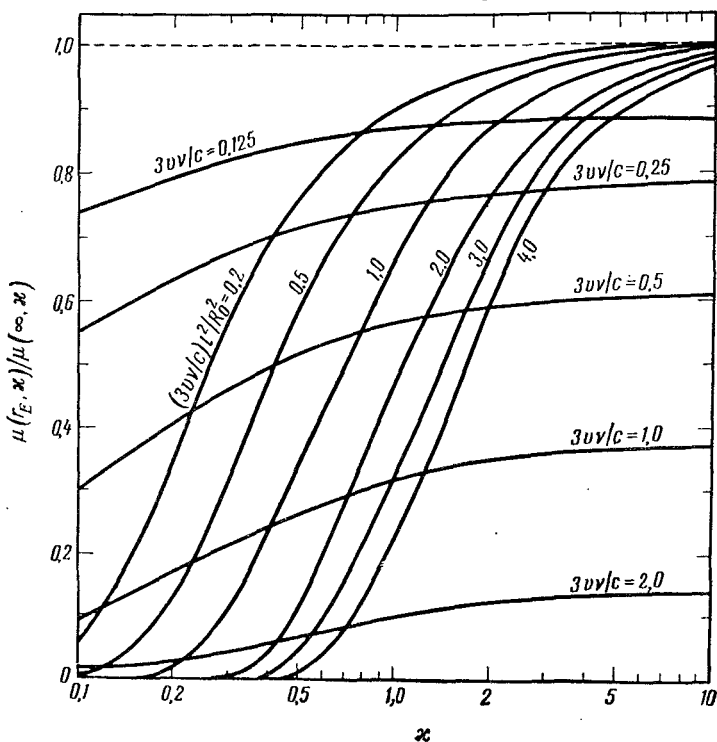


Рис. 12.6. Отношение плотности космических лучей $\mu(r_E, \kappa)$ в солнечной системе к их плотности в межзвездном пространстве $\mu(\infty, \kappa)$ как функция кинетической энергии протонов κ (в единицах энергии покоя протона). Кривые получены при помощи уравнений (12.49) и (12.50). На каждой кривой указаны значения $3v\nu/c$ и l/R_0 .

быть величина $r_2 - r_1$. Предполагая, что $\omega \approx c$ и $v \approx 3 \cdot 10^7$ см/сек, рассмотрим два значения среднего свободного пробега: $\lambda = 10^{11}$ см и $\lambda = 10^{12}$ см. Отсюда следует, что $3v\nu/\omega = 2$ для $r_2 - r_1 = 4$ а. е. и 40 а. е. соответственно. Анализ, проведенный в гл. 11, дает только приближенное указание относительно нижнего значе-

ния λ и величины $r_2 - r_1$. В гл. 11 предполагалось, что можно ожидать существования возмущений и волн с размерами $\sim 10^{11}$ см, для которых $r_2 - r_1$ порядка нескольких астрономических единиц. Если этот случай реализуется, то при среднем эффективном поле $\sim 3 \times 10^{-5}$ гс получим $R_0 = l$ для протонов, так что переход от (12.49) к (12.50) происходит при энергии $\kappa \sim 2^{1/2} - 1$. Таким образом, в итоге можно ожидать, что как $3v\upsilon/c$, так и l/R_0 могут быть порядка единицы. Однако, с другой стороны, это предположение опирается исключительно на теоретические соображения, поэтому к полученному результату следует относиться критически. Этот вопрос будет еще раз рассматриваться в следующей главе; вероятно, его удастся разрешить окончательно только путем измерения интенсивности космических лучей на расстоянии порядка нескольких астрономических единиц за пределами земной орбиты.

На последующих рисунках будет показано, что в пределах ожидаемой области изменения значений $3v\upsilon/c$ и l/R_0 возможны большие изменения спектра космических лучей. При больших $3v\upsilon/c$ и малых l/R_0 наблюдается тенденция к подавлению низкоэнергичного конца спектра в гораздо большей степени по сравнению с высокоэнергичным концом. При малых $3v\upsilon/c$ и больших l/R_0 обнаруживается тенденция к незначительному дополнительному подавлению низкоэнергичного участка спектра.

Для полного сравнения теории с экспериментом нужны прямые данные о локальном энергетическом спектре космических лучей $\mu(\infty, \kappa)$ в межзвездном пространстве. Из-за отсутствия таких данных в настоящее время остается лишь возможность сравнить степень модуляции для различных моментов 11-летнего цикла солнечной активности¹⁾. С этой целью на рис. 12.7 приво-

¹⁾ Часто предполагают при обсуждении этого вопроса, что спектр космических лучей, наблюдаемый в период минимума солнечной активности и содержащий, как установлено, большое количество низкоэнергичных частиц, может довольно хорошо соответствовать невозмущенному спектру в межзвездной среде. При отсутствии соответствующих наблюдений в межзвездном пространстве на расстоянии многих астрономических единиц за пределами земной орбиты это предположение можно было бы проверить за период

дится спектр первичных космических лучей, полученный в работе [10] по широтному эффекту космических лучей для периодов минимума солнечной активности 1954 г. и максимума 1948 г. Наблюдаемый спектр простирается до $\kappa \approx 1,2$. Легко видеть на основании (12.50) и пунктирной кривой рис. 12.7, что при возрастании $(3v/c) l^2/R_0^2$ до 2,0 в интервале между минимумом и максимумом солнечной активности наблюдаемый спектр в период минимума переходит в спектр, наблюдаемый в период максимума солнечной активности. Для иллюстрации на рис. 12.7 для энергий ниже $\kappa = 1,2$ приведен гипотетический спектр $0,8/(3 + \kappa^{5/2})$ частиц/см² × сек · стер¹). Пунктирные кривые получены из (12.49) для указанных значений $3v/c$. Поскольку в настоящее время мы лишены возможности установить, выравнивается ли спектр в период солнечного минимума (или спектр в межзвездной среде) с такой же скоростью, как и гипотетический спектр $0,8/(3 + \kappa^{5/2})$, то на рис. 12.8 мы приводим гипотетический спектр $\kappa^{-5/2}$, соответствующий полному отсутствию сглаживания. Одновременно приводится тот же спектр, модулированный при значении $(3v/c) l^2/R_0^2 = 2,0$ в соответствии с (12.50), а при указанных значениях $3v/c$ — в соответствии с (12.49).

Отметим, что при $R < l$ амплитуда понижения интенсивности космических лучей зависит только от скорости частиц и не зависит от их жесткости. Это справедливо для частиц малой жесткости, а следовательно, и для электронов с энергиями, вероятно, вплоть до

порядка десятка лет, сопоставляя спектры, полученные в периоды двух последовательных минимумов солнечной активности. Если бы удалось доказать, что спектры для двух последовательных минимумов солнечной активности обладают большим сходством между собой, чем спектры для двух последовательных максимумов, то это было бы веским аргументом в пользу предположения, что модуляция космических лучей в период солнечного минимума довольно мала, а их спектр, следовательно, очень близок к спектру космических лучей в межзвездном пространстве.

¹) При сравнении теории с наблюдениями необходимо помнить, что $\Delta\mu$ — это плотность частиц, тогда как в большинстве наблюдений получают данные об интенсивности частиц.

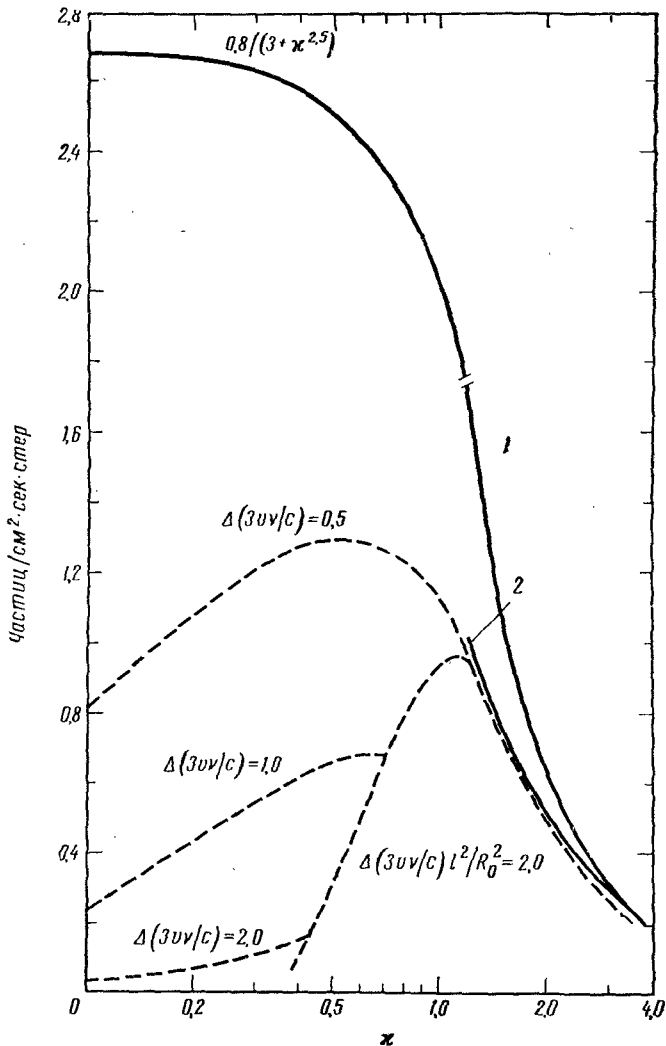


Рис. 12.7. Сплошными кривыми при $x \geq 1,2$ показаны наблюдаемые дифференциальные спектры первичных космических лучей для минимума (1) и максимума (2) солнечной активности [10]. Сплошная кривая при $x < 1,2$ соответствует гипотетическому спектру $0,8/(3+x^{5/2})$, который служит непрерывным продолжением спектра, наблюдаемого в период минимума солнечной активности и приводит к его сглаживанию в области малых энергий. Пунктирными кривыми показано понижение интенсивности космических лучей с повышением солнечной активности в результате указанного увеличения $3v/c$ и $(3v/c)l^2/R_0^2$.

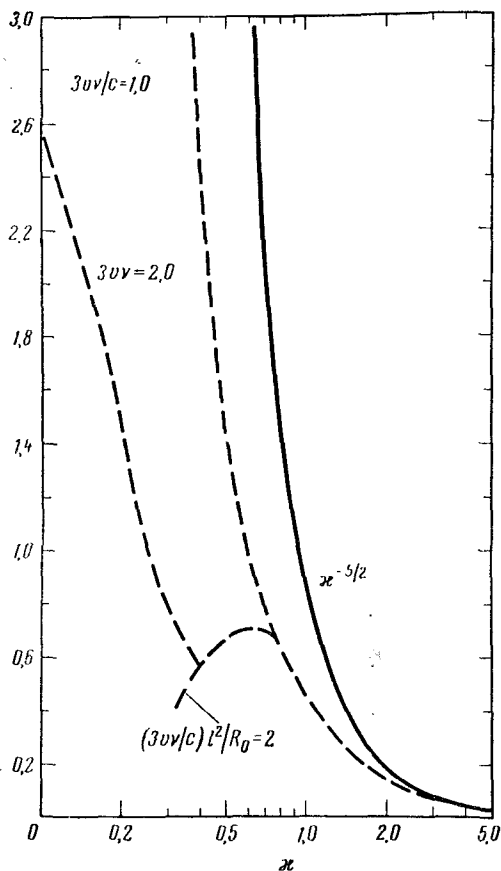


Рис. 12.8. Гипотетический спектр космических лучей в межзвездном пространстве $x^{-5/2}$ (сплошная кривая) при отсутствии (в противоположность предыдущему рисунку) сглаживания в области низких энергий. Пунктирными линиями показан спектр, полученный в результате модуляции при указанных значениях $3v\nu/c$ и $(3v\nu/c) l^2/R_0$.

нескольких сотен Мэв. Для таких электронов $\omega \approx c$ и

$$\mu_e(r_E, x) \approx \mu_e(\infty, x) \exp\left(-\frac{3v\gamma}{c}\right).$$

Как и в случае форбуш-спада, определение спектра для различных компонент потока космических лучей у Земли в период 11-летнего цикла должно дать много сведений об относительной роли больших и малых рассеивающих центров, о конвекции в сглаженном поле, о дрейфе и т. п., так как различные механизмы дают различную зависимость амплитуды понижения от скорости и жесткости частиц. При достаточно тщательном исследовании трех или более сортов частиц, проведенном в течение половины цикла солнечной активности, можно было бы даже оценить спектр космических лучей $\mu(\infty, x)$ в межзвездной среде.

Оценим вклад замедления частиц ΔM в наблюдаемое понижение интенсивности для определенной энергии. Поскольку ΔM (по аналогии с $\Delta \mu$) пропорционально скорости конвекции частиц наружу, времени пребывания частиц в данной области и общей интенсивности $\mu(\infty, x)$, отсюда следует, что ΔM должно быть близким к $\Delta \mu$ по величине и спектру. Чтобы получить приближенное выражение для ΔM , заметим, что среднее время жизни частицы Υ в области толщиной $r_2 - r_1$ по порядку величины соответствует времени, за которое частица в процессе рассеяния сможет пройти расстояние $r_2 - r_1$ при среднем пробеге λ , т. е. $\Upsilon \approx (r_2 - r_1)^2 / \lambda \omega$. Скорость расширения в этот период времени по порядку величины равна

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \approx \frac{2}{r} \frac{dr}{dt},$$

где множитель 2 соответствует расширению в двух направлениях, перпендикулярных радиальному направлению. При средней величине скорости расширения $(2/r) dr/dt \approx 2v(r_2 - r_1)$ скорость изменения энергии со временем равна

$$\frac{\partial W}{\partial t} \approx -\frac{2}{3} Mc^2 \frac{x(x+2)}{x+1} \frac{v}{r_2}$$

вместо (12.17). Таким образом, из (12.16) получим весьма приближенно

$$\Delta M(x) \approx \frac{2v}{3(r_2 - r_1)} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu(\infty, x) \frac{x(x+2)}{x+1} \Upsilon(x) \right].$$

Представляет интерес сравнить ΔM и $\Delta \mu$, учитывая, что выражение для ΔM справедливо только в том случае, когда $\Delta M \ll \mu(\infty, x)$. В этом случае вместо (12.47) получим выражение $\Delta \mu \approx 3v(r_2 - r_1) \mu(\infty, x) / \omega \lambda$, откуда следует, что

$$\frac{\Delta M}{\Delta \mu} = \frac{2\lambda\omega}{9\mu(\infty, x)} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu(\infty, x)}{\lambda\omega} \frac{x(x+2)}{x+1} \right].$$

Для протонов с большой жесткостью, у которых $x \gg 1$ и $\lambda \sim x^2$, получим

$$\frac{\Delta M}{\Delta \mu} \sim -\frac{2(x+1)}{9},$$

а для протонов малой жесткости, у которых $x \ll 1$ и $d\lambda/dx \approx 0$, получим соответственно

$$\frac{\Delta M}{\Delta \mu} \sim -\frac{4(x-1/2)}{9}.$$

В обоих случаях ΔM и $\Delta \mu$ сравнимы по величине и обладают одинаковым спектром. Детальные расчеты понижения интенсивности при замедлении частиц для специальной модели читатель может найти в недавно опубликованной работе [22].

Наконец, следует отметить, что можно осуществить ряд простых обобщений рассматриваемой идеализированной модели. При непрерывном возрастании объема и полноты наблюдений для этого потребовалось бы некоторое время. По-видимому, наиболее простое обобщение сводится к отказу от сферической симметрии солнечной системы. Частицы могут проникать внутрь солнечной системы в области полюсов Солнца, где величина $3v/c$, по-видимому, меньше, чем на экваторе, а также путем дрейфа вокруг Солнца в крупномасштабных межпланетных полях. Таким образом, частицы в конце концов могли бы попадать на Землю. Этот эффект соответствовал бы случаю $C \neq 0$ в (12.46). Поток

частиц от такого источника, обусловленного дрейфом в крупномасштабных полях, пропорционален произведению скорости на жесткость частиц.

С другой стороны, можно пойти по пути усложнения среднего свободного пробега по сравнению с применявшимися здесь значениями. Для описания диффузии частиц в межпланетном пространстве можно было бы использовать не только уравнение Фоккера — Планка, но учесть также, что частицы различных жесткостей по-разному реагируют на волны и возмущения крупномасштабного поля. Частицы достаточно малой жесткости, двигаясь вдоль поля, будут спокойно обходить области возмущений в соответствии с моделью ведущего центра, причем их запаздывание в этом случае не будет превышать запаздывания, соответствующего некоторому удлинению силовой линии. При больших питч-углах такие частицы могут испытывать отражение. Частицы несколько большей энергии с ларморовским радиусом, сравнимым с размерами возмущенной области, будут подвергаться рассеянию, эффективность которого будет зависеть от их питч-углов. Элементарная теория, изложенная в настоящей главе, не рассматривала эти усложнения, так что остаются открытыми большие возможности для развития теории.

Подводя итоги обсуждению положения, сложившегося в связи с интерпретацией квазистационарной 11-летней вариации интенсивности космических лучей в солнечной системе, можно сделать вывод, что такое понижение интенсивности с повышением солнечной активности может быть вызвано только конвекцией наружу частиц космических лучей в солнечном ветре, которая уравнивается диффузией и дрейфом частиц внутрь солнечной системы, в результате чего достигается стационарное состояние. Наблюдения показывают, что область, где протекают указанные процессы, большей частью находится за пределами земной орбиты. Ожидаемые возмущения межпланетного магнитного поля (см. гл. 11) в комбинации с наблюдаемым солнечным ветром вполне достаточны для объяснения по крайней мере основной доли наблюдаемого понижения. Однако, с другой стороны, не исключена возможность влияния

других эффектов. Например, Дэвис [6] указал, что некоторый вклад в понижение могут вносить магнитогиродинамические волны в межзвездной среде, которые генерируются в межзвездном поле при изменении давления солнечного ветра (см. гл. 9). Вообще представляется неясным, каким образом можно провести сравнение между вкладом, который дают мелкомасштабные неоднородности и волны, и вкладом затухающих ударных волн далеко за пределами орбиты Земли. Не ясно также, в какой степени дрейф частиц преобладает над их диффузией внутрь солнечной системы. Для уточнения общего механизма, описанного в общих чертах в настоящем разделе, необходимы прямые измерения межпланетных магнитных полей и градиента интенсивности космических лучей за пределами земной орбиты, а также измерения временных вариаций энергетического спектра частиц космических лучей для частиц с различными отношениями заряда к массе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alfvén H., *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford, 1950. (Русский перевод: Х. Альфвен, *Космическая электродинамика*, ИЛ, М., 1952.)
2. Brueckner K. A., Watson K. M., *Phys. Rev.*, **102**, 19 (1956).
3. Carslaw H. S., Jaeger J. C., *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford, 1947.
4. Chandrasekhar S., Trehan S. K., *Plasma Physics*, University of Chicago Press., Chicago, 1960.
5. Cocconi G., Gold T., Greisen K., Hayakawa S., Morrison P., *Nuovo Cimento, Suppl., Ser. X*, **8**, № 2, 161 (1958).
6. Davis L., *Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm*, Kyoto, Japan, September 1961.
7. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 272 (1960).
8. MacCracken K. G., *Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm*, Kyoto, Japan September 1961.
9. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **104**, 768 (1956).
10. Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **99**, 1517 (1955).
11. Morrison P., *Phys. Rev.*, **101**, 1397 (1956).
12. Northrup T. G., Teller E., *Univ. Calif. Lawrence Rad. Lab. Livermore, California*, UCRL 5615 (1959).
13. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **103**, 1518 (1956).
14. Parker E. N., *Phys. Rev.*, **107**, 924 (1957).
15. Parker E. N., *Astrophys. J., Suppl.*, **3**, 51 (1957).

16. Parker E. N. *Astrophys. J.*, **133**, 1014 (1961).
17. Parker E. N., *J. Geophys. Res.*, **66**, 2641 (1961).
18. Rosenbluth M. N., Longmire C. L. *Ann. de phys.*, **1**, 220 (1957).
19. Schlüter A., *Zs. Naturforsch.*, **5a**, 72 (1950).
20. Schlüter A., *Ann. d. Phys.*, **10**, 422 (1952).
21. Simpson J. A., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan, September 1961.
22. Singer S. F., Lenchek A. M., Laster H., Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan, September 1961.
23. Spitzer L., *Astrophys. J.*, **116**, 299 (1952).
24. Spitzer L., *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York, 1956. (Русский перевод: Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957.)
25. Synge J. L., *The Relativistic Gas*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1957.
26. Watson K. M., *Phys. Rev.*, **102**, 12 (1956).
- 27*. Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Изд-во АН СССР, 1963.
- 28*. Могилевский Э. И., Геомagnetизм и аэрономия, **2**, № 1, 48 (1962).
29. Piddington J. H., *Phys. Rev.*, **112**, № 2, 589 (1958).
- 30*. Gold T., *J. Geophys. Res.*, **64**, № 11, 1665 (1959).
- 31*. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Изв. Крымской астрофиз. obs., **24**, 320 (1960).
- 32*. Дорман Л. И., Космические лучи, № 4, 96 (1961).
- 33*. Дорман Л. И., Труды Международной конференции по космическим лучам, т. IV, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 328.
- 34*. Дорман Л. И., Космические лучи, № 4, 128 (1961).
- 35*. Terashima Y., *Progr. Theor. Phys.*, **23**, № 6, 1138 (1960).
- 36*. Дорман Л. И., Космические лучи, № 4, 122 (1961).
- 37*. Дорман Л. И., Космические лучи, № 4, 204 (1961).

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЧАСТИЦ
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ****13.1. Общие замечания**

Частицы высокой энергии, испускаемые Солнцем в период хромосферных вспышек, распространяются в межпланетных полях и могут накапливаться в межпланетном пространстве. В некоторых случаях эти частицы довольно быстро приходят к Земле по направлению от Солнца или несколько западнее этого направления. Это позволяет предположить, что в таких случаях частицы распространяются вдоль спирального межпланетного поля, рассмотренного в гл. 10. В большинстве случаев частицы приходят не сразу после вспышки на Солнце, а начинают появляться лишь спустя несколько часов. При этом их поток на орбите Земли становится приблизительно изотропным, а максимум интенсивности достигается через много часов после вспышки. Во всех случаях падение интенсивности происходит медленно с характерным временем порядка нескольких часов для релятивистских частиц и несколько большим для частиц меньших энергий. Наличие заметного изотропного потока частиц у Земли в течение длительного промежутка времени после исчезновения соответствующей солнечной вспышки обычно интерпретируется как результат накопления частиц внутри солнечной системы. По-видимому, свободный выход этих частиц из солнечной системы затруднен из-за существования магнитных полей за пределами земной орбиты.

Феноменологически эта проблема распадается на две части — распространение частиц и их накопление. По-видимому, быстрый приход некоторых частиц свидетельствует об их прямолинейном распространении. Запаздывание большинства солнечных частиц заставляет предположить, что происходит временное накопление частиц

или в магнитных полях на Солнце, или в межпланетном пространстве на некотором расстоянии от Земли. Впоследствии частицы путем дрейфа или диффузии (или при одновременном действии этих механизмов) покидают область накопления и приходят к Земле с некоторым запаздыванием, причем их интенсивность при этом нарастает довольно медленно. Длительная медленная утечка частиц позволяет объяснить медленный спад их интенсивности.

В основе более простой и непритязательной модели механизма накопления, удовлетворяющей требованию приблизительной изотропии потока солнечных частиц у Земли, лежит предположение, что частицы накапливаются в межпланетном пространстве, а не вблизи Солнца. Этой модели следует отдать предпочтение по той причине, что она требует меньшего количества генерированных на Солнце частиц для объяснения наблюдаемого на Земле потока по сравнению с моделью солнечного механизма накопления. Эта модель проще, поскольку в ней не предполагается существование каких либо иных магнитных полей, кроме уже рассмотренных в предыдущих главах. Кроме того, она объединяет вопрос о запаздывании прихода частиц и вопрос о медленном спаде их интенсивности в одну общую диффузионную задачу.

Рассмотрим скорость дрейфа для протона с энергией κ (в единицах энергии покоя W_0), движущегося перпендикулярно магнитному полю с характерным размером L . При обычном значении $B=10^{-4}$ гс на орбите Земли ларморовский радиус протона определяется соотношением $R=3 \cdot 10^{10} [\kappa(\kappa+2)]^{1/2}$ см. Скорость дрейфа перпендикулярная полю V , на основании (12.1) равна $u=4,5 \cdot 10^7 \kappa(\kappa+2)/(\kappa+1)$ см/сек при $L \sim 10^{13}$ см (0,7 а. е.). За пять часов дрейфа протон с энергией 10^9 эв ($\kappa \approx 1$) пройдет расстояние $1,2 \cdot 10^{12}$ см = 0,09 а. е. За то же время протон с энергией $\sim 10^8$ эв пройдет в восемь раз меньшее расстояние, а протон с энергией 10^{10} эв — примерно в семь раз большее. Отсюда непосредственно видны две особенности дрейфа частиц в крупномасштабных полях. Лишь при самых высоких энергиях ($\sim 10^{10}$ эв) частицы достаточно быстро заполняют путем

дрейфа межпланетное пространство и приходят к Земле в соответствии с наблюдаемым временем запаздывания порядка нескольких часов. В процессе дрейфа происходит полное разделение потоков высокоэнергичных и низкоэнергичных частиц, тогда как наблюдения показывают, что подобное поведение не является общей чертой для частиц с энергиями $\sim 10^9$ эв и ниже. Таким образом, представляется затруднительным построить теорию запаздывания и накопления частиц, которая преимущественно опирается только на дрейф частиц. По всей вероятности, в крупномасштабных межпланетных полях дрейф частиц происходит и вносит некоторый вклад в распространение высокоэнергичных солнечных частиц в межпланетном пространстве, однако этот эффект, по-видимому, не играет главной роли, возможно, за исключением частиц самых высоких энергий. Последующее рассмотрение основано на этом предварительном выводе. Возможно, наблюдения временных вариаций энергетических спектров солнечных частиц с различными зарядами и массами в конечном счете позволяет определить характер диффузии и рассеяния, а также выяснить роль дрейфа в распространении солнечных частиц¹⁾.

В данном случае будем предполагать, что запаздывание и последующий медленный спад интенсивности солнечных частиц на Земле объясняются их диффузией в межпланетных магнитных полях, которые мы рассматривали в гл. 10 и 11 и применяли к распространению галактических космических лучей в гл. 12. Прежде всего следует отметить, что в этом случае потоки частиц различных энергий не разделяются так резко, как в случае их дрейфа в крупномасштабных полях. Ожидаемая степень неупорядоченности межпланетных полей позволяет предположить, что ниже некоторой определенной энергии $\sim 10^9$ эв ларморовский радиус частиц R меньше, чем размер l неоднородностей межпланетного поля.

¹⁾ Ларморовский радиус и скорость дрейфа для α -частицы вдвое больше, чем для протона при той же энергии κ на нуклон. Скорость дрейфа для α -частицы с такой же магнитной жесткостью, как у протона с энергией κ , примерно в $[1 - \frac{3}{4}(\kappa + 1)^2]^{1/2}$ раз меньше, чем для протона.

В результате коэффициент диффузии $Q = \omega\lambda/3$ определяется только корнем квадратным из энергии частицы и при нерелятивистских энергиях и совершенно не зависит от κ , если условие ($R < l$) сохраняет силу и для релятивистских энергий. В противоположность этому скорость дрейфа приблизительно пропорциональна κ при любой энергии.

Во-вторых, следует отметить, что из оцененных значений Q (порядка $10^{21} - 10^{22}$ см²/сек) получаются скорости диффузии, превышающие $\sim 10^3$ км/сек даже при довольно низких энергиях частиц. Это показывает, что для рассеяния частиц внутри солнечной системы диффузионный перенос оказывается более эффективным по сравнению с ожидаемым дрейфом частиц в крупномасштабных межпланетных полях.

Чтобы продемонстрировать основные особенности диффузии частиц в бесконечной, изотропной и статистически однородной среде, рассмотрим случай, когда в эту среду в начальный момент $t=0$ выбрасывается некоторое количество частиц. Пренебрегая конвекцией частиц и вводя обозначения $Q = \omega\lambda/3$, $\tau = Qt$, получим решение (12.14) в виде

$$\mu(r, t) = \frac{N}{2\pi^{1/2}\tau^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right), \quad (13.1)$$

где N — число испущенных частиц на единицу телесного угла (полное число частиц равно $4\pi N$), а r — расстояние от источника частиц. Соотношение (13.1) представляет собой функцию Грина для уравнения диффузии в бесконечной среде. Таким образом, если частицы генерируются в точке \mathbf{r} и в момент времени t со скоростью $G(\mathbf{r}, t)$ в единицу времени, то их плотность $f(\mathbf{r}, t)$ в некоторой другой точке и в другой момент времени будет определяться выражением

$$f(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int \int \int d^3\mathbf{r}' \frac{G(\mathbf{r}', t')}{4\pi N} \times \\ \times \mu(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, t - t'), \quad (13.2)$$

где μ определяется выражением (13.1).

Возвращаясь к простому случаю (13.1), отметим, что это решение подчиняется гауссовому распределению по r с шириной $\sim (4Qt)^{1/2}$. Изменение $\mu(r, t)$ со временем для фиксированной точки пространства показано на рис. 13.1. Частицы проходят через точку наблюдения

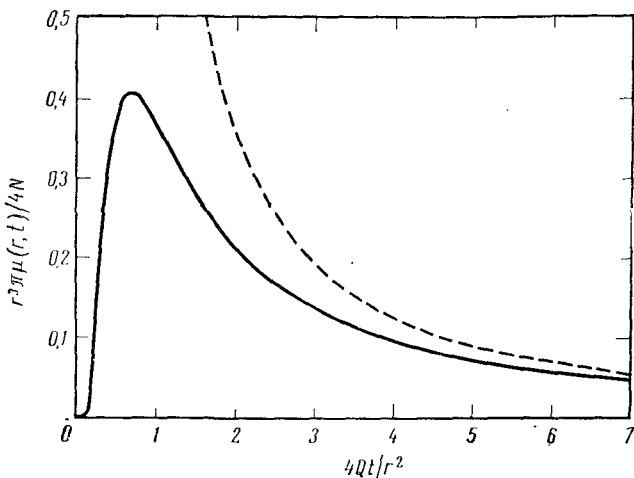


Рис. 13.1. Зависимость плотности частиц $\mu(r, \tau)$ от времени (сплошная кривая) на фиксированном расстоянии r от точки испускания $4\pi N$ частиц в момент $t=0$. Пунктирной линией показано асимптотическое уменьшение плотности $\mu(r, \tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$.

в виде некоторой отдельной «волны», амплитуда которой после некоторого начального запаздывания довольно быстро возрастает до максимального значения

$$\mu_{\text{макс}} = 3N \left(\frac{6}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{2}\right) \frac{1}{r^3}, \quad (13.3)$$

которое соответствует моменту времени $t=r^2/6Q$ после испускания частиц. После максимума плотность μ относительно медленно падает, асимптотически приближаясь к закону $t^{-3/2}$. Подобный профиль «волны» имеет поразительное сходство с наблюдаемыми во многих случаях возрастаниями интенсивности солнечных протонов по времени запаздывания и характеру спада интенсивности солнечных частиц.

Для $Q \approx 10^{22}$ см²/сек и характерного расстояния $r=1$ а.е. время достижения максимума интенсивности составляет $3,75 \cdot 10^3$ сек, или около 1 час; при $r=3$ а.е. соответствующее время равно 9,3 час. Таким образом, оцененные значения Q дают правильный порядок величины для времени запаздывания. Средняя скорость диффузии для рассматриваемых двух случаев равна $4 \cdot 10^9$ см/сек и $1,3 \cdot 10^9$ см/сек соответственно, что заметно превосходит скорости дрейфа для частиц с энергиями 10^9 э.в. и ниже.

Учитывая эти предварительные замечания об основных особенностях диффузии частиц, рассмотрим их распространение в межпланетном пространстве. Прежде всего из диффузионного уравнения (12.14) легко видеть, что распространение частиц в межпланетных магнитных полях осуществляется двумя путями — путем рассеяния, описываемого коэффициентом диффузии $Q = \omega\lambda/3$, и с помощью конвекции в солнечном ветре со скоростью v ¹⁾. Для удобства математического описания желательнее рассмотреть эти два эффекта отдельно. Беспорядочное движение имеет более сложный характер, чем конвекция, и в большинстве случаев происходит быстрее, поэтому этот эффект будет главным объектом нашего внимания. Вдобавление к малому крупномасштабному дрейфу (по порядку величины эти эффекты приблизительно одинаковы) и расширения в целом распределения частиц, возникшего в результате беспорядочного движения.

При выводе формулы (12.14) предполагалось, что беспорядочное движение частиц в межпланетном пространстве происходит изотропно. Справедливость этого предположения не имела особого значения для проблем, рассмотренных в гл. 12 для случая сферической симметрии. Во всех случаях, рассмотренных в гл. 12, диффузия считалась радиальной, а в формулировке

¹⁾ Диффузия солнечных частиц в межпланетном пространстве с учетом конвекции их в радиальном потоке магнитных неоднородностей рассмотрена в [14*, § 63]. В [15*] рассмотрена анизотропная диффузия солнечных частиц, возникающая из-за наличия квазирадиального межпланетного магнитного поля. — Прим. ред.

задачи фигурировал только коэффициент диффузии в радиальном направлении. Однако в настоящей главе рассматриваемые частицы образуются в области вблизи солнечной вспышки и выталкиваются в пространство в строго определенном направлении. Последующая диффузия в межпланетном пространстве не обладает сферической симметрией и происходит в нескольких направлениях от области генерации. Поскольку диффузия обусловлена волнами и выпуклостями в крупномасштабном межпланетном поле, можно было бы ожидать, что коэффициент диффузии будет анизотропным, вероятно, обладая вдоль крупномасштабного поля большей величиной, чем поперек поля. Доказательства существования анизотропии рассматриваются в конце настоящей главы, где отмечается, что анизотропия может иметь достаточно большую величину, которая сможет уже влиять на качественные выводы.

В гл. 10 и 11 была построена модель невозмущенного межпланетного поля, которая затем в гл. 12 применялась для объяснения 11-летней вариации интенсивности галактических космических лучей. Ту же модель мы будем применять здесь для описания диффузии высокоэнергичных солнечных частиц от вспышки. В гл. 12 указывалось, что в пределах до орбиты Земли не наблюдается заметного градиента интенсивности галактических космических лучей [2, 9]. Это свидетельствует о том, что 11-летняя модуляция интенсивности галактических космических лучей имеет место преимущественно за пределами земной орбиты. Этот вывод согласуется с результатами анализа [4, 5], который показывает незначительную роль рассеяния при движении быстрых частиц от Солнца. В итоге наблюдения позволяют считать, что большинство неоднородностей межпланетного поля находится за пределами земной орбиты. Было показано также, что для объяснения 11-летней вариации интенсивности галактических космических лучей внутри солнечной системы достаточно считать, что при $Q = 10^{21}$ см²/сек область неупорядоченного поля простирается на расстояние ~ 4 а.е., а при $Q = 10^{22}$ см²/сек — на расстояние ~ 40 а.е. за пределы земной орбиты. Оказывается, диффузия солнечных частиц довольно

сильно зависит от характера распределения неоднородностей межпланетного поля и тем самым служит экспериментальным орудием для глубокого исследования общих свойств больших областей возмущенного поля, установленных в предыдущей главе. В ходе обсуждения станет очевидным, что наблюдения пока не дают однозначных данных для подробной характеристики толстой рассеивающей оболочки. Это объясняется просто наличием слишком большого числа возможных переменных параметров. В связи с этим в настоящей главе мы намерены показать некоторые особенности диффузии частиц в неупорядоченных полях и сравнить некоторые из них с имеющимися наблюдательными данными.

По существу, физическая картина диффузии сводится к существованию толстой оболочки из неупорядоченного или возмущенного магнитного поля, окружающего солнечную систему. В качестве первого примера предположим, что движение частиц в этом облаке описывается уравнением изотропной диффузии с коэффициентом Q . Оболочку в большинстве случаев будем считать сферически-симметричной относительно Солнца, пренебрегая асимметрией, которая неизбежно должна иметь место из-за локального характера солнечных вспышек. Для таких случаев положим, что внутренний радиус оболочки $r=a$ (≥ 1 а. е.), а внешний — $r=c$. Будем предполагать, что вне облака, т. е. при $r > c$, частицы могут свободно двигаться в любом направлении в межзвездном пространстве, т. е. $Q \approx \infty$. По этой причине плотность высокоэнергичных солнечных частиц при $r=c$ должна стремиться к нулю. Соответственно будем считать, что в центре полости имеется крупномасштабное магнитное поле, главная составляющая которого имеет радиальное направление. В связи с этим частицы не могут свободно перемещаться вокруг Солнца (если пренебречь их дрейфом в крупномасштабных неоднородностях радиального поля). Таким образом, непосредственный перенос частиц от вспышек на обратной стороне Солнца автоматически исключается.

В настоящее время наблюдения высокоэнергичных солнечных частиц сводятся главным образом к измерению временного хода их интенсивности на Земле после

их генерации на Солнце. Наблюдаемый в некоторых случаях приход частиц непосредственно от Солнца обусловлен, по-видимому, наличием радиального поля в области $r < a$. Обычное запаздывание частиц обусловлено их диффузией, в результате которой временной ход их интенсивности в соответствии с (13.1) имеет вид «волны», показанной на рис. 13.1. Большая продолжительность периода уменьшения плотности солнечных частиц на Земле обусловлена, по-видимому, медленным выходом частиц за пределы солнечной системы путем диффузии через толстую оболочку. Мы начнем наше рассмотрение с обсуждения временного хода интенсивности солнечных частиц в период восстановления или понижения интенсивности после достижения максимума после вспышки. Затем будет рассмотрено запаздывание частиц, которое может усложняться из-за магнитных полей и ударных волн. В ходе дискуссии рассматривается ряд специальных идеализированных примеров, которые иллюстрируют некоторые наиболее очевидные возможные эффекты. Руководствуясь соображениями простоты, мы не будем выдвигать в настоящее время никакой единой теоретической модели.

13.2. Распространение и понижение интенсивности солнечных частиц

13.2.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ДИСКУССИЯ

Наблюдения уменьшения плотности высокоэнергичных солнечных частиц на Земле после достижения максимума позволяют предположить, что обычно это понижение можно описать степенным законом t^{-s} , где s находится в пределах 1,0—2,5, или экспоненциальным законом $\exp(-t/T)$. Более быстрый спад, т. е. спад по экспоненциальному закону или степенному закону с $s \geq 2,0$, характерен скорее всего для частиц более высоких энергий (выше 10^9 эв/нуклон) и для более удаленных от начала возрастания моментов времени. Понижение интенсивности частиц меньшей энергии (10^7 — 10^8 эв/нуклон) происходит иногда крайне медленно. В этом различии в характере понижения плотности ча-

стиц больших и малых энергий нет ничего удивительного, если учесть, что при наличии целого спектра неоднородностей поля коэффициент диффузии Q для частиц различных энергий будет зависеть как от энергии частиц, так и от расстояния до Солнца. В связи с этим мы будем рассматривать изменение во времени плотности частиц только для одной определенной энергии, и поэтому любые выводы относительно величины и распределения Q в пространстве будут применимы только к частицам рассматриваемой энергии или области энергий.

Чтобы выяснить смысл степенного закона падения плотности, в противоположность экспоненциальному закону в рамках диффузионной теории, рассмотрим некоторое количество частиц, испущенных в диффузионную среду из некоторой точки в момент времени $t=0$. Если эта среда бесконечна и однородна, то по мере распространения частиц от точки испускания характерный объем, занимаемый ими, увеличивается. Скорость диффузии изменяется обратно пропорционально величине градиента плотности. Следовательно, скорость диффузии со временем уменьшается, а интенсивность частиц, как следует из (13.1), падает по степенному закону $\sim t^{-3/2}$. Плотность потока при диффузии можно выразить в виде $Q\mu/r$, где μ — плотность распределения частиц, r — расстояние от источника и Q — коэффициент диффузии. Разделив это выражение на плотность, получим среднюю скорость диффузии Q/r . Эта величина, естественно, в точности равна скорости увеличения объема, занятого частицами, поэтому по порядку величины $dr/dt \approx Q/r$, откуда следует, что $r \approx (2Qt)^{1/2}$. Если увеличение объема происходит в n измерениях, то из закона сохранения числа частиц по порядку величины вытекает требование $\mu r^n = \text{const}$ или $\mu \approx t^{-n/2}$.

Сопоставим этот случай диффузии от точечного источника в бесконечной среде с диффузией от источника, расположенного на некотором конечном расстоянии P от открытой границы, где μ должно стремиться к нулю из-за свободной утечки частиц на бесконечность. В начальный период времени (при $r \ll P$) остается в силе решение диффузионного уравнения для бесконечной сре-

ды, а $\mu \approx t^{-n/2}$. Однако когда достаточно большое количество частиц начинает достигать границы и уходить из области диффузии, то в этом случае, очевидно, характерный размер r области, занятой частицами, перестанет увеличиваться (по крайней мере в сторону, обращенную к открытой границе), оставаясь ограниченной величиной порядка P . Средняя скорость диффузии при этом становится постоянной и равной по порядку величины Q/P . Плотность потока частиц составляет $\sim Q\mu/P$, а $d\mu/dt$ пропорционально только μ , что приводит в результате к спаду плотности по экспоненциальному закону $\sim \exp(-Qt/P^2)$.

Вообще говоря, степенной закон спада наблюдается в том случае, когда скорость диффузии достаточно быстро уменьшается со временем. Если скорость диффузии не уменьшается, то наблюдается экспоненциальный спад. Разумеется, имеется большое количество отклонений от этого общего правила, которые характеризуются различными показателями степенного закона и характерными постоянными времени для экспоненциального спада. Например, коэффициент диффузии, или ширина области диффузии, может увеличиваться с расстоянием от источника в неограниченной среде таким образом, чтобы частично скомпенсировать уменьшение скорости диффузии при увеличении объема, занятого частицами, увеличивая тем самым показатель степенного закона и приводя в некоторых случаях к псевдоэкспоненциальному спаду¹⁾. Рассмотрим теперь несколько идеализированных случаев для иллюстрации этих качественных утверждений.

В качестве первого примера предположим, что ширина диффузионной области увеличивается с расстоянием от источника $\sim r^\alpha$. Тогда свободная диффузия от точечного источника в трехмерном пространстве соответ-

¹⁾ Случай диффузии солнечных частиц в межпланетном пространстве в предположении, что Q растет с увеличением расстояния от Солнца, рассмотрен в работе [16*]. В этой работе показано, что если $Q \sim r^\beta$, то $\mu \sim t^{-3/(2-\beta)}$. Отсюда непосредственно следует, что если Q не зависит от r , т. е. $\beta = 0$, то $\mu \sim t^{-3/2}$, а в случае, когда $Q \sim r$, т. е. $\beta = 1$, то $\mu \sim t^{-3}$. — Прим. ред.

стует значению $\alpha = 2$, как уже отмечалось в связи с (13.1) ¹⁾. Обозначим общую площадь поперечного сечения диффузионной области через Ωr^α . Тогда, если коэффициент диффузии не зависит от r , диффузионное уравнение для этой области имеет вид

$$\frac{\partial \mu}{\partial \tau} = \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^\alpha \frac{\partial \mu}{\partial r} \right), \quad (13.4)$$

где $\tau = Qt$. Решение (13.4) при граничном условии $\mu = 0$ при $r = \infty$ дает следующий результат:

$$\mu(r, \tau) = \frac{1}{r^{(\alpha-1)/2}} \int_0^\infty dk k f(k) J_{(\alpha-1)/2}(kr) \exp(-k^2 \tau) \quad (13.5)$$

где $f(k)$ — произвольная функция, которую определяют из распределения частиц в момент времени $t = 0$. Если в начальный момент времени $t = 0$ испускаются ΩN частиц, то $\mu(r, 0)$ можно представить в виде $\lim [N \delta \times \times (r - \varepsilon) / \varepsilon^\alpha]$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Из теоремы обратного преобразования Фурье — Бесселя (см., например, [10]) следует, что

$$f(k) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} N \varepsilon^{(1-\alpha)/2} J_{1/2}(\alpha-1)(k\varepsilon) = \frac{N k^{(\alpha-1)/2}}{2^{(\alpha-1)/2} \Gamma[(\alpha+1)/2]}.$$

После подстановки этого выражения в (13.5) и проведения указанного интегрирования получим [13]

$$\mu(r, \tau) = \frac{N}{2^\alpha \Gamma[(\alpha+1)/2]} \frac{1}{\tau^{(\alpha+1)/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right). \quad (13.6)$$

Для больших значений времени τ плотность уменьшается асимптотически $\sim \tau^{-(\alpha+1)/2}$. Учитывая, что $\Gamma(3/2) = \pi^{1/2}/2$, легко заметить, что (13.6) сводится к (13.1) для радиальной диффузии от точечного источника в трехмерном пространстве ($\alpha = 2$) при асимптотическом уменьшении плотности по закону $\sim \tau^{-3/2}$. Одномерная диффузия ($\alpha = 1$) дает закон спада в виде τ^{-1} ,

¹⁾ Гораздо большие значения α могут наблюдаться в том случае, когда величина пробега для рассеяния контролируется ограничивающими крупномасштабными полями или сильной анизотропией в самой диффузионной среде.

а двумерная ($\alpha = 0$) — в виде $\tau^{-1/2}$ ¹⁾. С другой стороны, диффузия в трубообразной области ($\alpha > 2$) приводит к более быстрому уменьшению плотности частиц, чем по закону $\sim t^{-3/2}$.

В случае зависимости коэффициента диффузии от расстояния до источника необходимо учитывать различие между двумя механизмами диффузии. В первом случае частицы диффундируют, по существу, в статической среде, состоящей из рассеивающих центров. При этом диффузионная среда играет пассивную роль рассеивателя частиц, а диффузия определяется скоростями отдельных частиц. Второй механизм соответствует диффузии частиц под действием прямых и возвратных движений в диффузионной среде (гидромагнитные волны и т. п.). В этом случае диффузия частиц происходит в результате колебательных движений в среде, в которую погружены частицы, а скорость частиц играет при этом сравнительно пассивную роль. Можно ожидать, что в межпланетном пространстве в какой-то степени действуют оба механизма. Относительная роль того или иного механизма для диффузии высокоэнергичных частиц в межпланетном пространстве зависит от того, какой из двух механизмов — рассеяние частиц, зависящее только от их скорости, или движение магнитогидродинамических волн — является более эффективным в отношении переноса частиц. Высокоэнергичные частицы, вероятно, диффундируют преимущественно за счет собственного движения в неупорядоченных межпланетных полях, т. е. в соответствии с первым механизмом. Никаким другим способом невозможно объяснить наблюдаемую в некоторых случаях быструю диффузию солнечных частиц. По-видимому, второй механизм эффективен тогда, когда магнитные поля достаточно упорядочены и имеют такую конфигурацию, что движение частиц ограничивается некоторой областью поля с зеркальной геометрией. При этом движения отдельных частиц оказываются неэффективными в отношении

¹⁾ Двумерная диффузия может существовать в том случае, если солнечный ветер и центральная полость диффузионной оболочки сильно сжаты относительно экваториальной плоскости Солнца.

выхода из этой области. Отсюда немедленно появляется возможность предположить, что второй механизм может быть более эффективным в сильных упорядоченных полях, подобных солнечным полям вблизи Солнца или геомагнитному полю. Первый механизм, вероятно, более эффективен в межпланетном пространстве, где поля являются слабыми и в высокой степени неупорядоченными, а скорость магнитогидродинамических волн мала. Решения соответствующих диффузионных уравнений для обоих механизмов приводятся в Приложении Б.

Предположим, что коэффициент диффузии при $r = b$ равен Q , а при других значениях r определяется выражением $Q(r/b)^\beta$. Тогда для первого механизма, при котором частицы распространяются в результате их беспорядочного движения в относительно пассивной рассеивающей среде, уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial \mu}{\partial \tau} = \frac{1}{b^\beta r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\alpha+\beta} \frac{\partial \mu}{\partial r} \right).$$

По аналогии с предыдущим примером при том же выражении для $\mu(r, 0)$ легко показать, что искомое решение имеет вид

$$\begin{aligned} \mu(r, \tau) = & \frac{N b^{\beta(\alpha+1)/(2-\beta)}}{(2-\beta)^{(\beta+2\alpha)/(2-\beta)} \Gamma[(\alpha+1)/(2-\beta)]} \times \\ & \times \frac{1}{\tau^{(\alpha+1)/(2-\beta)}} \exp \left[-\frac{b^\beta r^{2-\beta}}{(2-\beta)^2 \tau} \right]. \quad (13.7) \end{aligned}$$

При $\beta = 0$ это выражение сводится к (13.6). В случае диффузии от точечного источника в трехмерном пространстве ($\alpha = 2$) асимптотическое уменьшение плотности частиц происходит по закону $\sim 1/\tau^{3/(2-\beta)}$ ¹⁾. Если коэффициент диффузии не меняется с расстоянием ($\beta = 0$), то уменьшение происходит, очевидно, по закону $\sim 1/\tau^{3/2}$. При $\beta > 0$ спад происходит быстрее, а при $\beta = 1$ скорость спада пропорциональна $\sim 1/\tau^3$. Значение $\beta = 1$ является критическим в том смысле, что при

¹⁾ Этот результат совпадает с полученным в [16*] (см. примечание на стр. 288). — *Прим. ред.*

$\beta > 1$ интеграл по r для величины, обратной коэффициенту диффузии, остается конечным, т. е. общее «диффузионное сопротивление» между r и бесконечностью имеет конечную величину, тогда как при $\beta \leq 1$ соответствующий интеграл расходится на бесконечности. Физический смысл этих результатов заключается в том, что любая модель в виде замкнутой оболочки для диффузии частиц в межпланетном пространстве, в которой допускается свободное проникновение галактических космических лучей внутрь солнечной системы, должна характеризоваться конечным «диффузионным сопротивлением» по отношению к входу частиц из бесконечности, как это можно видеть из (12.47). Таким образом, если предположение о существовании верхней границы для диффузионной области не используется в данном случае, то эта модель должна иметь эффективное значение $\beta > 1$, для того чтобы галактические космические лучи могли проникать внутрь солнечной системы. Следовательно, в любой модели в конечном счете уменьшение плотности частиц должно происходить, вероятно, быстрее, чем τ^{-3} (для $\alpha = 2$).

Диффузионное уравнение для второго механизма имеет вид

$$\frac{\partial \mu}{\partial \tau} = \frac{1}{b^\beta r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^\alpha \frac{\partial}{\partial r} (r^\beta \mu) \right].$$

Искомое решение определяется выражением

$$\begin{aligned} \mu(r, \tau) = & \frac{N b^{\beta(1+\alpha-\beta)/(2-\beta)}}{\Gamma[(1+\alpha-\beta)/(2-\beta)] (2-\beta)^{(2\alpha-\beta)/(2-\beta)}} \times \\ & \times \frac{1}{r^\beta \tau^{(1+\alpha-\beta)/(2-\beta)}} \exp \left[-\frac{b^\beta r^{2-\beta}}{(2-\beta)^2 \tau} \right]. \quad (13.8) \end{aligned}$$

В случае диффузии с $\alpha = 2$ асимптотическое понижение плотности частиц происходит в соответствии с выражением $1/\tau^{(3-\beta)/(2-\beta)}$. Если $\beta \geq 1$, в соответствии со сказанным выше, то спад происходит по закону $\sim 1/\tau^2$ или еще быстрее.

Этими примерами мы хотели продемонстрировать некоторые случаи из большого числа возможных видов асимптотического спада плотности солнечных частиц

в результате диффузии на неоднородностях неупорядоченных межпланетных полей. Если считать, что ширина области диффузии и коэффициент диффузии изменяются с расстоянием по степенному закону, то асимптотический спад плотности также будет иметь степенную форму. Спад мог бы иметь, очевидно, другие формы, например экспоненциальную, в определенные периоды времени, если использовать другие виды зависимости ширины диффузионной области и коэффициента диффузии от расстояния до источника.

В заключение этого раздела рассмотрим диффузию солнечных частиц в межпланетном поле для простого случая, когда коэффициент диффузии либо имеет постоянное конечное значение, либо очень велик. В этом случае «диффузионное сопротивление» можно аппроксимировать ступенчатой функцией. Концы этой функции будут соответствовать границам диффузионной среды. Читатель сможет убедиться, что в большинстве случаев решения для ступенчатой функции можно без привлечения дополнительного математического аппарата обобщить и свести к степенной зависимости для ширины диффузионной области и коэффициента диффузии. Однако при этом невероятно возрастает число возможных комбинаций границ и пространственных вариаций параметров, характеризующих диффузию. Это значительно усложнило бы интерпретацию современных наблюдательных данных. Возможно, наступит день, когда окажется полезным исследовать при помощи общепринятых методов многие очевидные экспериментальные факты, однако в настоящее время достаточно наглядным остается приближение в виде ступенчатой функции.

13.2.2. ДИФфуЗИЯ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ КОНЕЧНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ

Из простой задачи о диффузии от точечного источника в бесконечной среде (13.1) следует, что частицы проходят через данную точку с некоторым начальным запаздыванием в виде «волны», которая резко нарастает. Время, необходимое для достижения максимума, примерно в два раза больше времени начального запа-

здывания в идеализированном случае с постоянным Q . Прежде всего возникает задача формально подтвердить вывод из предыдущего рассмотрения о том, что наличие открытой границы диффузионной среды должно в конечном счете привести к экспоненциальному спаду плотности частиц. Итак, рассмотрим диффузию в области с конечным радиусом c .

а. Ограниченная сфера. Замена неограниченной среды однородной сферой с радиусом c , очевидно, не окажет заметного влияния на скорость возрастания плотности частиц в любой точке наблюдения внутри сферы. Это объясняется тем простым фактом, что в начальный период диффузия частиц преимущественно происходит глубоко внутри сферы, где влияние удаленной границы при $r = c$ совершенно не сказывается. Только в период последующего понижения плотности частиц граница начинает играть существенную роль. Чтобы формально показать влияние внешней границы, пренебрежем наличием внутренней полости с радиусом a и рассмотрим распределение $\mu(r, t)$ для $4\pi N$ частиц, которые испущены в момент $t = 0$ из центра огромного гелиоцентрического облака с радиусом c . Для получения решения (12.14) проще всего предположить (пренебрегая конвекцией), что начальное распределение плотности частиц можно представить в виде тонкой сферической оболочки $\lim N\delta(r - \varepsilon)/\varepsilon^2$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Разлагая это распределение в ряд по функциям Бесселя половинного порядка, легко показать на основании (12.14), что последующее распределение частиц имеет вид

$$\mu(r, t) = \frac{2\pi N}{c^3} \frac{c}{r} \sum_{n=1}^{\infty} n \sin\left(\frac{n\pi r}{c}\right) \exp\left(-\frac{n^2\pi^2 Q t}{c^2}\right). \quad (13.9)$$

Тригонометрические функции появились в этом выражении по той причине, что $u^{-1/2} J_{1/2}(u)$ представляет собой сферическую функцию Бесселя нулевого порядка $u^{-1} \times \sin u$. Из (13.9) нетрудно заметить, что для достаточно малых значений r и t , для которых $c^2 \gg Qt \gg r^2$, отдельные члены ряда либо являются медленно меняющимися функциями от n , либо пренебрежимо малы. Следовательно, суммирование в (13.9) можно заменить

интегрированием. В результате получим выражение (13.1).

Отметим, что при $Qt \gg c^2$ плотность, по-видимому, определяется выражением

$$\mu(r, t) \sim \frac{2\pi^2 N}{c^3} \frac{c}{\pi r} \sin \frac{\pi r}{c} \exp\left(-\pi^2 \frac{Qt}{c^2}\right) \quad (13.10)$$

и уменьшается со временем не по закону $\sim t^{-3/2}$, а по экспоненциальному закону. Влияние границы $r = c$

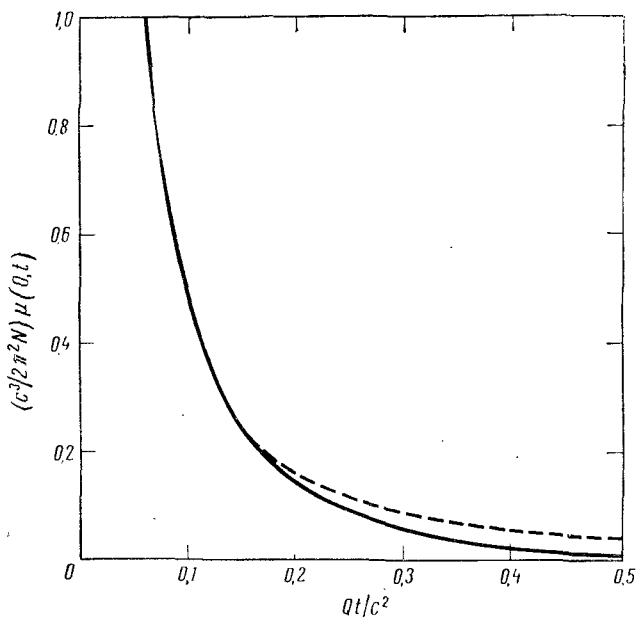


Рис. 13.2. Изменение со временем плотности частиц $\mu(0, t)$ в центре однородной диффузионной сферы радиуса c (сплошная кривая), полученное из уравнения (13.9) (время t отсчитывается от момента испускания $4\pi N$ частиц). Пунктирной линией показано изменение плотности $\mu(0, \tau)$, полученное из (13.1) для бесконечной среды.

видно из рис. 13.2, на котором показана величина $(c^3/2\pi^2N)\mu(0, t)$ из (13.9) в сравнении с (13.1). Обе кривые, по существу, совпадают вплоть до $Qt/a^2 \approx 0,1$, а в дальнейшем становится очевидной тенденция к

отклонению (13.9) от закона $t^{-3/2}$ к экспоненциальному спаду. Отклонение вниз от закона $t^{-3/2}$ начинается тогда, когда значительное количество частиц начинает достигать границы области $r = c$. Это можно видеть из рис. 13.3, на котором показан поток частиц, уходящих за пределы области диффузии в зависимости от времени. Этот поток достигает максимума при $Qt/a^2 \approx 0,09$,

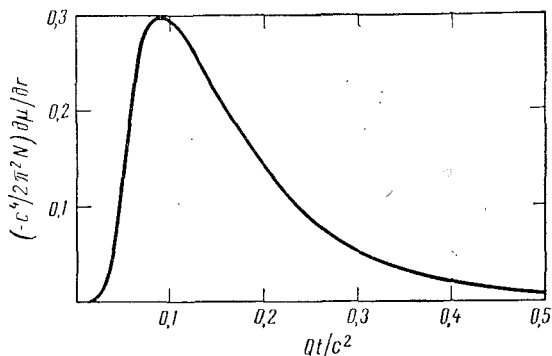


Рис. 13.3. Зависимость потока частиц через внешнюю границу диффузионной сферы радиуса c от времени, полученная из (13.9).

что приблизительно соответствует моменту времени, когда начинает в значительной степени осуществляться более быстрый спад плотности (13.9).

б. *Сферическая оболочка.* Рассмотрим теперь диффузию в полой оболочке с внутренним радиусом a и внешним радиусом c . Предположим, что $4\pi N$ частиц испускаются из Солнца, которое может находиться в любой точке внутри полости, и равномерно заполняют полость $r < a$ в момент $t = 0$. В этом случае плотность частиц в диффузионной оболочке в начальный момент времени $t = 0$ равна нулю и $\mu(r, 0) = 0$, за исключением точек внутренней границы оболочки $r = a$, где $\mu(a, 0) = 3N/a^3$. С момента $t = 0$, частицы начинают диффундировать в оболочку. Поток частиц, пересекающих внутреннюю границу $r = a$ и входящих в оболочку, равен $-4\pi a^2 Q d\mu(a, t)/da$. Эта величина равна скорости уменьшения плотности частиц $(4\pi a^3/3)\mu(a, t)$, равно-

мерно заполняющих внутреннюю полость. В результате получим граничное условие при $r = a$:

$$a \frac{\partial \mu(a, t)}{\partial \tau} = 3 \frac{\partial \mu(a, t)}{\partial a}, \quad (13.11)$$

где $\tau = Qt$. Если $Q = \infty$ за пределами толстой оболочки, то граничное условие при $r = c$ сводится к простому выражению $\mu(c, t) = 0$.

Граничное условие (13.11) затрудняет разложение $\mu(r, t)$ в ряд по функциям Бесселя. Вместо этого мы используем преобразование Лапласа. Применяя замену переменных $\mu(r, t) = u(r, t)/r$ и вводя функцию $U(r, p)$ в виде

$$U(r, p) = \int_0^{\infty} d\tau \exp(-p\tau) u(r, \tau),$$

сведем уравнение (12.14) к виду

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} - pU = 0, \quad (13.12)$$

справедливое при пренебрежении конвекцией. Граничное условие (13.11) принимает вид

$$\frac{1}{3} a^2 [pU(a, p) - u(a, 0)] = -U(a, p) + \frac{a \partial U(a, p)}{\partial a}. \quad (13.13)$$

Легко показать, что решение (13.12), равное нулю при $r = c$ и удовлетворяющее условию (13.13) при $r = a$, можно представить в следующей форме:

$$U(r, p) = \frac{N \operatorname{sh} p^{1/2} (c - r)}{\left(1 + \frac{a^2 p}{3}\right) \operatorname{sh} p^{1/2} (c - a) + a p^{1/2} \operatorname{ch} p^{1/2} (c - a)}.$$

Применяя обратное преобразование Лапласа [1, 10], получаем

$$u(r, \tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} dz \exp z\tau U(r, z).$$

Единственными особенностями в $U(r, z)$ являются простые полюса, расположенные вдоль отрицательной дей-

ствительной оси, так что $z^{1/2}$ является чисто мнимой величиной, а гиперболические функции переходят в тригонометрические. Полюсы находятся в точках $z_n = -\alpha_n^2$, где α_n — корни уравнения

$$\left(\frac{1}{3} a^2 \alpha_n^2 - 1\right) \sin \alpha_n (c - a) = a \alpha_n \cos \alpha_n (c - a). \quad (13.14)$$

Исключая с помощью (13.14) $\cos \alpha_n (c - a)$, можно выразить $U(r, z)$ через z_n :

$$U(r, z) \approx (z - z_n)^{-1} \times \\ \times \frac{2Na\alpha_n^3 \sin \alpha_n (c - r)}{\left(c\alpha_n + \frac{1}{3} a^2 \alpha_n^2 c\alpha_n + \frac{1}{9} a^4 \alpha_n^4 c\alpha_n - \frac{1}{9} a^5 \alpha_n^5\right) \sin \alpha_n (c - a)}.$$

Учитывая это выражение для вычета $U(r, z)$ в полюсе $z = z_n$, легко показать на основе теоремы Коши, что плотность частиц внутри оболочки $a < r < c$ равна

$$\mu(r, t) = \frac{2N}{a^3} \left(\frac{a}{r}\right) \sum_{n=1}^{\infty} a^3 \alpha_n^3 \frac{\sin \alpha_n (c - r)}{\sin \alpha_n (c - a)} \exp(-\alpha_n^2 \tau) \times \\ \times \left[c\alpha_n + \frac{1}{3} a^2 \alpha_n^2 c\alpha_n + \frac{1}{9} a^4 \alpha_n^4 c\alpha_n - \frac{1}{9} a^5 \alpha_n^5 \right]^{-1} \quad (13.15)$$

Во внутренней полости ($r < a$) плотность частиц равна $\mu(a, t)$.

Отметим, что в пределе при $a \rightarrow 0$ получим из (13.14)

$$\alpha_n c = n\pi + \frac{1}{45} (\alpha_n a)^5 + O[(\alpha_n a)^7]. \quad (13.16)$$

При этом (13.15) сводится к полученному ранее выражению (13.9) для диффузии в сфере. Разлагая (13.15) в ряд по возрастающим степеням $\alpha_n c$ и замечая, что при $c^2 \gg \tau \gg r^2$ члены разложения либо являются медленно меняющимися функциями от n , либо пренебрежимо малы, так что суммирование можно заменить интегрированием по n , получим

$$\mu(r, t) \sim \frac{N}{2\pi^{1/2}\tau^{3/2}} \left[1 - \frac{a^2}{4\tau} \left(1 - \frac{r^2}{6\tau} \right) + \dots \right] \exp\left(-\frac{r^2}{4\tau}\right). \quad (13.17)$$

Первый член этого выражения совпадает с (13.1). Это показывает, что в достаточно толстой оболочке, когда выполняется условие $c^2 \gg \tau \gg r^2$, диффузия в промежуточные моменты времени имеет близкое сходство с диффузией частиц от точечного источника в неограниченной среде, когда уменьшение μ происходит приблизительно по закону $\tau^{-3/2}$.

В более поздние моменты времени, когда τ становится сравнимым с c^2 или больше, $\mu(r, t)$ можно приблизительно представить первым членом (13.15). В этом случае уменьшение плотности происходит по экспоненциальному закону $\exp(-\alpha_1^2 \tau)$. Отметим, что в тонких оболочках, $c - a \ll a$, спад плотности μ в промежуточные периоды времени не удовлетворяет закону $\tau^{-3/2}$. В этом случае первый корень уравнения (13.14) равен

$$\alpha_1 a = \left(\frac{3a}{c-a} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{c-a}{a} \right)^2 + \dots \right]. \quad (13.18)$$

Следующие корни ($n \geq 1$) имеют вид

$$\alpha_n a = \frac{n\pi a}{c-a} \left[1 + \frac{3}{(n\pi)^2} \left(\frac{c-a}{a} \right) + \dots \right].$$

Главный член в (13.15) сводится к выражению

$$\mu(r, t) = \frac{3N}{a^3} \frac{c-r}{c-a} \exp\left(-\frac{3a}{c-a} \frac{\tau}{a^2}\right), \quad (13.19)$$

которое дает основной вклад в ряд при $\tau \gg [(c-a)/\pi]^2$. Падение плотности частиц в случае тонкой оболочки происходит по экспоненциальному закону для любого момента времени, за исключением краткого периода в начале спада.

в. Локальная диффузия внутрь толстой оболочки. При наличии магнитного поля, имеющего внутри земной орбиты преимущественно радиальное направление, следует отнестись весьма критически к предположению о том, что вся внутренняя полость оказывается целиком заполненной частицами при $t = 0$. Учитывая отсутствие наблюдений прихода частиц от вспышек на обратной стороне Солнца и частое отсутствие прямого прихода частиц от вспышек на видимой стороне Солнца, предположим, что радиальное поле канализирует частицы от

Солнца внутрь ограниченной области толстой диффузионной оболочки. Предположим далее, что только после попадания внутрь оболочки частицы могут диффундировать вокруг Солнца. Отсюда следует, что высокоэнергичные солнечные частицы будут наблюдаться на Земле в двух возможных случаях. В первом случае Земля может находиться в конусе инжекции частиц из Солнца, так что будет наблюдаться быстрое и резкое возрастание плотности частиц. Спад интенсивности частиц на Земле в этом случае сводится к задаче о спаде интенсивности в начальном коническом объеме, заполненном частицами. Во втором случае Земля может находиться за пределами конуса инжекции частиц из Солнца, так что частицы придут к Земле с некоторым запаздыванием, обусловленным их диффузией от внешнего края конуса. Эта вторая возможность будет рассмотрена в следующем примере. В настоящем примере рассматривается изменение во времени интенсивности частиц в начальном конусе инжекции.

Рассмотрим круговой конус инжекции с небольшим телесным углом Ω . Предположим, что этот конус простирается на расстояние h от Солнца до внутренней границы толстой диффузионной оболочки, простирающейся равномерно до расстояния q' от внутренней границы. Обозначим через s радиус внешнего края конуса, откуда $\Omega \approx \pi s^2/h$. Для удобства математического описания заменим действительную толстую оболочку толщиной q' полусферой с центром в середине основания (внешнего края) конуса инжекции, как показано пунктирными линиями на рис. 13.4. Пусть радиус полусферы равен q . Максимальное сходство с реальной оболочкой, вероятно, будет наблюдаться при значении q , несколько большем, чем q' , хотя точное значение для q здесь не будет приводиться. Пусть внутренняя граница оболочки представляет собой поверхность сферы с радиусом s , на которой основание действительного конуса приближается по форме к большому кругу. Поскольку телесный угол Ω мал, то отсюда следует, что $s \ll h$, а объем $(2\pi/3)s^3$, образуемый внутренней оболочкой, может быть пренебрежимо малым по сравнению с объемом самого конуса $\pi s^2 h/3$. Наконец предположим, что частицы уxo-

дят только через внешнюю поверхность $r = q$. Тем самым игнорируется тот факт, что некоторая доля частиц будет возвращаться где-нибудь в другом месте внутрь полости реальной оболочки, окружающей Солнце. Случай с учетом этого эффекта рассматривается в следующем примере.

Обозначим через r расстояние от центра основания конуса инжекции, а через θ — угол относительно оси его

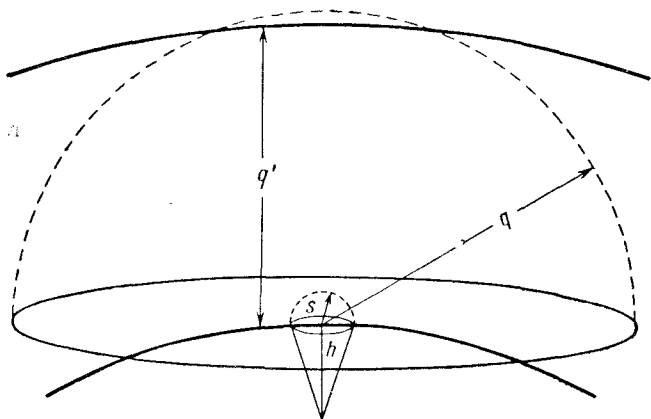


Рис. 13.4. Упрощенная схема (пунктирные линии) для описания диффузии частиц из конуса инжекции внутрь толстой диффузионной оболочки (сплошные линии).

вращения. Тогда границы диффузионной оболочки соответствуют расстояниям $r = s$, $r = q$ и углу $\theta = \pi/2$. Поскольку потоком частиц через границу $\theta = \pi/2$ мы пренебрегаем, то отсюда следует, что на внешней границе $r = q$ плотность частиц приближается к нулю, так как за ее пределами начинается свободное пространство. Поток частиц через внутреннюю границу равен $-2\pi s^2 Q \partial \mu(s, \tau) / \partial s$ и в точности равен скорости уменьшения во времени полного числа частиц $1/3 \pi s^2 h \mu(s, \tau)$ в конусе инжекции. Отсюда получаем граничное условие при $r = s$.

$$h \frac{\partial \mu}{\partial \tau} = \frac{6 \partial \mu}{\partial s}.$$

Расчеты продолжают по аналогии с предыдущим примером при замене (13.11) на (13.19). Преобразование Лапласа $U(r, p)$ для $r_{\mu}(r, \tau)$ дает выражение

$$U(r, p) = N \frac{s^2}{2h^2} \frac{\operatorname{sh} p^{1/2} (q-r)}{(1 + hsp/6) \operatorname{sh} p^{1/2} (q-s) + sp^{1/2} \operatorname{ch} p^{1/2} (q-s)},$$

которое имеет простые полюса при $p = -\alpha_n^2$, где α_n — n -й корень уравнения

$$\left(\frac{hs\alpha_n^2}{6} - 1 \right) \operatorname{tg} \alpha_n (q-s) = s\alpha_n. \quad (13.20)$$

При обратном преобразовании получим на основании теоремы Коши, что $\mu(r, \tau)$ представляет сумму вычетов при $p = -\alpha_n^2$. Окончательно получим

$$\mu(r, \tau) = \frac{N}{h^2 r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{s^3 \alpha_n^3 \sin \alpha_n (q-r) \exp(-\alpha_n^2 \tau)}{F(n) \sin \alpha_n (q-s)}, \quad (13.21)$$

где

$$F(n) = \alpha_n q - sq \left(\frac{h}{3} - s \right) \alpha_n^3 + s^2 \left(\frac{h}{2} - s \right) \alpha_n^3 + \frac{1}{36} h^2 s^2 (q-s) \alpha_n^5. \quad (13.22)$$

Эти результаты для диффузии внутрь области бесконечной толщины невозможно получить из (13.21) простым способом, полагая $q \rightarrow \infty$. Эта трудность обусловлена выражением (13.20), которое не стремится ни к какому пределу при увеличении q . Необходимо снова вычислить $U(r, p)$, учитывая требование, что эта величина должна уменьшаться до нуля при $r = \infty$. Соответствующее выражение для $r = \infty$ имеет вид

$$U(r, p) = \frac{3Ns^2}{h^2} \frac{\exp p^{1/2} (s-r)}{hsp + 6sp^{1/2} + 6}.$$

Применяя обратное преобразование, необходимо иметь в виду, что $U(r, p)$ имеет точку ветвления при $p = 0$, которую следует исключить из области, охваченной контуром интегрирования. Этот контур проходит по обычному пути от $+i\infty$ по дуге к $-\infty$ и далее к $-i\infty$, за

исключением того, что при подходе к отрицательной действительной оси контур не пересекает ее, а поворачивает и идет дальше к началу координат, оставаясь несколько выше отрицательной оси. Начало координат контур огибает по часовой стрелке, а затем продолжается в обратном направлении к $-\infty$ вдоль пути, расположенного ниже действительной отрицательной оси. Таким образом, точка ветвления в начале координат исключается, а область, охватываемая контуром интегрирования, состоит из двух четвертей окружности вместо одной целой полуокружности. Отсюда легко получить следующее выражение:

$$\mu(r, \tau) = \frac{6Ns^2}{\pi h^2 r} \int_0^{\infty} d\omega \omega \exp(-\omega^2 \tau) \times \\ \times \frac{(hs\omega^2 - 6) \sin \omega (s - r) + 6s\omega \cos \omega (s - r)}{(hs\omega^2 - 6)^2 + 36s^2\omega^2}. \quad (13.23)$$

Между настоящим и предыдущим примерами имеется сходство, которое сводится к тому, что в обоих случаях утечка частиц из свободной внутренней полости происходит путем радиальной диффузии через толстую сферическую оболочку. Действительно, многие результаты предыдущего примера можно получить из настоящего примера, если длину h в (13.19) заменить на $2a$. Настоящий пример, однако, имеет более общий характер по сравнению с предыдущим в связи с тем, что h и s не равны друг другу при одном и том же значении a в обоих случаях. Эта общность позволяет видеть влияние параметра s , который может стать очень малым по отношению к h ; т. е. позволяет видеть эффекты присутствия частиц лишь в небольшой области толстой диффузионной оболочки и сопоставить эти результаты с предыдущим примером.

Предположим, что отношение s/h стало малым за счет увеличения h . Это означает, что $h \gg s, q$. Из (13.20) непосредственно следует, что первый корень этого уравнения равен

$$\alpha_0^2 \approx \frac{6q}{(q - s)hs},$$

а корни более высокого порядка ($n \geq 1$) имеют вид

$$\alpha_n \approx \frac{n\pi}{(q-s)} + \frac{6}{hn\pi} + \dots$$

При $\tau > (q-s)^2/\pi^2$ следует учитывать только первый член этого ряда. В этом случае (13.21) сводится к выражению

$$\mu(r, \tau) \sim \frac{3N}{h^3} \frac{s}{r} \frac{q-r}{q-s} \exp\left[-\frac{6q\tau}{hs(q-s)}\right], \quad (13.24)$$

которое нетрудно получить из диффузионного уравнения довольно простым способом. Для этого надо ввести предположение о квазистационарном состоянии, при котором h настолько велико, что плотность частиц в конусе инжекции очень незначительно изменяется в то время, когда частицы попадают в диффузионную оболочку и диффундируют в ней, т. е. в момент времени порядка $q^2/\pi^2 Q$.

С другой стороны, предположим, что s/h стало очень малым за счет уменьшения s . Это означает, что $s \ll h, q$. Корни уравнения (13.20) в этом случае имеют вид

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{q} \left(1 - \frac{s^2 h n^2 \pi^2}{6q^3} + \dots\right),$$

где $n=1, 2, 3, \dots$. Подставляя это выражение в (13.21) и учитывая лишь члены самого низкого порядка по s , получим

$$\mu(s, \tau) \approx \frac{Ns^3\pi^2}{rh^2q^3} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \exp\left(-\frac{n^2\pi^2\tau}{q^2}\right).$$

Этому соотношению соответствует такая же кривая спада, как и для $\mu(0, \tau)$, вычисленного из (13.9) для ограниченной сферы. При $\tau \ll q^2$ это выражение сводится к (13.1), для которого спад плотности происходит по закону $\sim \tau^{-3/2}$.

Эти два предельных случая еще раз показывают, что степенной спад переходит в экспоненциальный в тот момент, когда достаточно большое число частиц начинает пересекать внешнюю границу $r = q$. Если h достаточно велико ($h \gg s, q$), то интенсивность частиц в конусе

может уменьшиться очень незначительно к тому времени, когда начинается экспоненциальный спад, так что в этом случае спад происходит преимущественно по экспоненциальному закону. С другой стороны, если конус становится достаточно узким ($s \ll h, q$), то может наблюдаться преимущественно степенной спад по закону $\tau^{-3/2}$, причем к моменту начала экспоненциального спада интенсивность частиц становится пренебрежимо малой.

Наконец, в качестве третьего примера рассмотрим предельный случай, в котором q становится большим ($p \gg h, s$). В этом случае спад интенсивности происходит по степенному закону для всех $\tau > O(s^2, h^2)$. Это нетрудно показать, разлагая знаменатель (13.23) по степеням ω^2 и производя почленное интегрирование ряда. В результате получим выражение

$$\mu(s, \tau) \sim \frac{Ns^2}{4\pi^{1/2} h^2 \tau^{3/2}} \left[1 + \frac{s(h-3s)}{2\tau} + \dots \right].$$

г. *Диффузия в толстой оболочке, окружающей центральную полость.* Рассмотрим механизм распространения частиц вокруг Солнца при их диффузии в толстой диффузионной оболочке. При этом будем предполагать, что неупорядоченные поля оболочки окружают солнечную систему, образуя полость. Предположим также, что частицы вводятся в оболочку при $t=0$ на ограниченном участке внутренней поверхности оболочки ($r=a$). Частицы диффундируют в оболочке вокруг Солнца, и одновременно имеет место их утечка через внешнюю границу ($r=c$) в свободное пространство. Подобная задача представляет интерес в связи с тем, что она дает механизм возрастания и падения интенсивности частиц в точках, весьма удаленных от начального конуса инъекции частиц из Солнца. Таким образом, эту задачу можно рассматривать как идеализированную модель для запаздывания прихода солнечных частиц от вспышки. Представляет интерес рассмотреть эффект от вспышки на обратной стороне Солнца.

Для удобства математического описания задачи необходимо сделать два принципиальных упрощения. Во-первых, пренебрежем накоплением частиц в начальном узком конусе инъекции. Предположим, что в момент

$t=0$ в точке $r=b$ вблизи внутренней границы внутри оболочки ($a < b < c$) испускаются $4\pi N$ частиц. Обозначим через θ угловое расстояние в сферической оболочке от точки испускания частиц. Во-вторых, корректное граничное условие в любой точке (a, θ) внутренней поверхности оболочки определяется соотношением (13.11), которое соответствует постепенному заполнению внутренней полости в оболочке по мере диффузии частиц вокруг их начальной точки испускания. Мы будем пренебрегать этой утечкой частиц во внутреннюю полость и зададим граничное условие в виде $\partial\mu(s, \tau)\partial s = 0$ при $r=s$. При таком пренебрежении диффузией через $r=s$ мы получим верхний предел для действительного значения $\mu(r, \theta, \tau)$, вычисленного вблизи внутренней границы.

Таким образом, мы рассмотрим в данном случае диффузию частиц, испущенных в точке $r=b$ при $\theta=0$ в однородную диффузионную оболочку, которая имеет непроницаемую внутреннюю границу $r=a$ и открытую внешнюю границу $r=c$. К диффузионному уравнению в полярных координатах оказывается возможным применить метод разделения переменных. При наличии симметрии относительно оси $\theta=0$ соответствующее решение имеет вид

$$\mu(r, \tau) = \frac{1}{r^{1/2}} \sum_{\substack{n=1 \\ m=1}}^{\infty} A_{nm} Z_{n+1/2}(\nu_{nm}r) P_n(\cos \theta) \exp(-\nu_{nm}^2 \tau), \quad (13.25)$$

где $Z_{n+1/2}(\nu_{nm}r)$ есть линейная комбинация функций Бесселя¹⁾:

$$Z_{n+1/2}(\nu_{nm}r) = A(n, m) J_{n+1/2}(\nu_{nm}r) - B(n, m) Y_{n+1/2}(\nu_{nm}r) \quad (13.26)$$

при

$$\begin{aligned} A(n, m) &= Y_{n+1/2}(\nu_{nm}a) - 2a\nu_{nm}Y'_{n+1/2}(\nu_{nm}a), \\ B(n, m) &= J_{n+1/2}(\nu_{nm}a) - 2a\nu_{nm}J'_{n+1/2}(\nu_{nm}a). \end{aligned}$$

¹⁾ В оригинале в выражении (13.26) допущены, как нам кажется, следующие опечатки: 1) в левой части уравнения было $Z_{n+1/2}(n)$, 2) в правой части вместо аргумента $\nu_{nm}r$ стоял x . — Прим. ред.

Отсюда следует, что производная $r^{-1/2}Z_{n+1/2}(\nu_{nm}r)$ автоматически становится равной нулю при $r=a$. Значения ν_{nm} выбираются так, чтобы условие

$$Z_{n+1/2}(\nu_{nm}c) = 0 \quad (13.27)$$

автоматически удовлетворяло граничному условию при $r=c$. Из (13.26) и (13.27) можно заметить, что

$$A(n, m) = \frac{B(n, m) Y_{n+1/2}(\nu_{nm}c)}{J_{n+1/2}(\nu_{nm}c)}.$$

Отсюда

$$\int_0^c dr r Z_{n+1/2}^2(\nu_{nm}r) = \frac{c^2}{2} [A(n, m) J_{n+1/2}(\nu_{nm}c) - B(n, m) Y_{n+1/2}(\nu_{nm}c)] = \frac{2B(n, m)}{\pi \nu_{nm} c J_{n+1/2}(\nu_{nm}c)}. \quad (13.28)$$

Из того факта, что вронскиан можно записать в виде

$$\begin{aligned} Y'_\gamma(x) J_\gamma(x) - J'_\gamma(x) Y_\gamma(x) &= \\ &= Y'_\gamma(x) J_{\gamma+1}(x) - J'_\gamma(x) Y_{\gamma+1}(x) = \frac{2}{\pi x}, \end{aligned}$$

следует, что

$$Z_{n+1/2}(\nu_{nm}a) = -\frac{4}{\pi}$$

и

$$A(n, m) J_{n+1/2}(\nu_{nm}a) - B(n, m) Y_{n+1/2}(\nu_{nm}a) = -\frac{4n}{\pi \nu_{nm}a}.$$

Таким образом, можно показать, что

$$\int_0^a dr r Z_{n+1/2}^2(\nu_{nm}r) = \frac{8a^2}{\pi} \left[1 - \frac{n(n+1)}{\nu_{nm}^2 a^2} \right]. \quad (13.29)$$

Предположим, что в начальный момент функция источника имеет вид

$$\mu(r, \theta, 0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{2N}{b^2 \varepsilon} \delta(r-b) \delta(\theta-\varepsilon). \quad (13.30)$$

Это выражение соответствует внесению $4\pi N$ частиц внутрь кольца с радиусом b_ε и с центром в точке $r=b$, $\theta=0$. Полагая $\tau=0$ в (13.25) и используя (13.30)

в левой части (13.25), умножим это выражение на $d\theta \sin \theta P_p(\cos \theta)$ и проинтегрируем от 0 до π . При этом исчезнут все члены, кроме члена с $n = p$. Умножим этот результат на $r Z_{p+1/2}(\nu_{pq}r)$ и проинтегрируем от a до c . При этом исчезнут все члены, кроме члена с $m = q$. Используя (13.28) и (13.29), получим окончательно

$$A_{nm} = \frac{\pi^2 N}{8a^2 b^{1/2}} \frac{(2n+1) Z_{n+1/2}(\nu_{nm}b)}{G(n, m)}, \quad (13.31)$$

где

$$G(n, m) = \left[\frac{\nu_{nm} a J_{n+3/2}(\nu_{nm}a) - n J_{n+1/2}(\nu_{nm}a)}{\nu_{nm} a J_{n+1/2}(\nu_{nm}c)} \right] - \left[1 - \frac{n(n+1)}{\nu_{nm}^2 a^2} \right]. \quad (13.32)$$

В этом случае решение диффузионного уравнения определяется формулой (13.25), где коэффициенты A_{nm} имеют вид (13.31).

Рассмотрим теперь плотность частиц в оболочке. В достаточно близких точках от точки испускания ($r = b$, $\theta = 0$) частицы появляются в виде «волны», определяемой выражением (13.1) и показанной на рис. 13.1. Амплитуда волны уменьшается обратно пропорционально кубу расстояния от точки испускания в соответствии с (13.3). Таков характер изменения плотности частиц со временем в фиксированной точке пространства в окрестности точки испускания. Остается выяснить вопрос о характере изменения плотности в оболочке вдали от точки испускания. Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим особый случай, когда $c = 3a$. Такое отношение c/a выбирается по тем соображениям, чтобы влияние внешней границы проявлялось в значительной степени, но и не слишком сильно (чтобы плотность частиц уменьшалась не очень существенно при их диффузии в оболочке вокруг внутренней полости).

Для $c = 3a$ получим из (13.27), что ν_{0m} определяется корнями уравнения $\operatorname{tg} 2\nu_{0m}a = -\nu_{0m}a$, а ν_{1m} — корнями уравнения

$$(2 + 5\nu_{1m}^2 a^2) \operatorname{tg} 2\nu_{1m}a = \nu_{1m}a (4 - 3\nu_{1m}^2 a^2).$$

Отсюда можно найти, что $v_{01}a=1,145$, $v_{02}a=2,543$ и $v_{11}a=1,443$. На основании этого получим, что $2A_{01}/\pi = -0,236N/a^{5/2}$, $2A_{02}/\pi = 0,404N/a^{5/2}$ и $2A_{11}/\pi = 0,867N/a^{5/2}$.

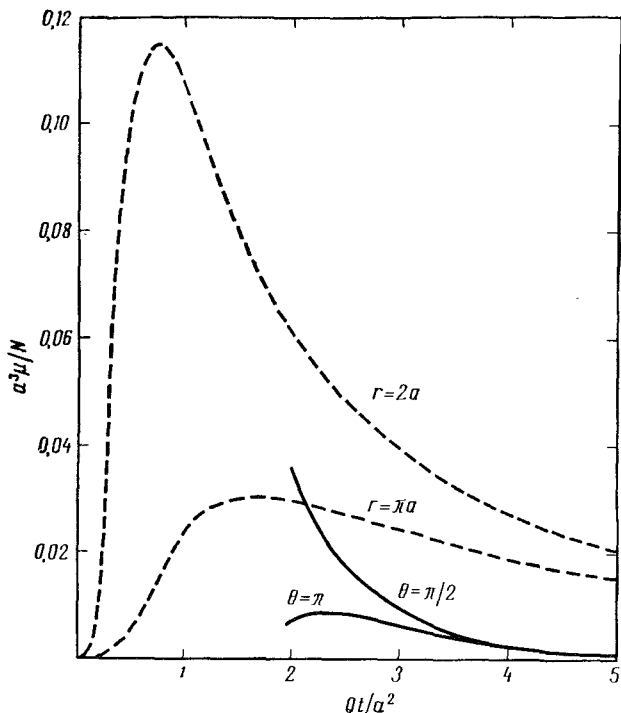


Рис. 13.5. Изменение плотности частиц $\mu(a, \theta, \tau)$ на поверхности непроницаемой сферы $r=a$ в зависимости от времени для углов $\pi/2$ и π относительно точки испускания $4\pi N$ частиц для специального случая $c=3a$ (сплошные кривые). Двумя пунктирными линиями показано изменение плотности, полученное из (13.1) соответственно для расстояний $r=2a$ и $r=\pi a$ в неограниченной среде.

В то время когда μ приближается к своему максимальному значению, двумя главными членами ряда являются A_{01} и A_{11} , т. е. $v_{02}a$ несколько больше $v_{01}a$ или $v_{11}a$. На рис. 13.5 показаны кривые изменения плотности на внутренней границе оболочки, полученные с учетом двух главных членов ряда при $\theta=\pi/2$ и $\theta=\pi$ для

простого случая $b \rightarrow a$. Эти кривые дают лишь грубое приближение, поскольку мы пренебрегаем членами более высокого порядка при таких малых значениях τ , однако они убедительно показывают быстрое уменьшение плотности частиц по мере их диффузионного распространения в оболочке вокруг внутренней полости. Для сравнения на рис. 13.5 показаны также кривые для плотности частиц в бесконечной однородной диффузионной среде. Эти кривые получены на основании (13.1) для расстояний $r=2a$ и $r=\pi a$ от точки испускания. Расстояние $r=\pi a$ соответствует кратчайшему пути от точки испускания $(a, 0)$ до точки (a, π) на противоположной стороне внутренней полости $r=a$. Интенсивность на противоположной стороне внутренней полости несколько меньше, чем для точек кривой $r=\pi a$, и достигает максимума позже преимущественно из-за диффузии частиц вдоль оболочки, из которой частицы свободно уходят через внешнюю границу, расположенную на расстоянии всего $\sim 2a$ от точки испускания. Необходимо также отметить, что в противоположной точке спад плотности почти сразу после достижения максимума происходит по экспоненциальному закону (время измеряется в долях от времени запаздывания). Таким образом, степенной спад по закону $t^{-3/2}$ может наблюдаться в течение значительного периода времени только в области вблизи точки испускания.

Этот пример свидетельствует о большом запаздывании и сильном уменьшении плотности частиц от вспышек на обратной стороне Солнца по сравнению со вспышками на его видимой стороне. Вспышка на видимой полусфере Солнца в типичном случае могла бы генерировать $4\pi N$ частиц, движущихся вдоль спирального межпланетного поля и попадающих внутрь диффузионной оболочки ($r > a$) в точке, удаленной от наблюдателя на расстояние порядка a . В результате интенсивность частиц достигает своего максимального значения $0,92N/a^3$, определяемого по порядку величины формулой (13.1) при соответствующем времени запаздывания $t \approx 0,17a^2/Q$. При той же мощности инъекции на невидимой стороне Солнца получим максимальное значение плотности порядка $0,008N/a^3$ при времени

запаздывания $t \approx 2,4a^2/Q$. Запаздывание частиц от вспышек на невидимой стороне Солнца приблизительно в 15 раз превышает соответствующее время запаздывания для частиц от вспышек на видимой стороне Солнца, а максимальная интенсивность частиц от вспышек на невидимой стороне составляет менее 1% от максимальной интенсивности частиц, генерированных на видимой стороне¹⁾. Большое время запаздывания и малая интенсивность делают обнаружение таких частиц крайне трудной задачей.

д. Стационарная диффузия с учетом конвекции. До сих пор в уравнении (12.14) мы пренебрегали членом, соответствующим конвекции частиц, если не считать сделанного ранее замечания о том, что при конвекции наблюдается тенденция к сдвигу в целом диффузионных решений, полученных без учета конвекции. Кроме переноса в целом, имеются, конечно, и другие эффекты, обусловленные расширением каждого элемента объема по мере его радиального перемещения от Солнца. Скорость уменьшения плотности $\mu^{-1}d\mu/dt$ в потоке, движущемся радиально от Солнца со скоростью v , равна $2v/r$ на расстоянии r от Солнца. Характерное время $\mu dt/d\mu$ уменьшения плотности равно в этом случае около $2,5 \cdot 10^5$ сек для невозмущенного солнечного ветра со скоростью ~ 300 км/сек на орбите Земли. Поскольку это время значительно больше по сравнению с характерным временем диффузии и диффузионного уменьшения плотности, то можно сделать вывод, что в большинстве случаев, вероятно, конвекция не играет решающей роли. Тем не менее следует иметь в виду, что как время уменьшения плотности при расширении, так и соответствующее время замедления частиц дают по крайней мере некоторый небольшой вклад в наблюдаемое уменьшение плотности частиц в фиксированной точке пространства. В активные периоды солнечной деятельности, когда могут возникать ударные волны со скоростью

¹⁾ Следует отметить, что при учете возможной анизотропии диффузии частиц в возмущенном межпланетном поле, которая создает более благоприятные условия для диффузии вдоль поля, ослабление интенсивности частиц может быть значительно большим.

~ 1500 км/сек, вклад этих эффектов, возможно, достигает половины эффекта, даваемого диффузией частиц.

Перейдем теперь к несколько другому вопросу, касающемуся возможности существования в солнечной системе постоянного фона из солнечных частиц малой энергии. Такие частицы могли бы спорадически или непрерывно генерироваться на Солнце. Для иллюстрации этой возможности предположим, что в каждом таком акте генерации образуется приблизительно одинаковое число частиц, так что в результате получим квазистационарное состояние, к которому применимо приближенное описание при $\partial/\partial t = 0$ в (12.14). Далее, предполагая наличие сферической симметрии вокруг Солнца, считая однородную диффузионную среду вытянутой до бесконечности за пределы $r = a$ и предполагая, что средняя скорость генерации частиц на Солнце равна $4\pi C$ частиц/сек, легко проинтегрировать (12.14). В результате получим

$$\frac{d\mu}{dr} - \frac{v}{Q} \mu + \frac{C}{Qr^2} = 0.$$

Предполагая, что μ стремится к нулю на бесконечности, можно записать следующее выражение для плотности частиц в стационарном случае:

$$\mu(r) = \frac{C}{aQ} \left[\frac{a}{r} + \frac{va}{Q} \exp\left(\frac{vr}{Q}\right) Ei\left(-\frac{rv}{Q}\right) \right], \quad (13.33)$$

где $Ei\left(-\frac{rv}{Q}\right)$ — интегральная показательная функция (см. [3]):

$$Ei(-x) \equiv \int_x^{\infty} \frac{dt}{t} \exp(-t).$$

На больших радиальных расстояниях вклад диффузии становится пренебрежимо малым, а плотность определяется выражением

$$\mu(r) \sim \frac{C}{r^2} \left[1 - \frac{2!Q}{vr} + \frac{3!Q^2}{v^2r^2} + \frac{4!Q^3}{v^3r^3} + \dots \right]. \quad (13.34)$$

Если Q достаточно велико, а a достаточно мало, чтобы выполнялось неравенство $av/Q \ll 1$, то вблизи внутренней границы оболочки $r=a$ преобладает диффузия, а плотность частиц внутри полости равна

$$\rho(a) \sim \frac{C}{aQ} \left[1 - \frac{va}{Q} \ln \frac{Q}{\gamma av} + \dots \right], \quad (13.35)$$

где $C = \ln \gamma$ есть постоянная Эйлера и $\gamma \approx 1,78$.

Представляет интерес применить этот расчет к малым солнечным вспышкам, которые, по-видимому, могли бы поддерживать небольшую плотность протонов малой энергии ($\sim 10^8$ эв) внутри солнечной системы, как предполагается в работе Фогта [12]. Фогту удалось зарегистрировать у Земли протоны в интервале энергий 80—350 Мэв, интенсивность которых составляла около 0,02 частиц/см²·сек·стер. Это соответствует плотности частиц около $2 \cdot 10^{-11}$ частиц/см³. Если a порядка 1 а. е., а $Q = 0,5 \cdot 10^{22}$ см²/сек, то из (13.35) следует, что средняя скорость генерации частиц на Солнце должна быть равна всего $2 \cdot 10^{25}$ частиц/сек, что соответствует высвобождению энергии со скоростью $\sim 4 \cdot 10^{21}$ эрг/сек. Несколько меньшая величина $\sim 10^{20}$ эрг/сек была получена Фогтом в предположении, что среднее время жизни частиц в солнечной системе составляет ~ 10 дней. В работе [12] указывается, что в период наблюдений с июля по сентябрь 1960 г. среднее за день число вспышек балла 1 на видимой стороне Солнца составляло около 6, а вспышек балла 2 — около 0,4. Если предположить, что на невидимой стороне Солнца происходит такое же число вспышек, то получим, что в среднем через каждые $7 \cdot 10^3$ сек происходит одна вспышка. Если при каждой вспышке частицы уносят среднюю энергию $\sim 3 \cdot 10^{25}$ эрг, то получим наблюдаемый постоянный фон низкоэнергичных частиц. Как уже указывалось в предыдущей главе, наблюдаемые низкоэнергичные протоны могут иметь галактическое происхождение. Таким образом, по-прежнему остаются две возможности для объяснения наблюдаемых фактов, причем обе они могут играть важную роль в накоплении низкоэнергичных частиц в солнечной системе.

13.3. Распространение солнечных частиц в возмущенной межпланетной среде

До сих пор мы рассматривали модель невозмущенного межпланетного поля внутри полости в толстой диффузионной оболочке. Естественно, возникает вопрос: какие эффекты можно было бы наблюдать при распространении поля ударной волны, показанной на рис. 10.5? При обсуждении модели «магнитного языка» Голд подчеркнул, что в некоторых случаях на Земле наблюдается резкое возрастание плотности высокоэнергичных солнечных частиц после начала геомагнитной бури и форбуш-спада. Это явление позволяет предположить, что солнечные частицы, по-видимому, удерживаются в ловушке позади ударной волны от предыдущей вспышки, а затем их можно наблюдать в полную силу в области позади волны. Замечательным примером такого эффекта может служить случай 12 ноября 1960 г., описание и краткое обсуждение которого можно найти в [11]. Во время этого события, по данным нейтронного монитора в Дип-Ривер, интенсивность солнечных частиц резко возросла примерно в два раза одновременно с началом форбуш-спада с амплитудой понижения 5%, согласно данным мезонного телескопа Массачусетского технологического института. Мы намерены показать здесь, что такой эффект должен автоматически иметь место, если высокоэнергичные частицы генерируются на Солнце в тот момент, когда ударная волна от предыдущей вспышки находится на пути к Земле.

Коэффициент прозрачности частиц Ψ в случае ударной волны, ответственной за 5%-ное понижение интенсивности космических лучей, вероятно, составляет $\sim 0,2$. Поэтому для прохождения через ударную волну частица должна совершить около пяти возвратных прохождений через область позади волны. Для ударной волны, дошедшей до орбиты Земли, это время релаксации составляет $\sim 1-2$ час для плотности нерелятивистских частиц, захваченных в ловушку позади волны. Так как это время по порядку величины сравнимо с характерным временем спада плотности частиц при их диффузии в неупорядоченных полях за пределами земной орбиты,

то можно ожидать, что плотность частиц, удерживаемых позади двойного барьера из волн и неупорядоченных полей, могла бы вдвое превышать плотность частиц, удерживаемых только неупорядоченным полем. Для более точных оценок необходимо знать площадь волнового фронта для сравнения с площадью, пригодной для прохождения частиц внутрь диффузионной оболочки, состоящей из неупорядоченных полей.

При переходе к вопросу о несовпадении начала фэрбуш-спада и внезапного начала геомагнитной бури необходимо рассматривать модель магнитного языка, а также другие более сложные модели полей (см. рис. 11.2) по сравнению с идеализированной моделью рис. 10.5.

13.4. Обсуждение результатов

Иллюстрированных примеров, рассмотренных в предшествующих разделах, должно быть достаточно, чтобы в общих чертах обрисовать проблему распространения высокоэнергичных солнечных частиц в солнечной системе и их выхода за ее пределы. В реальном случае, очевидно, ситуация гораздо сложнее, чем в моделях идеализированных сферических оболочек и т. п., применяемых для формальных расчетов. По этой причине выводы, вытекающие из сравнения моделей с данными наблюдений, будут носить скорее качественный, а не количественный характер. Расчеты позволяют предположить, что диффузия частиц, обусловленная относительно мелкомасштабными волнами и возмущениями крупномасштабного межпланетного поля, при некоторых условиях играет более существенную роль в распространении частиц в солнечной системе, чем конвекция в солнечном ветре или дрейф частиц на неоднородностях крупномасштабного межпланетного поля.

Невозмущенное межпланетное магнитное поле, рассмотренное в предыдущих главах на основе динамических соображений, имеет внутри земной орбиты преимущественно радиальное направление. За пределами земной орбиты поле имеет преимущественно азимутальное направление и становится возмущенным или неупорядоченным. Ударные волны от активных областей Сол-

нца должны время от времени образовывать большие полости в этом поле. Поэтому для каждой определенной вспышки не всегда удастся установить, преобладает ли в данном случае аксиальная симметрия относительно Солнца или же образовалась полость локального характера. Этот вопрос будет рассмотрен подробнее несколько позже.

На примере диффузии частиц в толстой оболочке, окружающей непроницаемую сферу, видно, что приход частиц от вспышек на невидимой стороне Солнца очень трудно зарегистрировать в качестве отдельного события из-за их крайне большого запаздывания, которое достигает, вероятно, порядка 24 час или более для ожидаемых значений коэффициента диффузии Q , а также из-за их малой общей интенсивности, которая составляет менее одного процента от интенсивности частиц, приходящих от обычной вспышки на видимой стороне Солнца. Таким образом, модель толстой оболочки с неупорядоченным магнитным полем, окружающим внутреннюю полость с радиальным или спиральным полем, согласуется с отсутствием определенных экспериментальных указаний о приходе частиц от вспышек на невидимой стороне Солнца¹⁾.

1) Имеется лишь один исключительно интересный случай, когда определенно удалось наблюдать приход солнечных космических лучей от хромосферной вспышки, которая, согласно [17*], произошла 20 ноября 1960 г. в активной области с долготой 120° к западу от центрального меридиана, т. е. на 30° за краем диска. Согласно [18*], в момент появления вспышки над краем солнечного диска (в $19^h 55^m$ всемирного времени 20 ноября) ее высота над фотосферой достигла 93 000 км. Астрономические наблюдения показали, что в это время за краем диска происходило испускание плазмы с радиальной скоростью около 1000 км/сек. Увеличение площади и яркости вспышки продолжалось до $20^h 22^m$ 20 ноября 1960 г. Максимальная высота эруптивного образования составляла около 300 000 км. Возрастание интенсивности космических лучей было зарегистрировано на поверхности Земли и в стратосфере. Так, согласно [19*], значительные возрастания интенсивности нейтронной компоненты космических лучей с максимумом между 22^h и 23^h 20 ноября 1960 г. наблюдались на станции Туле в Арктике и на станции Мак-Мурдо в Антарктике — на 6,3% и 10,4% соответственно. Из данных наблюдений нейтронной компоненты [20*], полученных на станциях Сульфур и Дип-Ривер, видно, что приход солнечных космических лучей на Землю начался где-то между $20^h 30^m$

Хотя для этого нет прямых доказательств, однако можно предположить, что до захвата в магнитную ловушку за ударной волной частицы довольно быстро продвигаются вдоль спиральных силовых линий по направлению к внутренней поверхности диффузионной оболочки с возмущенным полем. Рассмотренные примеры показывают, что с точки зрения наблюдателя, находящегося за пределами начального конуса инжекции частиц из Солнца, частицы приходят после диффузии вокруг Солнца в магнитных полях толстой оболочки в виде «волны». Амплитуда «волны» после диффузии частиц на расстояние r при некоторых идеализированных условиях в неограниченной однородной диффузионной среде определяется выражением (13.3), а время запаздывания частиц $t = r^2/6Q$. В реальном случае амплитуда «волны», вероятно, будет меньше, а время запаздывания — больше из-за утечки частиц, в соответствии с рис. 13.5.

В настоящей главе не рассматривается непосредственно модель магнитного языка, которая в последние годы пользовалась такой большой популярностью. По поводу модели магнитного языка, или магнитной бутылки, можно лишь заметить, что магнитное поле в этой модели, по-видимому, является во многих случаях слишком эффективной ловушкой частиц, чтобы на ее основе можно было объяснить наблюдаемый характер спада плотности частиц. Если поля языка малы, а градиенты поля велики, то дрейфом частиц из языка можно пренебречь. Если поля в языке в достаточной степени неупорядочены, чтобы мог происходить описанный выше диффузионный процесс, то эти поля уже нельзя с уве-

и 21^h, постепенно достиг максимума между 22^h и 23^h и очень медленно уменьшался со временем в течение более 12 час. Следует отметить, что приход частиц от этой вспышки значительно облегчался благодаря тому, что (как показано в этой книге) силовые линии квазирадиального межпланетного магнитного поля должны быть изогнуты в спираль Архимеда в силу вращения Солнца. Экспериментальные данные и их анализ (характер изменения со временем, энергетический спектр и ядерный состав, вопросы распространения и генерации по большим и малым эффектам солнечных космических лучей, наблюдавшихся за период 1942—1961 гг.) читатель может найти в [14* (гл. VIII и X), 21* (гл. X и XI)]. — *Прим. ред.*

ренностью считать полями языка. Во всяком случае, такое предположение серьезно не рассматривалось авторами модели языка. В такой запертой ловушке, как предлагаемые модели языка, интенсивность солнечных частиц могла бы падать преимущественно в результате расширения языка. При этом полное число частиц в ловушке оставалось бы приблизительно постоянным. Если язык расширяется равномерно во все стороны по мере движения от Солнца, то плотность частиц внутри языка обратно пропорциональна кубу расстояния в любом данном направлении в языке. Если расширение языка во всех направлениях происходит линейно со временем, то плотность частиц внутри языка будет уменьшаться по обычному закону t^{-3} , что определенно противоречит наблюдениям. Адиабатическое замедление частиц, захваченных в ловушку языка, приводит к степенному спаду интенсивности частиц с малым показателем степени, причем интенсивность релятивистских частиц уменьшается пропорционально $1/t$, а нерелятивистских — $\sim 1/t^2$. Наша точка зрения в данном случае сводится к тому, что магнитный язык может в некоторых случаях играть роль в распространении солнечных частиц в межпланетном пространстве, однако нет очевидной необходимости для широкого применения этой модели. Очевидно, надо проделать большую работу, чтобы показать, что наличие языка не противоречит наблюдаемому изменению интенсивности солнечных частиц.

Последний вопрос, обсуждавшийся в этой главе, касается возможности построить единую количественную модель для 11-летней вариации галактических космических лучей, обычного запаздывания частиц от солнечных вспышек и уменьшения интенсивности солнечных частиц после максимума. Обсуждение всех этих эффектов было основано на одной и той же геометрии магнитного поля, силовые линии которого имеют форму спиралей или вытянуты по радиусу в солнечной системе до расстояния порядка астрономической единицы или около этого, где начинается область возмущенного поля, через которое частицы распространяются преимущественно путем рассеяния.

Рассмотрим сначала спад интенсивности солнечных частиц после максимума. Модель толстой оболочки, окружающей внутреннюю полость, была построена автором первоначально без учета степенного спада интенсивности солнечных частиц, наблюдавшегося по данным нейтронных мониторов для вспышки 23 февраля 1956 г.

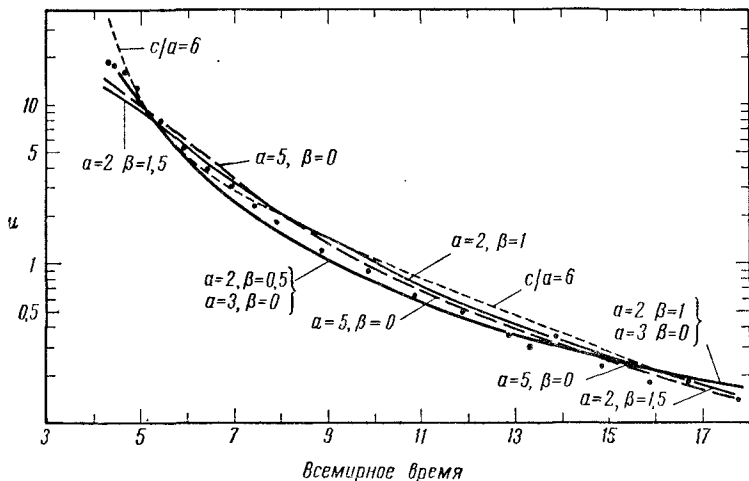


Рис. 13.6. Интенсивная вспышка солнечных космических лучей 23 февраля 1956 г. по данным нейтронного монитора в Чикаго (точки). Прерывистая кривая, обозначенная через $c/a=6$, дает наилучшее согласие с моделью толстой диффузионной оболочки, согласно расчетам Фогта [12]. Остальные кривые дают наилучшее приближение для (13.7) при указанных на рисунке значениях α и β .

Согласно этим данным, интенсивность частиц быстро достигала максимума, а затем начинался спад приблизительно по закону t^{-s} , где $s \sim 1,5-2,0$. Близость показателя степени к 1,5 позволяла предположить, что источником частиц в период спада могла быть толстая оболочка с неупорядоченным полем. Особенности такой модели были рассмотрены в [6]. Учитывая десятиминутное запаздывание в достижении анизотропии после прихода к Земле первых частиц от Солнца, удалось показать, что внутренняя поверхность оболочки, по-видимому, находится на расстоянии $\sim 0,5$ а. е. за пределами

земной орбиты. При наличии сферической симметрии оболочки вокруг Солнца отсюда следовало, что $a=1,5$ а.е. Зная момент времени, начиная с которого спад плотности солнечных частиц стал происходить быстрее, чем по закону $t^{-1,5}$, удалось показать, что эффективный внешний радиус оболочки равен $c \approx 5$ а.е. при среднем коэффициенте диффузии $Q=10^{22}$ см²/сек между a и c . Более тщательное сопоставление (13.15) с данными нейтронного монитора в Чикаго, проведенное в [12], показало, что $c/a \approx 6$, а $Q/a^2=2,6 \cdot 10^{-4}$ сек⁻¹, откуда получим $Q=5,85 \cdot 10^{22}$ см²/сек при $a=1$ а.е. (см. рис.13.6). Аналогичное сопоставление с данными нейтронного монитора в Веллингтоне (Новая Зеландия) дало значение $Q/a^2=4,1 \cdot 10^{-4}$ сек⁻¹ при $c=6a$. Эти результаты были опубликованы в работах [7, 8]. Более высокое значение Q , полученное по данным станции Веллингтон, по-видимому, свидетельствует о более быстрой диффузии частиц с энергиями выше средней, наблюдаемых на станции Веллингтон (геомагнитная широта -45° , порог обрезания 3,2 Бэв/с или 2,3 Бэв для протонов), по сравнению с Чикаго (геомагнитная широта $+52^\circ$, порог обрезания 1,5 Бэв/с или 0,8 Бэв для протонов).

Из многочисленных примеров диффузии частиц, рассмотренных ранее в настоящей главе, видно, что, кроме модели толстой гелиоцентрической оболочки, для интерпретации наблюдательных данных можно применять и другие модели. Для иллюстрации достаточно рассмотреть выражение (13.7), которое описывает плотность частиц на расстоянии r от точки испускания в среде, где коэффициент диффузии изменяется с расстоянием по закону $\sim r^\beta$, а ширина диффузионного канала — по закону $\sim r^\alpha$. Кривые для плотности частиц, полученные из (13.7) при различных значениях α и β , показаны на рис. 13.6 совместно с данными наблюдений нейтронного монитора в Чикаго. Если $r=b=1$ а.е., то наилучшее согласие расчетных кривых с экспериментальными данными для $\alpha=2$, $\beta=0,5$ и $\alpha=2$ и $\beta=1,0$ получим при $Q \approx 6 \cdot 10^{22}$ см²/сек; для $\alpha=3$, $\beta=0$ наилучшее согласие наблюдается при $Q \approx 1,6 \cdot 10^{22}$ см²/сек; для $\alpha=5$, $\beta=0$ получим при $Q \approx 0,52 \cdot 10^{22}$ см²/сек. При меньших значениях b получим меньшие значения коэффициента диф-

фузии Q , который изменяется пропорционально b^2 . Эти эмпирические результаты позволяют предположить, что Q в общем имеет величину порядка 10^{22} см²/сек. С другой стороны, необходимо иметь в виду, что полученные значения Q крайне чувствительны не только к модели распространения солнечных частиц (сравним значения величины Q , полученные для $\alpha=2$, $\beta=1$ и для $\alpha=5$, $\beta=0$ соответственно), но также и к характерным размерам a и b диффузионной области. Из предположения о том, что начальное распределение частиц сферически-симметрично относительно Солнца, получим характерный размер диффузионной области $\sim 1,0-1,5$ а.е. Однако мы уже отмечали, что радиальное поле во внутренней полости препятствует быстрому распространению частиц вокруг Солнца, по всей вероятности, ограничивая их относительно малым конусом инжекции. Относительная редкость случаев резкого возрастания плотности солнечных частиц на Земле позволяет предположить, что конус обычно является довольно узким. Если бы диаметр конуса был равен $0,5$ а.е. ($2s=0,5$ а.е.), то эффективные значения Q , полученные из скорости спада интенсивности частиц 23 февраля 1956 г., были бы приблизительно в 16 раз меньше, чем полученные выше значения, т. е. значения Q были бы более близки к $\sim 10^{21}$ см²/сек.

Рассмотрим теперь, с какой скоростью частицы будут распространяться путем диффузии вокруг Солнца при таких значениях Q . На основании (13.1) было показано, что время от начала испускания частиц до максимума их интенсивности на расстоянии r от источника будет порядка $r^2/6Q$. Отсюда следует, что наблюдатель, расположенный на расстоянии 1 а.е. от конуса инжекции, зафиксирует максимум интенсивности частиц приблизительно через 1 час после вспышки, если $Q=10^{22}$ см²/сек, и приблизительно через 10 час, если $Q=10^{21}$ см²/сек. Расстояние ~ 1 а.е. от основания конуса инжекции и запаздывание частиц $\sim 1-10$ час являются, по-видимому, характерными величинами для вспышек на видимой стороне Солнца. Таким образом, между значениями Q , полученными по запаздыванию частиц и по скорости спада их интенсивности, по-види-

тому, нет никакого явного противоречия. Следует отметить, конечно, что если Q достигает величины $\sim 10^{22}$ см²/сек для протонов с энергиями $\sim 10^9$ эв, то идея о существовании внутренней границы диффузионной оболочки при $r=a$ не имеет особого смысла.

В этом нет явного противоречия с требованиями, предъявляемыми к модели 11-летней вариации, поскольку эти требования сводятся к тому, чтобы величина $v(c-a)/Q$ была порядка единицы (здесь v — средняя скорость солнечного ветра). Таким образом, при $v=300$ км/сек и среднем коэффициенте диффузии $\sim 10^{21}$ см²/сек необходимо, чтобы величина $c-a$ имела эффективное значение порядка 4 а.е., тогда как при $Q \sim 10^{22}$ см²/сек требуется соответствующее значение ~ 40 а.е. Теория вполне допускает значения $c-a$ порядка 100 а.е. или даже больше.

Подводя итоги, можно сказать, что модель внутреннего спирального поля, окруженного внешней оболочкой из неупорядоченного поля, не создает таких противоречий при ее применении к 11-летней вариации, к запаздыванию солнечных частиц и к фазе спада их плотности. С другой стороны, большой диапазон возможных значений среднего эффективного коэффициента диффузии определенно свидетельствует о том, что отсутствие противоречий может служить некоторым дополнительным указанием об отсутствии в настоящее время подробных количественных данных о распределении галактических и солнечных частиц в пространстве. Необходимо иметь в виду, что оценки Q были основаны исключительно на данных по вспышке 23 февраля 1956 г. Для многих случаев вспышек наблюдается аналогичная картина уменьшения плотности солнечных частиц при близких значениях Q , однако во многих других случаях этого сходства не наблюдается, что заставляет предполагать большие вариации величины Q , размеров оболочки и ширины конуса инжекции. Чтобы внести ясность в эту модель, необходимы одновременные измерения интенсивности частиц, поля и плазмы на больших расстояниях от Земли. Следует надеяться, что подобные измерения удастся осуществить в ближайшие годы. Следует также ожидать, что современные примитивные

идеализированные модели, в которых тщательно рассмотрены теоретические детали, далеко выходящие за рамки основных динамических представлений, изложенных в гл. 5—10, будут подвергнуты серьезному пересмотру.

В заключение дискуссии мы хотели бы указать на некоторые детали, которые необходимо рассмотреть при наличии более точных значений коэффициента диффузии. Верхнее и нижнее значения коэффициента диффузии равны $\geq 10^{22}$ см²/сек и $\sim 10^{21}$ см²/сек соответственно. Так как $Q \approx \omega \lambda / 3$, то для почти нерелятивистских частиц средний свободный пробег λ должен быть $\geq 10^{12}$ см и $\sim 10^{11}$ см. В настоящее время на основе динамической теории солнечного ветра и межпланетных полей можно предположить, что любой диффузионный процесс, протекающий в межпланетном пространстве, обусловлен мелкомасштабными возмущениями в крупномасштабном спиральном межпланетном поле. Отсюда, по-видимому, можно сделать вывод, что средний свободный пробег или пробег для рассеяния в направлении, перпендикулярном крупномасштабному полю, будет не больше радиуса или диаметра ларморовской окружности в этом поле. При обычной напряженности неупорядоченного поля $\sim 10^{-4}$ гс за пределами орбиты Земли получим ларморовский радиус $\sim 0,5 \cdot 10^{11}$ см для протона с энергией $\sim 10^9$ эв. Эта величина соответствует нижнему значению Q , при котором $\lambda = 10^{11}$ см, однако она очень мала по сравнению со значением $\lambda \sim 10^{12}$ см, которое получается при верхнем значении Q . Отсюда, по-видимому, можно сделать вывод, что эффективный коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном магнитному полю, не может быть значительно больше $\sim 10^{21}$ см²/сек. По-видимому, только в направлении вдоль поля Q может достигать значений $\sim 10^{22}$ см²/см. Если бы средняя скорость рассеяния была настолько мала, что Q могло бы достигать таких значений вдоль поля, то коэффициент диффузии перпендикулярно полю был бы даже меньше 10^{21} см²/сек. Таким образом, вопрос о величине и степени изотропии Q остается неясным. Изотропия возможна только в том случае, если Q вдоль поля не превышает $\sim 10^{21}$ см²/сек. Все эти

модельные примеры, рассматривавшиеся до сих пор, опирались, конечно, на изотропную диффузию, поэтому для дальнейшего прогресса в конструировании более совершенных моделей необходимо определить величину и степень изотропии коэффициента диффузии Q . Можно убедительно показать, что эффективная величина и степень изотропии Q будут зависеть от сорта частиц и их энергии. Поэтому, по аналогии с вопросом о модуляции галактических космических лучей, рассмотренном в предыдущей главе, наибольший интерес будут представлять, вероятно, измерения временных вариаций энергетического спектра для частиц с различными отношениями заряда к массе на орбите Земли и, по возможности, в других областях солнечной системы. Разумеется, каждый подобный эксперимент должен использоваться для составления карты межпланетного магнитного поля и выяснения условий в плазме для больших областей межпланетного пространства. Однако если подобные измерения проводятся одновременно в большом объеме межпланетного пространства, то стоимость такого эксперимента значительно больше стоимости измерений спектра частиц в окрестности Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Carslaw H. S., Jaeger J. C., *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford, 1959.
2. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 272 (1960).
3. Jahnke E., Emde F., *Tables of Functions*, Dover Press, New York, 1945. (Русский перевод: Е. Янке, Ф. Эмде, *Таблицы функций с формулами и кривыми*, М., Гостехиздат, 1948.)
4. Lüst R., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **108**, 1563 (1957).
5. MacCracken K. G., *Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm*, Kyoto, Japan, September 1961.
6. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A., *Phys. Rev.*, **104**, 768 (1956).
7. Simpson J. A., *Nuovo Cimento. Suppl., Ser. X*, **8**, 133 (1958).
8. Simpson J. A., *Space Science*, Eds. L. V. Berkner and H. Odishaw, McGraw-Hill, New York, 1961.
9. Simpson J. A., *Proc. Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm*, Kyoto, Japan, September 1961.
10. Sneddon I. N., *Pourier Transforms*, McGraw-Hill, New York, 1951. (Русский перевод: И. Снеддон, *Преобразования Фурье*, М., ИЛ, 1955.)

11. Steljes J. F., Carmichael H., McCracken K. G., J. Geophys. Res., **66**, 1363 (1961).
12. Vogt R., Phys. Rev., **125**, 366 (1962).
13. Watson G. N., Theory of Bessel Functions, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, 1958. (Русский перевод первого издания: Г. Н. Ватсон, Теория бесселевых функций, М., ИЛ, 1949.)
- 14*. Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, Изд-во АН СССР, 1963.
- 15*. Дорман Л. И., Изв. АН СССР, сер. физ., **26**, № 6, 799 (1962).
- 16*. Дорман Л. И., Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 87.
- 17*. Romerantz M. A., Duggal S. P., J. Franklin Inst., **271**, № 4, 327 (1961).
- 18*. Hansen R. T., Phys. Rev. Lett., **6**, № 6, 260 (1961).
- 19*. Conforto A. M., Iucci N., Nuovo Cimento, **21**, № 2, 294 (1961).
- 20*. Lockwood J. A., Shea M. A., J. Geophys. Res., **66**, № 10, 3083 (1961).
- 21*. Дорман Л. И., Вариации космических лучей, М., Гостехтеориздат, 1957.

ОБОБЩЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ОСНОВНОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Общие соображения

Обобщающие положения, которые необходимо добавить к рассмотренной в предыдущих главах основной теоретической модели солнечного ветра, «феноменологически» можно разделить на две категории. Первая категория может быть названа «очевидным» развитием теории. Эта категория включает возврат назад к предположениям, введенным ранее для упрощения математического аппарата основной модели с целью их пересмотра. Вторую категорию можно назвать «неочевидным» развитием теории. Эта категория касается тех запутанных аспектов динамики солнечного ветра, которые нельзя предвидеть теоретически, но которые могут возникнуть в будущем при наблюдениях Солнца и условий в межпланетной среде. К первой категории можно отнести исследование стационарного расширения без учета вращения Солнца такой модели сферической короны, в которой локальная температура определялась бы распространением тепла из внутренней части короны. В конце концов исследование нужно будет распространить на модели, которые не ограничены сферической симметрией относительно Солнца и приводят к более высоким значениям температуры в экваториальной области и в отдельных других областях. Эта категория включает исследование различных моделей по нескольким направлениям, начиная с исследования расширения короны, обладающей приблизительно однородным температурным полем при различных конфигурациях общего солнечного магнитного поля¹⁾, с очевидным раз-

¹⁾ Стационарный поток жидкости, исходящий из поверхности сферы, обладающей дипольным полем, был рассчитан недавно Хирошигой и Яги в предположении, что вращения потока относительно

витиём в сторону модели с неоднородным распределением температуры и тепловых потоков в короне и т. д. Учет вращения Солнца слабо отразится на результатах расчетов, относящихся к ближайшей окрестности Солнца, однако на некотором расстоянии от Солнца картина усложняется вследствие влияния ветров, идущих от более горячих областей Солнца, как это было показано в гл. 9.

Исследование усложнений, вносимых ожидаемыми нестабильностями во все эти стационарные (в системе координат, вращающейся с Солнцем) задачи, является важным и естественным развитием теории, но зависит от таких факторов, как температура газа, тепловая анизотропия, локальная скорость сдвига, эффективная скорость и т. д., которые, вероятно, следует предварительно исследовать путем наблюдений.

«Очевидное» развитие теории могло бы включить такие зависящие от времени явления, как флуктуации плотности и скорости солнечного ветра вследствие медленных и быстрых изменений температуры короны, которые недавно рассматривались только в их асимптотической форме для внезапного, одинакового для всего Солнца возрастания температуры. Магнитные поля также должны быть в конечном счете включены в решения, зависящие от времени. Таким образом, должно быть ясно, что «очевидная» категория развития основной модели будет состоять в систематическом исследовании и компилировании большого числа основных гидродинамических и магнитогидродинамических задач, связанных с расширением солнечной короны. Вопрос о распространении быстрых частиц, связанный как с нахождением индивидуальных траекторий, так и со статистическим рассмотрением больших совокупностей частиц, должен быть поставлен лишь тогда, когда в нашем распоряжении окажутся достаточно подробные данные наблюдений о строении межпланетных полей.

сферы не происходит. Поскольку для такого потока взаимодействие с результирующим полем отсутствует, они получили такую же конфигурацию поля, которая приведена в гл. 9 при рассмотрении выталкивания струи коронального газа в плоскости солнечного магнитного экватора.

«Неочевидная» категория преследует две цели. С одной стороны, она должна содержать основное развитие теоретического описания многих неясных в настоящее время динамических свойств крупномасштабных разреженных образований плазмы и магнитных полей, включающих такие процессы, как бесстолкновительные ударные волны, ускорение заряженных частиц, нагревание короны и т. д. С другой стороны, гораздо важнее то, что эта категория должна служить напоминанием о том, что элементарная дедуктивная теория применима только к самым общим свойствам возможных межпланетных динамических процессов. Многие явления типа спокойного солнечного ветра, ударных волн, идущих от активных областей короны, и т. д. достаточно сложны сами по себе и, кроме того, взаимодействуют друг с другом. Это взаимодействие имеет слишком сложный характер, что не позволяет получить теоретически его подробное количественное описание. Следует поэтому ожидать, что именно наблюдения условий в межпланетном пространстве, а не теоретические аргументы образуют основу прогресса в построении детальной картины движения полей и плазмы.

Нелинейный характер межпланетных динамических процессов означает, что в данном случае также необходимо построить специальную теорию, как это делалось прежде при решении других проблем. В связи с этим, по-видимому, имеет смысл сравнить динамические процессы в межпланетном пространстве с процессами, происходящими в нижних слоях земной атмосферы и составляющими содержание метеорологии. Общие основы динамики атмосферы можно понять на примере крупномасштабных динамических процессов, т. е. динамики циклонов, антициклонов, горячих и холодных воздушных масс, фронтов, системы глобальной циркуляции. Но все эти явления удалось понять только после того, как они были открыты и исследованы экспериментально. Из состояния атмосферы в данный момент невозможно получить каких-либо количественных деталей будущей конфигурации атмосферы, кроме линейной экстраполяции. Точно так же обстоит дело с «метеорологическими» условиями в межпланетном пространстве,

где трасса и характер поведения каждого нового «шторма» неизвестны. В общем мы предполагаем, что межпланетные условия, за исключением немногих основных характеристик, вытекающих непосредственно из простых моделей расширения короны, не могут быть, вообще говоря, предсказаны расчетным путем. Мы полагаем, что будущего успешного развития действительной (в противоположность идеализированной) модели межпланетной среды следует ожидать за счет «неочевидной» категории развития основной модели.

Пример заманчивых возможностей, которые заложены в «неочевидной» категории, можно взять из последних наблюдений Бриджа и др. [8] и Хеппнера и др. [10] при помощи спутника «Эксплорер X». Они обнаружили, что в направлении, составляющем около 40° с линией Земля — Солнце за орбитой Земли, солнечный ветер впервые появляется на расстоянии около $22R_E$ (радиус Земли $R_E = 6,4 \cdot 10^3$ км) от центра Земли, причем скорость его составляет $250\text{—}400$ км/сек, а поток частиц равен $7\text{—}20$ протон/см², как отмечалось в гл. 2. Солнечный ветер содержал *неупорядоченное* магнитное поле напряженностью около 10^{-4} гс. Приборы показали, что с момента появления солнечного ветра на расстоянии $22R_E$ и до достижения апогея спутника при $38R_E$ спутник пересекал, по-видимому, с характеристическими интервалами в $1\text{—}2$ час области упорядоченного магнитного поля $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ гс, в которых не замечалось присутствия плазмы. Направление силовых линий поля составляло около $25\text{—}50^\circ$ к западу от линии Земля — Солнце, но было наклонено, вероятно, под углом $\sim 30^\circ$ к плоскости эклиптики. Эти факты можно интерпретировать двояко. Одно из возможных объяснений состоит в том, что эти области поля отражают реальную природу солнечного ветра. Согласно другой интерпретации, нет уверенности в том, что «Эксплорер X» вышел из пределов переходной области между геомагнитным полем и солнечным ветром, так что эти полосы поля были на самом деле лишь «отрогами» магнитного поля Земли. В пользу этого говорит тот факт, что направление наблюдаемого магнитного поля занимает промежуточное положение между ожидаемым направлением основного

спирального межпланетного поля и направлением от «Эксплорера X» к Земле. Если поле, наблюдаемое с «Эксплорера X» в связи с солнечным ветром, действительно соответствовало вытянутым силовым линиям геомагнитного поля, то тогда, конечно, существующие концепции (см., например, [5, 2, 13, 9]) относительно поверхности раздела между магнитным полем и плазмой не являются достаточно полными для того, чтобы их можно было применить к взаимодействию между солнечным ветром и геомагнитным полем. Взаимодействие должно быть сильнее, чем принято считать в настоящее время, что, вероятно, следует рассматривать как счастливое обстоятельство, так как сейчас не ясно, каким образом существующая довольно простая картина попадания отдельной частицы на внешнюю поверхность геомагнитного поля может объяснить возникновение большого количества таких геофизических явлений, как полярные сияния, радиационные пояса и др. Наблюдения покажут, по-видимому, что переходная область между геомагнитным полем и солнечным ветром простирается очень далеко в пространство, в частности в сторону, противоположную направлению на Солнце.

Если бы поле, наблюдаемое с «Эксплорера X», было в действительности межпланетным полем, то отсюда следовало бы, что оно имеет подобную структуру по любой сторону от Солнца. Используя гидродинамические уравнения применительно к данному случаю, легко показать, что солнечный ветер должен состоять из раздельно существующих магнитных и плазменных волокон. Такой вывод основывается на том факте, что в солнечной короне должна существовать отчетливая температурная слоистость, которая позволяет объяснить несоответствие между результатами определения температуры короны на основании доплеровского расширения линий и по соотношению их интенсивностей [7, 17]. Более горячие волокна короны, имеющие температуру порядка $2 \cdot 10^6$ °К, дают затем начало струям солнечного ветра в межпланетном пространстве, которые сжимают расположенные между ними поля, лишённые плазмы, вытягивающиеся из холодных слоев короны ($< 10^6$ °К) и образующие наблюдаемые магнитные полосы. Такая

модель требует, чтобы солнечный ветер имел температуру около $0,5 \cdot 10^6$ °К на орбите Земли, для того чтобы обеспечить равновесие пространственного давления между плазменными и магнитными полосами. Гидродинамические свойства полей и газов в этой модели можно выразить в изотермическом приближении. Многие советские исследователи в течение некоторого времени считали, что межпланетная среда состоит из отдельных потоков [1, 3, 4]. Идея относительно небольших ($\sim 10^6$ км) потоков нашла подтверждение в радионаблюдениях Хевиша [11, 12], которые теперь распространены на расстояния порядка $100 R_{\odot}$, и в слоистой структуре кометных хвостов, подвергающихся воздействию солнечного ветра [6].

Можно предположить, что при окончательном решении вопроса, возникшего при измерениях «Эксплорера X», по-видимому, нужно учесть слоистую структуру солнечного ветра и решительно пересмотреть имеющиеся в настоящее время представления относительно взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Всехсвятский С. К., The Structure of the Solar Corona and Corpuscular Streams, IAU Symposium No. 16, The Solar Corona, August, 27—30, Cloudcraft, New Mexico, USA, 1961.
2. Жигулев В. В., Ромишевский Е. А., ДАН СССР, **4**, 859 (1960).
3. Могилевский Э. И., Penetration of Local Magnetic Fields into Solar Corona and Generation of Geo-Effective Corpuscular Streams, IAU Symposium No. 16, The Solar Corona, August 27—30, Cloudcraft, New Mexico, USA, 1961.
4. Мустель Э. П., The Structure of the Solar Corona and Corpuscular Streams, IAU Symposium No. 16, The Solar Corona, August, 27—30, Cloudcraft, New Mexico, USA, 1961.
5. Beard D. B., J. Geophys. Res., **65**, 3559 (1960).
6. Biermann L., IAU Symposium No. 16, The Solar Corona, August, 27—30, Cloudcraft, New Mexico, USA, 1961.
7. Billings D. E., Astrophys. J., **130**, 961 (1950).
8. Bridge H. S., Dilworth C., Lazarus A. J., Lyon E. F., Rossi B., Scherb F., Direct Observations of the Interplanetary Plasma, Proc. Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm. Kyoto, Japan, September 1961.
9. Grad H., Phys. Fluids, **4**, 1366 (1961).

10. Heppner J. P., Ness N. F., Skillman T. L., Searce C. S., Proc. Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Storm, Kyoto, Japan, September 1961.
11. Hewish A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **118**, 534 (1958).
12. Hewish A., Radio Studies of the Outermost Corona, IAU Symposium No. 16, The Solar Corona, August, 27—30, Cloudcraft, New Mexico, USA, 1961.
13. Hurley J., Phys. Fluids, **4**, 854 (1961).
14. Parker E. N., Astrophys. J., **128**, 664 (1958).
15. Parker E. N., Astrophys. J., **132**, 821 (1960).
16. Parker E. N., Tidman D. A., Phys. Fluids, **3**, 369 (1960).
17. Whitaker W., Astrophys. J., 1962, представлено к печати.

ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР

15.1. Общие сведения

Обсуждение расширения короны связывалось пока исключительно с условиями на Солнце и в пространстве вблизи Солнца, так как только о Солнце и о межпланетном пространстве накоплено достаточное количество фактов, чтобы можно было приступить к созданию количественной теории. В этой главе мы рассмотрим пространственный и пока гипотетический вопрос о том, в какой степени другим звездам можно приписать существование подобных динамических эффектов. Разумеется, сущность вопроса сводится к тому, обладают ли другие звезды звездным ветром, возникающим благодаря гидродинамическому расширению их атмосферы [12]. Если на этот вопрос можно ответить утвердительно для любой отдельной звезды, то отсюда более или менее автоматически следует наличие существования некоторой области звездного ветра, простирающейся в пространстве на расстояние, во много раз большее, чем высота атмосферы звезды, как это было установлено для Солнца в гл. 9. При этом следует ожидать, во-первых, что звездные магнитные поля будут вытягиваться еще дальше, за пределы области звездного ветра. Во-вторых, частицы галактических космических лучей будут испытывать тенденцию покинуть эту область и уйти в межзвездное пространство. В-третьих, быстрые частицы звездного происхождения, напротив, будут временно задерживаться вблизи звезд. Вообще следует ожидать любых межпланетных явлений, аналогичных тем, которые присущи Солнцу и солнечной системе.

Существует как теоретический, так и полуэмпирический подход к вопросу о существовании звездного ветра другого типа, чем солнечный. Чисто теоретический

подход основан на наших современных представлениях о происхождении солнечного ветра, которые сводятся к тому, что в конвективной зоне в глубине фотосферы генерируются волны, движущиеся тем или иным способом. Эти волны распространяются во внешнюю разреженную область солнечной атмосферы, где и происходит их диссипация. Очень высокая температура короны, возникающая благодаря ее нагреванию при диссипации волн, приводит к расширению короны, которое превращается в звездный ветер. Отсюда можно сделать вывод о том, что любая звезда с относительно активной конвективной водородной зоной будет иметь расширяющуюся корону и звездный ветер. В частности, можно считать, что любая другая звезда главной последовательности класса G, принадлежащая населению I, должна, подобно Солнцу, создавать звездный ветер. Теоретическое исследование строения звездных атмосфер дает основание думать, что по крайней мере звезды главной последовательности (которые холоднее звезд в середине класса F) могут иметь конвективные зоны и, следовательно, создавать звездный ветер.

Полуэмпирический метод основан на экспериментальном факте о наличии сильной «турбулентности» в атмосфере многих звезд. Наблюдаемые профили спектральных линий в сочетании с анализом кривой роста¹⁾ наводят на мысль о наличии «турбулентности» в фотосфере широкого класса звезд (см. дискуссию в работе [9]). Эта турбулентность во многих случаях является достаточно сильной для того, чтобы можно было предположить, что весьма интенсивно образуются звуковые, магнитогидродинамические волны и внутренние гравитационные волны. Так как некоторая часть этих волн будет распространяться наружу, в разреженную внешнюю атмосферу звезды, где процесс диссипации происходит быстро вследствие большой амплитуды волн и значительной крутизны их фронтов, то, по-видимому, следует ожидать значительного нагрева внешней атмо-

¹⁾ Подробное изложение метода кривых роста см., например, в сборнике «Звездные атмосферы», под ред. Дж. Л. Гринстейна, М., ИЛ, 1963, стр. 201. — *Прим. ред.*

сферы. Последующее расширение короны приводит к возникновению звездного ветра. Сильная турбулентность была установлена для звезд ранних спектральных классов, гигантов, сверхгигантов, звезд типа Ве, звезд Вольф — Райе, звезд типа О и вообще для большинства звезд с протяженной оболочкой и с протяженной атмосферой. Можно ожидать, что такие звезды являются вероятными кандидатами в число звезд, образующих звездный ветер. Результаты наблюдений, проведенных Райтом [18], позволяют предположить, что скорости турбулентного движения в фотосфере больше для звезд с большей светимостью и более высокой температурой и достигают, согласно расчетам, величин порядка 60 км/сек. Имеются доказательства хромосферной «турбулентности» для некоторых звезд класса G, K и M [16, 17]. Разумеется, в процессе нахождения скоростей турбулентных потоков из наблюдаемого профиля спектральной линии или из обычных кривых роста неизбежно возникает ряд неопределенностей физического характера, особенно если звездная атмосфера существенно неоднородна. Это обстоятельство во многих случаях необходимо учитывать. В целом данные наблюдений указывают на то, что звезды многих типов могут иметь достаточно турбулизованную атмосферу. На этом основании можно предположить, что такие звезды обладают горячей короной и испускают звездный ветер.

В противоположность этим звездам, атмосферная турбулентность которых может быть найдена из наблюдений, для звезд-карликов нет доказательств турбулентности. Однако это не является аргументом против существования звездного ветра, поскольку мы знаем, что, исследуя Солнце, карлик класса G, с расстояния в несколько парсек, нельзя получить убедительных доказательств существования атмосферной турбулентности, но вместе с тем известно, что температура солнечной короны достигает 10^6 °К и что существует солнечный ветер умеренной силы.

Можно продолжить перечень полуэмпирических косвенных свидетельств в пользу нагревания атмосфер звезд и испускания звездного ветра. Предполагаемая

меридиональная циркуляция в звездах ранних спектральных классов может привести к существенному нагреву короны. Движение вещества, связанное с изменением полей в активных магнитных звездах [4], приводит к нагреву короны. Если действительно существует аналогия между внезапными вспышками так называемых вспыхивающих звезд и вспышками на Солнце, то можно ожидать, что вспыхивающая звезда может время от времени испускать ударные волны, подобные тем, которые приходят от солнечной короны в аналогичных случаях. Очень сильные колебания общей оболочки тесной двойной звезды должны приводить к нагреву оболочки. Наконец, следующие друг за другом волны, распространяющиеся наружу сквозь атмосферу большинства переменных звезд, должны вызывать чрезвычайно сильное нагревание внешних слоев. Во всех этих случаях энергия названных процессов достаточна, чтобы поддерживать значительный и во многих случаях очень сильный звездный ветер.

Теперь необходимо выяснить следующее. Уже давно известно, что многие активные звезды испускают вещество в пространство. С этой точки зрения проводимое здесь обсуждение не ново. Большие скорости движений вещества наблюдались в атмосферах звезд Вольф — Райе. Кроме того, представляют интерес два особых случая среди ряда оптически переменных двойных звезд. Новый аспект в нашем анализе состоит в рассмотрении потери массы в виде звездного ветра, т. е. в результате более или менее постоянного расширения короны звезд. В качестве механизма потерь условно принималось прямое испускание частиц в пространство из некоторого относительно низкого уровня вблизи звезды. По этой причине наше внимание было сосредоточено на вопросе о сохранении импульса, т. е. на вопросе о том, превышают ли наблюдаемые скорости в фотосфере и хромосфере звезд параболическую скорость или, другими словами, является ли направленная вверх составляющая импульса, если она переносится на верхний уровень, достаточной для того, чтобы данная порция вещества вышла наружу, во внешнее пространство. Если этого не наблюдается, то может ли быть достаточным давление

излучения или магнитное давление, чтобы задержать то движение, которое в конце концов приведет к утечке вещества (см., например, обсуждение этого вопроса у Бирмана и Люста [5] или у Дейча [8]). Этот вид выбрасывания вещества из звездной атмосферы, напоминающий выстрел из пушки или катапульты, может иметь место в действительности. Например, редко случающийся бурный выброс протуберанца (со скоростью 500 км/сек), наблюдающийся во время солнечных вспышек, напоминает именно такой выброс вещества. Однако в настоящем обсуждении проблемы звездного ветра мы рассматриваем несколько другой механизм, а именно гидродинамическое расширение нагретой атмосферы, средняя объемная скорость которого в нижних слоях хромосферы и фотосферы убывает до нуля. Процесс переноса полного импульса через фотосферу или при наличии радиационного и магнитного давлений мы не рассматриваем, как это следует делать для случая испускания типа катапультирования. Полный импульс фотосферы принимается, по существу, равным нулю. В большей мере мы затрагиваем вопрос о переносе энергии через фотосферу и хромосферу в корону. Поступающая энергия расходуется в короне на тепловое движение. Именно в короне вещество приобретает скорость, направленную наружу, причем эта скорость во внешних слоях все более возрастает и достигает своей конечной величины лишь на некотором расстоянии от звезды. Благодаря наличию градиента гидростатического давления направленная наружу составляющая импульса также возрастает на больших расстояниях. Внешние слои поддерживаются и ускоряются преимущественно за счет гидростатического давления, а не за счет энергии турбулентности нижних слоев. Таким образом, например, можно представить себе, что части общей оболочки тесной двойной звезды могут быть резко выброшены из этой бинарной системы после приобретения достаточной орбитальной скорости за счет приливного эффекта. Однако нас больше интересует тот факт, что общая оболочка может сильно нагреться вследствие сильных внутренних колебаний, вызываемых приливными силами, и будет всюду расширяться наружу, образуя

звездный ветер как следствие одного лишь нагревания оболочки¹⁾). Точно так же гребни последовательных волн в атмосфере переменных звезд в тот момент, когда они достигнут внешних разреженных областей атмосферы, могут иметь достаточную амплитуду и импульс, чтобы вырваться из звезды и самостоятельно уйти в пространство. Нас здесь больше интересует возможность того, что диссипация этих волн приведет к сильному нагреванию общей атмосферы переменной звезды, так что гидродинамическое расширение может привести к возникновению звездного ветра.

Возвращаясь к данным наблюдений, рассмотрим теперь прямое доказательство потери вещества звездами, т. е. существования звездного ветра. Имеется ряд данных о смещении к фиолетовому концу линий в спектре красных гигантов класса М. Эти данные позволяют предполагать существование постоянной утечки вещества звезды [3, 7]. Сверхгигант α^1 Геркулеса представляет собой особенно интересный случай, который был тщательно изучен Дейчем [7]. Ее спутник, звезда α^2 Геркулеса, относится к типу G, и проекция ее расстояния от первой звезды на картинную плоскость составляет около 700 а. е. Смещение к фиолетовому концу линий поглощения в спектре α^2 Геркулеса свидетельствует, по-видимому, о том, что эта звезда находится внутри расширяющейся атмосферы α^1 Геркулеса. Фиолетовое смещение указывает на истечение вещества со скоростью около 10 км/сек. Отсюда при средней плотности электронов $\sim 0,1 \text{ см}^{-3}$ (10^3 атом/см^3) найдем, что скорость потерь вещества составит по крайней мере $2 \cdot 10^{18} \text{ г/сек}$, или $3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ за год. Конечно, эта оценка является предварительной, поскольку она основана на ряде допущений. Интересно заметить, что из кривых роста гигантов позднего спектрального класса можно получить скорости фотосферной турбулентности не более 2—5 км/сек. Дейч предполагает, что, по-видимому, все эти гиганты могут

¹⁾ Конечно, проблема звездного ветра от звездных систем усложняется тем, что одна или несколько звезд системы могут обладать собственным звездным ветром из-за существования в их атмосфере турбулентности, достаточной для нагрева их собственной короны,

иметь существенные постоянные потери массы, подобно α^1 Геркулеса.

Проблема потери массы красными гигантами особенно интересна вследствие того, что их масса неизбежно должна стать меньше предела Чандрасекара $1,4M_{\odot}$ еще до того, как они перейдут в класс карликов главной последовательности. Учитывая это обстоятельство для α^1 Геркулеса, можно полагать, что порядок величины потерь для нее найден правильно. Авторы [6] обобщили данные наблюдений о потере массы некоторыми звездами раннего спектрального класса и двойными звездами. Теоретический анализ эволюции звезд путем сравнения эволюции при неизменной массе звезды с эволюцией при непрерывной потере массы дает основание предполагать, что кривые наблюдаемой эволюции звезд с массами, близкими к солнечной, соответствуют очень малым потерям массы, если звезда принадлежит к главной последовательности. Этот факт находится в согласии с наблюдаемой мощностью солнечного ветра, для которого расход вещества составляет всего 10^{12} г/сек, или $10^{-4}M_{\odot}$ за $5 \cdot 10^9$ лет. Имеются некоторые указания о том, что процесс эволюции звезд раннего спектрального класса с массами $2M_{\odot}$ или около этого может, по видимому, проходить со значительными потерями массы и в тот период, когда звезда принадлежит к главной последовательности, но трудности теоретического и экспериментального характера оставляют вопрос пока открытым (см. [1, 2, 8] и ссылки в этих работах).

Таким образом, имеются вытекающие из наблюдений прямые доказательства потери массы некоторых звезд с большой светимостью. Величина этих потерь такова, что сказывается на характере эволюции. Имеются также экспериментальные данные о фотосферной и хромосферной турбулентности многих звезд с высокой светимостью и протяженной атмосферой. Турбулентность настолько интенсивна, что можно предположить, что диссипация волн во внешних слоях атмосферы может вызывать тепловое расширение короны и звездный ветер. По аналогии с механизмом образования солнечного ветра можно ожидать, что эти звезды главной после-

довательности холоднее звезд класса F, т. е. звезды-карлики главной последовательности, обладают активными конвективными зонами и, следовательно, порождают звездный ветер. В сочетании с предположением, что эволюция горячих звезд главной последовательности сопровождается значительными потерями массы, это позволяет нам заключить, что все звезды главной последовательности вместе с гигантами, сверхгигантами и переменными звездами, по-видимому, обладают значительным звездным ветром. Таким образом, можно предположить, что каждая из этих звезд окружена зоной звездного ветра, в которой имеются вытянутые звездные магнитные поля, захваченные быстрые частицы от звезд, а также наблюдается пониженная интенсивность космических лучей и т. д. Расширение области ветра для звезды раннего спектрального класса в пространстве усложнено конкурирующим эффектом ультрафиолетового излучения звезды, так что область является некоторой комбинацией зоны звездного ветра и сферы Стремгрена. У более холодных звезд область звездного ветра можно заменить обычной сферой Стремгрена. Во всех случаях звездный ветер должен оставлять звездный след, подобно дорожке позади корабля в межзвездной среде, как это уже отмечалось в гл. 9. Солнечный ветер, поток частиц в котором на расстоянии земной орбиты составляет $\sim (1-3) \cdot 10^8$ протон/см² · сек, уносит достаточное количество солнечного вещества ($\sim 10^{12}$ г/сек), чтобы создать соответствующий «след» с радиусом ~ 100 а. е. и плотностью $0,1$ протон/см³ в межзвездной среде, движущейся относительно Солнца со скоростью ~ 10 км/сек (или с радиусом 1000 а. е. при плотности $\sim 10^{-3}$ см⁻³). Вероятно, разреженный солнечный «след» ненаблюдаем. Однако в межзвездной среде, по-видимому, можно обнаружить путем оптических наблюдений «след» от нескольких звезд с более интенсивным ветром. Магнитные силовые линии, связанные с ветром, должны обеспечить продольную непрерывность «следа», подобно бусинкам на нитке. «След» может иметь волокнистую структуру.

Для заполнения объема порядка одного кубического светового года до плотности $0,1$ протон/см³ солнечному

ветру потребуется около $5 \cdot 10^9$ лет. Звездному ветру от α^1 Геркулеса потребуется для этого $3 \cdot 10^3$ лет или меньше. В обоих случаях количество вещества, поступающего в межзвездную среду, может быть значительным.

15.2. Теоретическое рассмотрение

Рассуждения, приведенные в предыдущем разделе, дают основание предполагать, что большая часть звезд может порождать звездный ветер, возникающий вследствие гидродинамического расширения перегретых внешних слоев их атмосферы и оболочек. Механизм перегрева неизвестен, если не считать того, что он возникает, по-видимому, благодаря диссипации движений газа в атмосфере. В случае звезд главной последовательности, более холодных, чем звезды из середины класса F, можно считать, что за эти движения в основном ответственна водородная конвективная зона.

Для тех звезд, у которых механизм нагрева и расширения атмосферы, по-видимому, аналогичен соответствующему механизму для Солнца (к ним относятся, например, звезды конца главной последовательности), можно установить основные соотношения порядка величин между температурой звездной короны, массой звезды, скоростью нагрева и т. д. Предположим, что корона нагревается преимущественно у своего основания, а в более высокие слои тепло передается за счет теплопроводности. Тогда эффективная величина показателя политропы превышает единицу, но, разумеется, остается много меньше величины $5/3$, соответствующей адиабатическому процессу (см. гл. 7). Первое соотношение основано просто на чрезвычайно быстром возрастании скорости расширения короны при повышении температуры. Если температура короны станет выше $2 \cdot 10^6$ °К, энергия, расходуемая при расширении, резко возрастает вследствие очень большого роста плотности и скорости звездного ветра; если бы температура солнечной короны поддерживалась равной $4 \cdot 10^6$ °К, энергия, необходимая для расширения, составила бы примерно $3 \cdot 10^{30}$ эрг/сек. Если же температура короны опустится гораздо ниже $1 \cdot 10^6$ °К, то расходуемая на расширение

энергия станет меньше предполагаемой величины потерь на излучение, составляющей приблизительно 10^{27} эрг/сек. Таким образом, расширение короны играет роль простого и довольно эффективного предохранительного клапана при нагреве короны. Расширение может регулировать потребление энергии в диапазоне между 10^{27} и $3 \cdot 10^{30}$ эрг/сек при изменении температуры всего лишь в 4 раза $(1-4) \cdot 10^6$ К. Регулирование происходит между верхним и нижним пределами, наложенными на параметр H выражением (5.35). Ограничение, наложенное на температуру короны T звезды с массой M_s и радиусом R_s , численно выражается соотношением $GM_s/R_s kT \gtrsim 4$. Для Солнца $GM_s/R_s kT$ имеет величину порядка 10, так что грубо

$$T = O \frac{0,1 GM_s}{R_s k}, \quad (15.1)$$

где общая неопределенность в значении T определяется множителем порядка 4. Соотношение (15.1) означает, что тепловая скорость несколько меньше, чем параболическая скорость. Отношение M_s/R_s в первом приближении меняется менее чем вдвое для различных звезд главной последовательности с температурой поверхности между 3000 и 15 000 °К при наличии слабой тенденции к увеличению M_s/R_s для более горячих звезд. Таким образом, мы предполагаем, что температура короны звезд главной последовательности может меняться не больше, чем это допустимо неопределенностью выражения (15.1) (ср. с [10]). Температура короны звезд главной последовательности меняется, вероятно, меньше, чем температура фотосферы. Можно ожидать, что в отличие от небольших изменений температуры короны сила звездного ветра меняется в более широких пределах. Возможно, это изменение происходит даже в более широких пределах, чем изменения светимости.

Интересно отметить, что теплопроводность, по-видимому, играет существенную роль в передаче энергии и нагреве короны во всех звездах главной последовательности, в том числе и в солнечной короне. Ожидаемый порядок величины однородности температуры короны в более холодных звездах главной последовательности

означает, что выражение (15.1) опирается на внутренне непротиворечивое доказательство того, что механизм возникновения короны звезд главной последовательности более холодных, чем звезды из середины класса F, аналогичен соответствующему механизму для солнечной короны.

Второе соотношение, которое можно вывести из подобия корон и звездного ветра звезд из хвоста главной последовательности (включая Солнце), указывает на то, что вещество звездного ветра на больших расстояниях от звезды достигает в конце концов скоростей, составляющих по крайней мере некоторую часть параболической скорости

$$v = O \left(\frac{2GM_s}{R_s} \right)^{1/2}. \quad (15.2)$$

Так как отношение M_s/R_s мало меняется вдоль главной последовательности, соотношение (15.2) говорит о том, что скорости солнечного ветра по величине стремятся быть того же порядка, что и скорости ветра от звезд главной последовательности. Учитывая эти немногие замечания относительно ветра от звезд главной последовательности, рассмотрим, как меняется ситуация, например, в случае красных гигантов, подобных α^1 Геркулеса. Наиболее очевидная разница состоит в том, что любое соотношение типа (15.1) предсказывает очень низкую температуру короны, всего лишь порядка 10^4 °К. Отсюда следует, что процессы теплопроводности не играют существенной роли. Полный тепловой поток в короне с температурой T и размерами R_s равен по порядку величины $O(\kappa TR_s)$, что пропорционально величине $T^{7/2}R_s$. Температура в данном случае ниже примерно в 10^2 раз, что не может быть полностью скомпенсировано увеличением R_s . Такой вывод можно сделать на основании того, что если корона звезды должна расширяться аналогично расширению короны Солнца, то для этого необходима высокая температура в глубинных слоях короны звезды. Для этого недостаточно снабжать тепло основание короны и предполагать, что тепло затем передается наружу путем теплопроводности, как это

имеет место на Солнце. С другой стороны, современные представления о механизме нагревания короны, основанные на рассмотрении солнечной короны, не исключают такой возможности распространения тепла. Действительно, нет никаких причин, в силу которых был бы невозможен нагрев короны за счет диссипации волн на расстояниях в несколько солнечных радиусов. Правда, предположение о нагревании короны за счет диссипации волн не является, по-видимому, необходимым для Солнца из-за высокой теплопроводности солнечной короны. Однако недостаточное количество надежных экспериментальных данных не позволяет пока исключить этот процесс полностью. Переходя далее к красным гигантам, предположим, что их корона нагревается внутренними волнами, идущими от фотосферы, в соответствии с предположением о механизме нагревания короны Солнца [15]. Диссипация является в основном результатом теплопроводности, которая играет относительно малую роль в атмосфере красного гиганта. Это означает, что подобные волны могут распространяться в короне на большие расстояния, вызывая нагрев на расстояниях, превышающих звездный радиус. Иначе обстоит дело на Солнце, где высокая температура короны порядка 10^6 °К обусловлена диссипацией основной доли энергии волн (кроме самых длинных волн) в основании короны. Возможно, что генерация тепла в короне красных гигантов происходит на некотором уровне, который находится выше уровня R_s . В этом случае вследствие малой теплопроводности корона красного гиганта будет на значительных расстояниях близкой к изотермической.

Интересное исследование проблемы потери массы красными гигантами, подобными α^1 Геркулеса, было предпринято Вейманном. Рассматривая динамические требования и фактические ограничения, налагаемые на оптический спектр вытекающего наружу газа, Вейманн [14] показал, что предположение о том, что тепло выделяется только в основании короны, вызывает некоторые трудности. Вейманн отметил, что эти трудности, вероятно, можно преодолеть, если допустить возможность нагревания короны не только на большой глубине, но и выше.

Более поздняя работа Вейманна¹⁾, в которой исследовано большое количество различных моделей нагревания короны, показывает, что сейчас нет ни одного приемлемого ответа на эту загадку. Обсуждение других возможных механизмов потери массы можно найти также в [13].

Основываясь на предположении о нагреве короны гравитационными волнами [15], можно записать порядок величины потока энергии гравитационных волн от турбулентного слоя у основания устойчивой звездной атмосферы в виде $(\alpha/4\pi)(1/2\rho v^2)v$, где v — турбулентная скорость, которая, как полагают, имеет тот же порядок, что и скорость распространения гравитационных волн, ρ — плотность, а α означает эффективный телесный угол, внутрь которого могли бы вытягиваться корональные лучи. Если α — единичный телесный угол, то при значениях $\rho = 10^{-7}$ г/см³ и $v = 3$ км/сек, характерных для Солнца, получим величину потока энергии 10^8 эрг/см²·сек, что находится в приближенном согласии с оценками скорости нагревания короны и хромосферы. Для красных гигантов наблюдаемая скорость $v \approx 3$ км/сек, а плотность оценивается величиной $\rho = 10^{-15}$ г/см³, что дает поток энергии всего 10 эрг/см²·сек, или полный расход энергии $2 \cdot 10^{28}$ эрг/сек для $R_s \approx 600R_\odot$. Наблюдаемая потеря массы равна по крайней мере 10^{18} г/сек, что соответствует расходу энергии более 10^{30} эрг/сек. Это расхождение между расчетной величиной притока энергии и найденным из наблюдений расходом иллюстрирует лишь одну из многих трудностей в поисках подходящей модели звездного ветра от гигантских звезд.

Подведем итоги теоретическому рассмотрению вопроса. Следует ожидать, что другие звезды класса G главной последовательности, подобные Солнцу, испускают звездный ветер, напоминающий солнечный ветер. Можно предполагать, что все звезды главной последовательности, более холодные, чем любая звезда класса F, могут иметь звездный ветер со скоростями порядка $(1-10) \cdot 10^2$ км/сек. Многие другие звезды обнаруживают атмосферную турбулентность и прямую потерю

¹⁾ В оригинале нет ссылки на более позднюю работу Вейманна. Возможно, что имелась в виду работа [19*]. — Прим. ред.

массы. Эти эффекты, по-видимому, связаны со звездным ветром, возникающим вследствие расширения короны. У гигантских звезд теплопроводность не играет такой роли, как у звезд главной последовательности с температурой короны порядка миллиона градусов. Нагревание за счет диссипации волн в более холодных коронах, возможно, распространяется на гораздо большие расстояния. Нельзя выходить за пределы приведенных здесь догадок о порядках величины, пока мы не будем несколько лучше понимать явление нагревания короны Солнца и других звезд. Много нужных сведений может дать рассмотрение количественных моделей перегретых звездных атмосфер, для которых образование и диссипация волн, а также процессы радиационных потерь детально исследованы. Многие из затронутых проблем в настоящее время поддаются решению, а важность новой для астрофизики проблемы расширения короны и явления звездного ветра, особенно учитывая их роль в эволюции звезд и динамике межзвездной среды, делает исследование вполне своевременным.

ЛИТЕРАТУРА ¹⁾

1. Масевич А. Г., 10th Intern. Astron. Union Symposium, Paris, 1959, p. 89.
2. Фесенков В. Г., Идлис Г. М., 10th Intern. Astron. Union Symposium, Paris, 1959, p. 115.
3. Adams W. S., MacCormack E., *Astrophys. J.*, 81, 119 (1935).
4. Babcock H. W., *Stellar Atmospheres*, Ed. J. L. Greenstein, University of Chicago Press, Chicago, 1961, ch. 7.
5. Biermann L., Lüst R., *Stellar Atmospheres*, Ed. J. L. Greenstein, University of Chicago Press, Chicago, 1961, ch. 6.
6. Burbidge E., Burbidge G., *Handbuch der Physik*, Ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, Bd. 51, 1958, S. 134. (Русский перевод: Происхождение и эволюция звезд, М., ИЛ, 1962, стр. 104.)
7. Deutsch A. J., *Astrophys. J.*, 123, 210 (1956).
8. Deutsch A. J., *Stellar Atmospheres*, Ed. J. L. Greenstein, University of Chicago Press, Chicago, 1961, ch. 15.

¹⁾ Работы [4, 5, 8, 9] настоящей главы можно найти в русском переводе: «Звездные атмосферы», под ред. Дж. Л. Гринштейна, М., ИЛ, 1963. — *Прим. перев.*

9. Huang S. S., Struve O., Stellar Atmospheres, Ed. J. L. Greenstein, University of Chicago Press, Chicago, 1961, ch. 8.
10. de Jager C., Nuovo Cimento, Suppl., **13**, 284, 291 (1959).
11. Parker E. N., Astrophys. J., **128**, 664 (1958).
12. Parker E. N., Astrophys. J., **132**, 281 (1960).
13. Rubbra F. T., Cowling T. G., Modèles d'étoiles et évolution stellaire 9th Liège Symposium, 1959, p. 274.
14. Weymann R., Astrophys. J., **132**, 380 (1960).
15. Whitaker W. A., Astrophys. J., **137**, 914 (1963).
16. Wilson O. C., Astrophys. J., **126**, 525 (1957).
17. Wilson O. C., Bappu M. K. V., Astrophys. J., **125**, 661 (1957).
18. Wright K. O., Trans. Intern. Astron. Union, **9**, 739 (1955).
- 19*. Weymann R., в печати.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

НЕРАДИАЛЬНОЕ РАСШИРЕНИЕ

Если направление линии тока настолько отличается от радиального, что расстояние l , измеряемое вдоль линии тока, нельзя аппроксимировать расстоянием вдоль радиуса r и поперечное сечение трубки тока нельзя выразить простой функцией от l , необходима более общая формулировка уравнения Бернулли по сравнению с той, которая дана в гл. 5. Чтобы рассмотреть этот более общий случай, введем безразмерные переменные

$$P \equiv \frac{v}{v_0} \chi^{1/(\alpha+1)}, \quad (\text{A.1})$$

$$\varphi \equiv -\frac{2\varphi}{v_0^2} \chi^{2/(\alpha+1)}, \quad (\text{A.2})$$

где χ определяется как

$$\chi \equiv \frac{\alpha-1}{2\alpha} \frac{\rho_0 v_0^2}{\rho_0}. \quad (\text{A.3})$$

Тогда, рассматривая φ как независимую переменную, вместо (5.1) получим

$$\frac{dP}{d\varphi} = \left(2P - \frac{\alpha-1}{F^{\alpha-1}(\varphi) P^\alpha} \right) = \frac{\alpha-1}{P^{\alpha-1} F^\alpha(\varphi)} \frac{dF}{d\varphi} + 1, \quad (\text{A.4})$$

а (5.4) запишется в виде

$$P^2 + \frac{1}{[PF(\varphi)]^{\alpha-1}} = C + \varphi, \quad (\text{A.5})$$

где

$$C \equiv \chi^{2/(\alpha-1)} - \varphi_0 + \chi^{-(\alpha-1)/(\alpha+1)} \quad (\text{A.6})$$

и где отношение площадей A/A_0 должно рассматриваться теперь как функция переменной φ , которую мы обозначим через $F(\varphi)$. Заметим, что гравитационный

потенциал Φ есть величина отрицательная, так что φ положительно.

Нас интересует решение (А.5) гидродинамического уравнения (А.4) при граничных условиях, которые сводятся к тому, что скорость P стремится к нулю в «центре» Солнца, а гидростатическое давление стремится к нулю на бесконечности. Мы проведем анализ, предполагая лишь, что $F(\varphi)$ есть гладкая и монотонно убывающая функция φ , причем $F(\varphi)$ возрастает по некоторому обратному степенному закону при $\varphi \rightarrow 0$ и убывает по некоторому другому обратному степенному закону при $\varphi \rightarrow \infty$. Чтобы упростить рассмотрение, мы предположим, что $d^2F/d\varphi^2$ является гладкой и положительной, тогда как $dF/d\varphi$ — гладкой и отрицательной. Это рассмотрение должно служить иллюстрацией ряда интересных сложных эффектов в потоке, которые могут возникнуть, если геометрия потока, т. е. $F(\varphi)$, будет определенным образом отличаться от простого возрастания $F(\varphi)$ по степенному закону.

Из (А.5) следует, что на больших расстояниях от Солнца, где F велико, а φ мало, верхнему семейству решений соответствует выражение

$$P \sim C^{1/2} \left[1 + \frac{\varphi}{2C} - \frac{1}{2C^{(\alpha+1)/2} F^{\alpha-1}} + O\left(\varphi^2, \frac{\varphi}{F^{\alpha-1}}, \frac{1}{F^{2(\alpha-1)}}\right) \right], \quad (\text{А. 7})$$

а нижнему — выражение

$$P \sim \frac{1}{C^{1/(\alpha-1)} F(\varphi)} \left[1 - \frac{\varphi}{(\alpha-1)C} + \frac{1}{(\alpha-1)C^{2/(\alpha-1)} F^2(\varphi)} + \dots \right]. \quad (\text{А. 8})$$

Существование этих двух семейств на бесконечном расстоянии от Солнца требует, чтобы $C > 0$.

Вблизи Солнца, где φ становится большим, а F малым, существует семейство

$$P \sim \frac{1}{F(\varphi)(\varphi+C)^{1/(\alpha-1)}} \times \left[1 + \frac{1}{(\alpha-1)F^2(\varphi)(\varphi+C)^{(\alpha+1)/(\alpha-1)}} + \dots \right] \quad (\text{А. 9})$$

при условии, что

$$\lim F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = \infty \quad \text{при} \quad \varphi \rightarrow \infty.$$

В этом семействе P обращается в нуль при $\varphi \rightarrow \infty$ при условии, что $\lim F(\varphi) \varphi^{1/(\alpha-1)} \rightarrow \infty$ при больших значениях φ . При том же условии $\lim F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = \infty$ существует верхнее семейство

$$P \sim (\varphi + C)^{1/2} \left[1 - \frac{1}{2F^{\alpha-1}(\varphi) (\varphi + C)^{(\alpha+1)/2}} + \dots \right]. \quad (\text{A. 10})$$

Если $\alpha = 5/3$, то решение имеет совершенно другой характер при $F \rightarrow 0$. Несколько ниже будет показано, что в этом случае предел $F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = S^2$ конечен. Если $\lim F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = S^2$, легко показать, что в этом случае существует асимптотическая форма

$$P \sim Q \varphi^{1/2}, \quad (\text{A. 11})$$

где

$$SQ(1 - Q^2)^{1/(\alpha-1)} = 1. \quad (\text{A. 12})$$

Для реального Q минимум величины S имеет место при $Q^2 = (\alpha-1)/(\alpha+1)$ и равен

$$S_{\text{мин}} = \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha+1}{2} \right)^{1/(\alpha+1)}.$$

При $S > S_{\text{мин}}$ имеются два значения Q и, следовательно, два решения; для значений $S < S_{\text{мин}}$ решений не существует. Оба решения, если они существуют, расходятся при $\varphi \rightarrow \infty$.

В изотермическом случае $\alpha = 1$ имеем

$$\omega^2 - \ln \omega = \ln F + \varphi - \varphi_0 + D. \quad (\text{A. 13})$$

Возвращаясь от безразмерных переменных к прежним, получим

$$\omega \equiv \frac{v}{v_0} \left(\frac{\rho_0 v_0^2}{2p_0} \right)^{1/2}, \quad (\text{A. 14})$$

$$\varphi \equiv - \frac{\rho_0}{p_0} \Phi, \quad (\text{A. 15})$$

$$D = \frac{\rho_0 v_0^2}{2p_0} - \varphi_0 - \frac{1}{2} \ln \frac{\rho_0 v_0^2}{2p_0}. \quad (\text{A. 16})$$

При $\varphi \rightarrow 0$ семейства решений определяются соответственно выражениями

$$\omega \sim (\ln F)^{1/2} \left[1 + \frac{D - \varphi_0 + \frac{1}{2} \ln \ln F}{2 \ln F - 1} + \dots \right] \quad (\text{A. 17})$$

и

$$\omega \sim \frac{1}{F} \exp[-(D + \varphi - \varphi_0)] \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{1}{F^2} \exp[-2(D + \varphi - \varphi_0)] + \dots \right\}. \quad (\text{A. 18})$$

При $\varphi \rightarrow \infty$

$$\omega \sim (D + \varphi - \varphi_0)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{\ln [F (D + \varphi - \varphi_0)^{1/2}]}{2(D + \varphi - \varphi_0) - 1} + \dots \right\}, \quad (\text{A. 19})$$

$$\omega \sim \frac{1}{F} \exp[-(D + \varphi - \varphi_0)] \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{1}{F^2} \exp[-2(D + \varphi - \varphi_0)] + \dots \right\}. \quad (\text{A. 20})$$

Теперь рассмотрим решения, представляющие физический интерес для солнечной короны. Скорость расширения вблизи Солнца должна становиться очень малой, так как невозмущенная корона у своего основания, по существу, находится в статическом состоянии. Решение для $\lim F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = S^2 > 0$ при $F(\varphi) \rightarrow 0$, $\varphi \rightarrow \infty$ тем самым исключается, так как скорость, определяемая формулой (A.11), расходится пропорционально $\varphi^{1/2}$. Для нас представляет интерес решение, при котором $\lim F^2(\varphi) \varphi^{(\alpha+1)/(\alpha-1)} = \infty$. В этом случае имеется нижнее семейство решений, соответствующее выражениям (A.9) и (A.20), которое стремится к нулю по мере увеличения φ .

На больших расстояниях от Солнца, где $\varphi \rightarrow 0$ и $F(\varphi) \rightarrow \infty$, решение существует лишь при условии, что $C \geq 0$. В этом случае существует верхнее семейство, соответствующее выражению (A.7) или (A.17), и нижнее семейство, соответствующее выражению (A.8) или (A.18). Чтобы исследовать топологию $P(\varphi)$, заметим на

основании (А.4), что $P(\varphi)$ имеет экстремум при

$$P^{\alpha+1} = \frac{d}{d\varphi} \frac{1}{F^{\alpha-1}}, \quad (\text{A. 21})$$

а φ экстремально, т. е. $dP/d\varphi = \infty$ при

$$P^{\alpha-1} = \frac{\frac{1}{2}(\alpha-1)}{F^{\alpha-1}}. \quad (\text{A. 22})$$

В общем случае в решении $P(\varphi)$ для данной величины C может встретиться только тот или другой экстремум. Однако существует одно или несколько значений C , для которых оба условия удовлетворяются одновременно и $dP/d\varphi$ определено. Обозначим значение φ в такой критической точке через φ_c . Исключая P из (А.21) и (А.22), находим, что существует критическая точка при любом значении φ , для которого

$$\frac{dF}{d\varphi} = - \frac{F(3\alpha-1)/(\alpha+1)}{2^{(\alpha-1)/(\alpha+1)}(\alpha-1)^{2/(\alpha+1)}}. \quad (\text{A. 23})$$

Любое решение $P(\varphi)$ в критической точке будем называть *критическим решением*. Из (А.4) и (А.5) легко показать, что критическое значение C определяется выражением

$$C_c = \frac{\alpha+1}{\alpha-1} \left(\frac{\alpha-1}{2F(\varphi_c)^{\alpha-1}} \right)^{2/(\alpha-1)} - \varphi_c. \quad (\text{A. 24})$$

Положим в окрестности критической точки

$$P = P_c(1 + \xi), \quad \varphi = \varphi_c(1 + \eta), \quad (\text{A. 25})$$

где $\xi, \eta \ll 1$. Тогда, раскрывая (А.5) и пренебрегая всеми членами второго порядка по ξ и η в коэффициентах для $du/d\varphi$, получим

$$\frac{d\xi}{d\eta} = \frac{C_1\xi - C_2\eta}{C_3\xi - C_1\eta}, \quad (\text{A. 26})$$

где C_1 , C_2 и C_3 получаются с помощью уравнений (А. 21) и (А. 22):

$$C_1 = -\frac{(\alpha-1)^2 F'_c}{u_c^{\alpha-1} F_c^\alpha} = \alpha - 1, \quad (\text{А. 27})$$

$$C_2 = \varphi_c \left(-\frac{\alpha F'_c}{F_c} - \frac{F''_c}{F'_c} \right), \quad (\text{А. 28})$$

$$C_3 \equiv \frac{P_c}{\varphi_c} \left(2P_c + \frac{\alpha(\alpha-1)}{F_c^{\alpha-1} P_c^\alpha} \right) = 2(\alpha+1) \frac{P_c^2}{\varphi_c}. \quad (\text{А. 29})$$

Здесь индекс c соответствует значению в критической точке, а штрихи означают дифференцирование по φ . Переходя к системе координат (η, ζ) , где $\zeta = C_3 \xi - C_1 \eta$, преобразуем уравнение к виду

$$\frac{\zeta}{\eta} \frac{d\zeta}{d\eta} = C_1^2 - C_2 C_3, \quad (\text{А. 30})$$

так что интегрирование дает однопараметрическое семейство кривых

$$\zeta^2 - (C_1^2 - C_2 C_3) \eta^2 = \lambda, \quad (\text{А. 31})$$

где λ — параметр. Эти кривые представляют собой гиперболы, если $C_1^2 - C_2 C_3$ положительно, и эллипсы, если $C_1^2 - C_2 C_3$ отрицательно. В переменных ξ и η уравнение кривых можно записать в виде

$$(\alpha+1) P_c^2 \xi^2 - (\alpha-1) \varphi_c \eta \xi + \frac{\varphi_c^2}{2} \left(\frac{F''_c}{F'_c} - \frac{\alpha F'_c}{F_c} \right) \eta^2 = \frac{\varphi_c \lambda}{2C_3}. \quad (\text{А. 32})$$

Сравнение этого результата с выражением (А. 5), разложенным по ξ и η до членов второго порядка, показывает, что λ и C связаны соотношением

$$C - C_c = \frac{\varphi_c \lambda}{2C_3}. \quad (\text{А. 33})$$

Исследуем теперь знак разности $C_1^2 - C_2 C_3$. Из (А. 21) и (А. 22) легко показать, что

$$P_c^2 = -\frac{F_c}{2F'_c}. \quad (\text{А. 34})$$

Из (А. 27) — (А. 29) следует, что

$$C_1^2 - C_2 C_3 = \frac{(\alpha + 1) F_c F_c''}{F_c''} - (3\alpha - 1). \quad (\text{А. 35})$$

По-видимому, $F_c F_c''$ и $(3\alpha - 1)$ — величины положительные, так что знак $C_1^2 - C_2 C_3$ зависит только от их относительной величины.

Топология $P(\varphi, C)$ может определяться только знаком $C_1^2 - C_2 C_3$ и рядом критических точек на плоскости P, φ . Чтобы иллюстрировать различные топологии, сравним $F(\varphi)$ с некоторой искусственно построенной функцией F , обозначаемой через $F_\alpha(\varphi)$, которая удовлетворяет критическим условиям во всех точках плоскости P, φ .

Вторая производная от $F_\alpha(\varphi)$ легко находится из (А.23). При этом оказывается, что для функции $F_\alpha(\varphi)$ разность $C_1^2 - C_2 C_3$ тождественно равна нулю, т. е. в окрестности критических точек решения не являются ни гиперболами, ни эллипсами, а остаются неопределенными для рассматриваемого порядка приближения. Интегрируя (А.23), получаем

$$F_\alpha(\varphi) = \frac{(\alpha + 1)^{(\alpha+1)/2} (\alpha-1)}{2^{1/(\alpha-1)} (\alpha-1)^{1/2} (\varphi + q)^{(\alpha+1)/2} (\alpha-1)}, \quad (\text{А. 36})$$

где q — константа интегрирования. Функция $F_\alpha(\varphi)$ стремится к нулю при $\varphi \rightarrow +\infty$ для всех q , а при $\varphi \rightarrow 0$ уходит в бесконечность только в особом случае $q=0$. Вид кривых $F_\alpha(\varphi)$ изображен на рис. А.1 сплошными линиями.

Сравним реальную функцию $F(\varphi)$ с функцией $F_\alpha(\varphi)$. В любой критической точке реальной функции $F(\varphi)$ ее график должен касаться кривой $F_\alpha(\varphi)$ в этой точке. Кривизна функции $F(\varphi)$ может быть больше или меньше, чем кривизна функции $F_\alpha(\varphi)$, а критическая точка, точка касания, может лежать выше кривой $F_\alpha(\varphi)$, соответствующей случаю $q=0$ и обозначаемой $F_{\alpha 0}(\varphi)$. Эти четыре случая¹⁾ изображены на рис. А.1 короткими от-

¹⁾ Точки перегиба не рассматриваются.

резками касательных к $F_a(\varphi)$ в точках F_1 и F_2 . Реальная функция $F(\varphi)$ подчиняется граничным условиям, которые сводятся к тому, что $F(\varphi)$ стремится в бесконечность при $\varphi \rightarrow 0$ и обращается в нуль при $\varphi \rightarrow \infty$.

Исследуем точку F_2 на рис. А.1. Функция $F(\varphi)$, касающаяся $F_a(\varphi)$ в точке F_2 , обладает большей

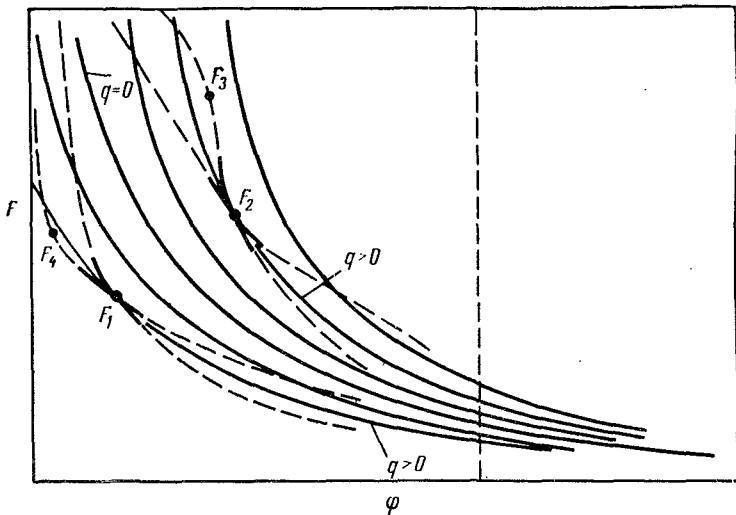


Рис. А.1. Сплошные кривые иллюстрируют поведение $F_a(\varphi)$ для различных значений постоянной интегрирования $q (> 0)$ [см. (А.42)]. Пунктирные кривые соответствуют случаям реальной геометрии, где они становятся касательными к кривым $F_a(\varphi)$ в критических точках, обозначенных F_1 , F_2 , F_3 и F_4 .

кривизной, чем $F_a(\varphi)$, и должна пересекать ту же самую кривую $F_a(\varphi)$ где-то выше F_2 , если $F(\varphi)$ при $\varphi \rightarrow 0$ должна уходить в бесконечность, как и требуется. Следовательно, $F(\varphi)$ должна быть касательной к $F_a(\varphi)$ в некоторой точке F_3 выше точки F_2 . Это требование иллюстрируется пунктирной кривой, соответствующей кривой $F(\varphi)$, проходящей через точку F_2 . Отсюда следует, что если имеется одна критическая точка там, где $F(\varphi) > F_{a0}(\varphi)$ при условии $F''(\varphi) > F_a''(\varphi)$, то должна быть по крайней мере еще одна критическая точка при больших

$F(\varphi)$. С другой стороны, если критическая точка оказывается там, где $F(\varphi) > F_{a0}(\varphi)$ при условии $F''(\varphi) < F''_a(\varphi)$, то другой критической точки не должно быть, конечно, если мы не пытаемся подобрать ее путем небольших изменений функции $F(\varphi)$. Во всех случаях могут быть точки касания при $\varphi=0$ и $\varphi=\infty$.

Для F_1 справедливы другие аргументы. Условия $F(\varphi) < F_{a0}(\varphi)$ и $F''(\varphi) < F''_a(\varphi)$ приводят по крайней мере к одному дополнительному касанию, а критическая точка, обозначенная на рисунке как F_1 , не требует при этом условия другой критической точки. Эти замечания дают с помощью функции F представление о некоторых возможных особенностях задачи. В настоящем обсуждении не делается попыток углубиться в интересные и сложные особенности потоков более чем с одной критической точкой. Таким образом, рассмотрим только два случая: $(F > F_{a0}, F'' < F''_a)$ и $(F < F_{a0}, F'' > F''_a)$. В первом случае критическая точка на рис. А.1 оказывается справа от кривой $F_{a0}(\varphi)$ с $q=0$, а разность $C_1^2 - C_2C_3$ является отрицательной.

В результате решение (А.31) вблизи критической точки имеет вид замкнутых эллипсов и не позволяет перейти от нижнего семейства вблизи Солнца (большие φ) к верхнему семейству на бесконечности ($\varphi \rightarrow 0$). С другой стороны, во втором случае критическая точка оказывается слева от $F_{a0}(\varphi)$ с $q=0$, а разность $C_1^2 - C_2C_3$ положительна, так что решение в окрестности критической точки имеет вид гипербол. Асимптоты гипербол представляют собой решение, которое соответствует переходу от нижнего семейства вблизи Солнца к верхнему семейству на больших расстояниях. Поэтому мы приходим к выводу, что необходимое условие для того, чтобы поток был сверхзвуковым, состоит в том, чтобы $F < F_{a0}$ и $F'' > F''_a$ в соответствии с кривой большей кривизны, проходящей через точку F_1 на рис. А.1. Тогда в F_a постоянная q положительна, а $F(\varphi_c)$ меньше, чем $F_a(\varphi_c)$ при $q=0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

ДИФФУЗИЯ ЧАСТИЦ

Возможны два различных процесса диффузии частиц, что приводит к двум различным диффузионным уравнениям, когда коэффициент переноса является функцией координаты. Одно из этих уравнений рассматривает распространение частиц с произвольными скоростями в относительно статичном поле рассеивающих центров, другое, наоборот, рассматривает неупорядоченное движение рассеивающих центров относительно неподвижных частиц. Разница между этими уравнениями в некоторых случаях может оказаться весьма важной.

Чтобы понять суть этого элементарного различия, заметим сначала, что в уравнении тепловой диффузии, правая часть которого имеет вид $\nabla \cdot (\chi \nabla T)$, мы имеем дело с диффузией условий, переносимых частицами, при отсутствии переноса самих частиц. Элементарный вывод уравнения тепловой диффузии осуществляется путем рассмотрения разности потоков тепла, которые переносят через точку x частицы из интервала $x - \lambda$, движущиеся в направлении положительного x , и частицы из интервала $x + \lambda$, движущиеся в направлении отрицательного x , где λ — средний свободный пробег. Частицы из $x - \lambda$ несут энергию $1/2 kT(x - \lambda)$ и т. д. Полагая, что половина частиц движется в направлении положительного, а половина в направлении отрицательного x , получим, что поток тепловой энергии, проходящей через x в положительном направлении, пропорционален $1/2 \mu(x - \lambda) u(x - \lambda) 1/2 kT(x - \lambda)$, где $\mu(x)$, $u(x)$ и $T(x)$ — соответственно плотность частиц, тепловая скорость в направлении x и температура. Поток тепла в отрицательном направлении через точку x записывается аналогично, если переменную $x - \lambda$ заменить на $x + \lambda$.

Однако в этом случае простой теплопроводности полный поток частиц через точку x равен нулю, так что $\mu(x)u(x)$ — константа для всех значений x . Таким образом, разлагая записанную функцию в степенной ряд по x и пренебрегая членами второго и высших порядков относительно λ , получим, что общий поток пропорционален $1/2\mu(x)u(x)\lambda dT/dx$, так что $\partial T/\partial t \propto (\partial/\partial x)(1/2\mu\lambda dT/dx)$.

Теперь аналогичным способом можно вывести выражение для диффузии самих частиц с той разницей, что общий поток частиц $\mu(x)u(x)$ нельзя, разумеется, считать не зависящим от x . Для частиц с данной энергией скорость $u(x)$ можно считать не зависящей от x , что дает общий поток $-\lambda u d\mu/dx$ и скорость накопления частиц $\partial\mu/\partial t = (\partial/\partial x)(\lambda u d\mu/dx)$. Это служит основой для диффузионного уравнения, из которого было получено выражение (13.7).

С другой стороны, если диффузия частиц происходит главным образом в результате движения рассеивающей среды, а не за счет скорости частиц $u(x)$, то диффузия выражается через произвольные перемещения $\delta h(x)$ в каждый промежуток времени δt . В этом случае предполагается, что перемещения в положительном и отрицательном направлениях равновероятны, так что в целом дрейфа нет. За время δt половина частиц пройдет из интервала $(x - \delta h, x)$ через точку x в положительном направлении, а половина — из интервала $(x, x + \delta h)$ в отрицательном направлении. Средняя плотность частиц в этих двух интервалах равна соответственно $\mu(x - 1/2\delta h)$ и $\mu(x + 1/2\delta h)$. Замечая, что δh есть смещение, взятое на любом конце интервала $x \pm \delta h$, получаем, что полное число частиц, проходящих через x , равно

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\mu\left(x - \frac{1}{2}\delta h\right)\delta h(x - \delta h) - \frac{1}{2}\mu\left(x + \frac{1}{2}\delta h\right)\delta h(x + \delta h) &\approx \\ &\approx -\frac{1}{2}\frac{\partial\mu}{\partial x}(\delta h)^2 - \mu\delta h\frac{\partial\delta h}{\partial x} = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}[\mu(\delta h)^2]. \end{aligned}$$

Найдя дивергенцию этого потока, получим $\partial\mu/\partial t \sim 1/2(\partial^2/\partial x^2)\mu(\delta h)^2$. Условие равенства потока нулю записывается в виде $\mu(\delta h)^2 = \text{const}$, что эквивалентно однородному гидростатическому давлению. Это условие

является основой для диффузионного уравнения, из которого было получено выражение (13.8). Формально диффузию можно описать с помощью уравнения Фоккера — Планка, примененного к любому марковскому процессу. Легко показать (см., например, [1]), что плотность частиц μ связана со средним смещением частицы v в единицу времени и среднеквадратичным смещением β в единицу времени уравнением

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mu \mathbf{v}) + \frac{1}{2} \nabla^2 (\beta \mu).$$

Если систематическая скорость v равна нулю, то это уравнение принимает вид $\partial \mu / \partial t = 1/2 \nabla^2 (\beta \mu)$.

Различие между двумя уравнениями диффузии частиц незначительно. Это видно из сравнения асимптотических выражений (13.7) и (13.8), т. е. $1/\tau^{(\alpha+1)/(2-\beta)}$ и $1/\tau^{(1+\alpha-\beta)/(2-\beta)}$ соответственно, для уменьшения плотности частиц. Во многих работах не встречается ясного понимания этого различия. Некоторые авторы применяли уравнение $\partial \mu / \partial \tau = \nabla \cdot (Q \nabla \mu)$ к рассеянию частиц магнитогидродинамическими волнами в геомагнитном поле (см., например, [3, 4]), когда следовало использовать уравнение $\partial \mu / \partial \tau = 1/2 \nabla^2 (\beta \mu)$ [2]. Эта разница в качественном отношении не существенна для многих проблем, но, согласно [2], статические условия требуют, чтобы $\mu = \text{const}$ в первом случае и $\mu \sim 1/\beta$ во втором, что действительно приводит к большому различию, если β меняется в зависимости от координат рассматриваемой точки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S., Rev. Mod. Phys., **15**, 1 (1943).
2. Davis L., Chang D. B., J. Geophys. Res., **67**, 2169 (1962).
3. Herlofson N., Phys. Rev. Lett., **5**, 414 (1960).
4. Parker E. N., J. Geophys. Res., **65**, 3117 (1961).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	5
Предисловие	13
Глава 1. Введение	15
1.1. Постановка проблемы	15
1.2. Исторический очерк	19
Литература	29
Глава 2. Данные наблюдений	31
2.1. Измерения солнечного ветра	31
2.2. Солнечная корона	37
2.3. Магнитные поля на Солнце	42
2.4. Заряженные частицы высокой энергии	43
Литература	55
Глава 3. Кинетические свойства коронального газа	60
Литература	68
Глава 4. Гидростатические свойства короны	70
4.1. Элементарные модели	71
4.2. Модель с магнитным полем	77
4.3. Распространенность тяжелых ионов	80
Литература	81
Глава 5. Расширение невозмущенной короны	82
5.1. Гидродинамические уравнения	84
5.2. Асимптотические семейства решений для скорости	88
5.3. Топология уравнения Бернулли	92
5.4. Адиабатическое решение для больших расстояний	100
5.5. Численное представление решений	105
Литература	109

Глава 6. Гидродинамическая модель невозмущенной короны и солнечный ветер	110
Литература	121
Глава 7. Перенос энергии в короне	122
7.1. Политропная модель	123
7.2. Модель с учетом теплопроводности	128
Литература	132
Глава 8. Внезапное расширение короны	133
8.1. Общие замечания	133
8.2. Образование ударных волн	137
8.3. Многократные ударные волны	152
Литература	157
Глава 9. Распространение солнечного ветра в межпланетном пространстве	159
9.1. Модель спокойного солнечного ветра	160
9.2. Возмущенный солнечный ветер	177
Литература	179
Глава 10. Межпланетные магнитные поля	181
10.1. Общие свойства	181
10.2. Магнитная канализация коронального расширения	182
10.3. Невозмущенное межпланетное магнитное поле	188
10.4. Возмущенное межпланетное магнитное поле	192
10.5. Магнитные языки	200
10.6. Общие замечания	202
Литература	203
Глава 11. Неоднородности межпланетного магнитного поля	204
11.1. Гидродинамические неоднородности	204
11.2. Неустойчивости в плазме	208
Литература	215
Глава 12. Эффекты в космических лучах	216
12.1. Введение	216
12.2. Поток частиц в магнитном поле	223
12.3. Кратковременное понижение интенсивности частиц	230
Литература	276

Глава 13. Распространение солнечных частиц высокой энергии	278
13.1. Общие замечания	278
13.2. Распространение и понижение интенсивности солнечных частиц	286
13.3. Распространение солнечных частиц в возмущенной межпланетной среде	314
13.4. Обсуждение результатов	315
Литература	324
Глава 14. Обобщение и развитие основной модели солнечного ветра	326
Общие соображения	326
Литература	331
Глава 15. Звездный ветер	333
15.1. Общие сведения	333
15.2. Теоретическое рассмотрение	341
Литература	346
Приложение А. Нерадиальное расширение	348
Приложение Б. Диффузия частиц	357
Литература	359