

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РУз**

**САМАРКАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ.А.НАВОИ**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

**НАПРАВЛЕНИЕ АСТРОНОМИЯ  
КАФЕДРА АСТРОФИЗИКИ**

**«Динамика движение заряженных частиц в геомагнитном  
поле»**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА**

**ИСПОЛНИТЕЛЬ: \_\_\_\_\_ ЭРГАШЕВ ИСКАНДАР**

**НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ: \_\_\_\_ ПРОФ.М.Б.МАХМУДОВ**

*Выпускная квалификационная работа выполнена на кафедры  
астрофизики*

*Работа обсуждена и рекомендована к защите на заседании  
кафедры от \_\_ июня 2012 (протокол № \_\_\_\_)*

Заведующий кафедрой \_\_\_\_\_ ДОЦ. Т.АЛИМОВ

Выпускная квалификационная работа будет защищена на заседании

ГЭКА \_\_ июня 2012 года на \_\_ протокол № \_\_\_\_

Председатель ГЭКА: \_\_\_\_\_

Члены комиссии: \_\_\_\_\_

САМАРКАНД-2012

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение.....</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Движение заряженных частиц в геомагнитном поле.....</b>	<b>5</b>
§1. Структура геомагнитного поля.....	5
§2. Теория Штюрмера Лиувилля.....	7
§3. Захваченное космическое излучение.....	14
§4. Геометрия радиационных поясов земли.....	23
<b>Глава 2. Ускорение частиц космического излучения.....</b>	<b>25</b>
§1. Радиоастрономическая теория ускорения космических лучей.....	25
§2. Ускорение частиц космического излучения в межпланетном пространстве.....	36
§3. Об ускорении космических лучей в ранней стадии эволюции галактик.....	43
<b>Глава 3. Об механизма ускорения космического излучения.....</b>	<b>57</b>
§1. Движения частиц в магнитном поле земли.....	57
§2. Механизмы ускорения космических частиц.....	61
§3. Происхождение галактических космических лучей.....	65
<b>Заключение.....</b>	<b>68</b>
<b>Литература.....</b>	<b>69</b>

## **ВВЕДЕНИЕ.**

Изучение динамики частиц захваченных геомагнитным полем играет немаловажную роль в освоение механизма динамики космического изучения в около земном пространстве.

С точки зрения уравнения переноса изменения пространственно – энергетической структуры захваченных частиц зависящих от коэффициента диффузии, которая, в свою очередь, определяется параметрами солнечного ветра в межпланетной среде, зависит как от текущей гелиофизической обстановки (например, наличия коронарных инъекций масс в межпланетной среде), так и от долговременных солнечно – циклических изменений. Поэтому коэффициент диффузии определяется не только амплитудой геомагнитных возмущений, но и их частотой.

Исследования показали высокую изменчивость внешнего электронного радиационного пояса и относительную стабильность протонов радиационного пояса. Кроме этого, стало очевидным, что быстрые изменения потоков электронов могут быть связаны с воздействием на магнитосферу одиночных импульсов солнечной плазмы большой амплитуды.

Механизм распада нейтронов – альbedo позволил объяснить существование протонов высокой энергии во внутреннем поясе вблизи Земли в ограниченном интервале энергии определяемой энергий альбедных нейтронов. Отмечено, что в составе солнечного ветра наряду с протонами имеются гелий, углерод, кислород и более тяжёлые элементы.

В настоящее время в качестве основного механизма генерации релятивистских электронов рассматривается механизм резонансного взаимодействия электронов приводящего к ускорению электронов вплоть до релятивистских энергий. Это более быстрый процесс, чем обычный перенос частиц под действием внезапных импульсов геомагнитного поля.

Другим аспектом пространственно – энергетических вариаций частиц радиационных поясов, является проблема инъекции частиц из внешних областей магнитосферы. Важность этой проблемы обусловлена тем, что

практически для всех механизмов формирования радиационных поясов требуется предускорение частиц до весьма значительных энергий. Так, в их относительных концентрациях не превышало нескольких процентов (для гелия) и ещё меньших значениях для более тяжёлых частиц. Присутствие углерода или многозарядных тяжёлых ионов – служит достаточно в пользу солнечного ветра источника захваченных частиц.

С точки зрения формирования радиационных поясов важна эффективность последующего захвата этих «свежих» частиц. Если для электронов эта возможность, исходя из критерия Альвена, должна реализоваться достаточно эффективно, то для протонов соотношение ларморовского радиуса и кривизны силовой линии магнитного поля в районе внутренней границы делает возможность захвата проблематичной.

Однако данные о свойствах окружающего Землю пространства (атмосфера, магнитное поле и т.д.) были до настоящего времени настолько маловероятными, что вопрос о существовании захваченных частиц вообще не обсуждался. По – видимому этим и объясняется то, что до полётов первых **ИСЗ** возможность существования в геомагнитном поле потоков захваченных частиц не принималась во внимание. Исследование частиц захваченных геомагнитным полем явилось неожиданностью, хотя уже давно было известно, что существует принципиальная возможность захвата земли заряженных магнитным полем частиц. Первые расчёты траектории движения частиц захваченных магнитным полем Земли были выполнены **К.Ф.Штюмером**. Тем не менее, результаты последних лет показывают, что захват протонов (и более тяжёлых частиц) реально существует, но это достаточно редкое явление. Какова реальная физическая модель захвата солнечных частиц и их дальнейшая роль в формировании радиационных поясов – направление текущих исследований.

## Глава 1: Движение заряженных частиц в геомагнитном поле.

### §1. Структура захваченного излучения геомагнитного поля.

Исходя из обширного запаса сведений, относящихся к связи явлений на Солнце и на земле [19, 20], и прежнего открытия мягкого излучения полярных сияний [21, 22], мы первоначально предполагали [1], что захваченное корпускулярное излучение состоит из понизпронного солнечного газа, инъецированного в геомагнитное поле с возможным ускорением до наблюдаемых энергий в геомагнитном поле.

Впоследствии различными авторами предполагалось, что захваченное излучение, по крайней мере, его часть, могла образоваться и в других процессах. Неер [23] предполагал, что проникающая компонента могла появиться вследствие запаздывающих распадов

$\mu$  - мезонов, возникших в атмосфере Земли, как часть «альbedo» космических лучей, Христофилос [24], Вернов [9], Келлог [11] и Зингер [7,8] обратили внимание на нейтронную компоненту «альbedo» космических лучей, как на возможный источник заряженных частиц и зонах, а Зингер отметил способность таких нейтронов высокой энергии к генерации проникающей компоненты внутренней зоны. Эти предположения основаны на способности нейтронов, возникших при ядерных расщеплениях, вызываемых космическими лучами, двигаться в геомагнитном поле без отклонения до момента распада. Продуктами распада нейтрона (время жизни *11,7 мин*) являются электрон, протон и нейтрино. Кинетическая энергия протона сравнима с кинетической энергией исходного нейтрона; электрон имеет хорошо известный спектр  $\beta$  - распада (верхняя граница для покоящегося нейтрона – *782 кэВ*), а нейтрино не вносит никакого вклада в наблюдаемые геофизические явления.

Наблюдаемый спектр и состав излучения во внутренней зоне соответствуют ожидаемым согласно гипотезе происхождения от распада нейтронов. При этом основная компонента – электроны имеют энергетический спектр, сходный со спектром при распаде нейтронов;

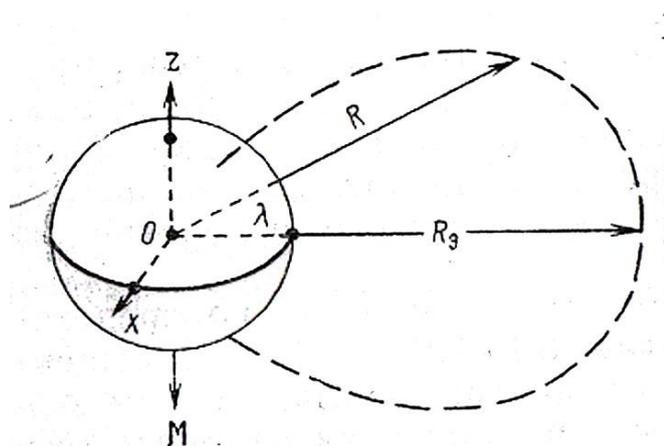
меньшая (но проникающая) компонента – протоны с энергией порядка **100 МэВ**. Детальное обсуждение содержится в работе [3]. Прежде чем эту теорию происхождения внутренней зоны можно будет считать подтверждённой, необходимо, исследовать многие количественные стороны (мощность источника, время жизни захваченных частиц, равновесный спектр и т. д.). Имеющиеся данные свидетельствуют в её пользу, хотя мощность источника [25] может быть недостаточной; возможно, что внутренняя зона содержит значительную примесь частиц, пришедших из внешней зоны [26].

Трудно сомневаться в том, что огромная внешняя зона и богатое разнообразие связанных геофизических эффектов (полярные сияния, свечение ночного неба, разогрев атмосферы, геомагнитные бури и т. д.) непосредственно определяются солнечным газом, инжектируемым в ловушки геомагнитного поля. Механизм ускорения частиц до наблюдаемых энергий и область, где она происходит, являются основными нерешенными проблемами. Существуют две очевидные возможности: **а)** ускорение на Солнце бетатронным или другими механизмами и проникновение в окрестность Земли вдоль растянутых силовых линий и **б)** приход частиц низких энергий ( $\sim 10^4$  эВ) в виде облаков солнечного газа, вторжение их в магнитное поле Земли, захватывание полей и последующее ускорение при помощи магнитогидродинамических волн или других процессов в окрестности Земли. Длительное наблюдение излучения в межпланетном пространстве может прямым путём доказать или отвергнуть возможность **(а)**, а, таким образом, сделать локальное ускорение либо необходимым, либо ненужным. Но, конечно, истинная картина может быть совокупностью возможностей **(а)** и **(б)**.

## Глава 1: §2. Теория Штюрмера.

Все качественные явления, связанные с движением частиц в магнитном поле Земли, описываются теорией Штюрмера.

Не всякая частица, идущая из бесконечности, может попасть на Землю. Если импульс частицы слишком мал, то она отклоняется магнитным полем Земли на большое расстоянии от её поверхности. С ростом магнитной жесткости частицы начнут все глубже проникать в магнитное поле, двигаясь по весьма замысловатым траекториям. При некоторой предельной жесткости  $\xi_{\text{мин}}$  они, наконец, достигнут поверхности Земли. Направление их прихода зависит от широты  $\lambda$  и определяется зенитным углом  $\theta$  и азимутальным  $\varphi$ . При  $\xi > \xi_{\text{мин}}$  частицы приходят на Землю в более или менее широком интервале углов  $\theta$  и  $\varphi$ . Таким образом, при  $\xi > \xi_{\text{мин}}$  в магнитном поле имеются определённые разрешённые зоны.



**Рис. 1.1.** Силовая линия геомагнитного диполя:

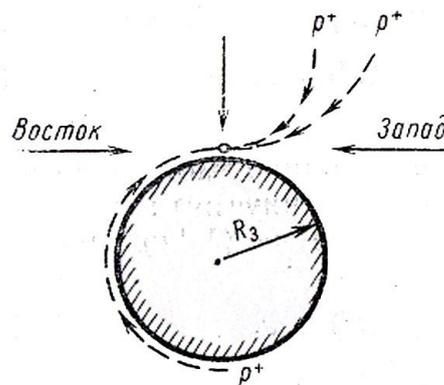
$\lambda$  – геомагнитная широта;  $M$  – магнитный момент;  $R_3$  – расстояние до силовой линии на экваторе.

При исследовании движения космических частиц в магнитном поле очень помогает теорема Лиувилля, смысл которой в данном случае заключается в следующем. Если первичное космическое излучение изотропно, то действие магнитного поля не может изменить интенсивность и угловое распределение частиц в пределах разрешённых зон. Иными словами, действие магнитного

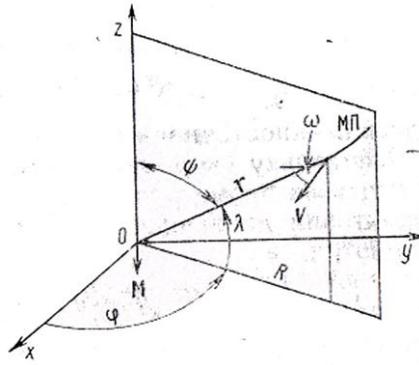
поля сводится к тому, что оно как бы экранирует определённые части небесной сферы, оставляя в других частях космическое излучение неизменённым. В гл. 7 будет показано, что космическое излучение отличается высокой степенью изотропии. Поэтому нам не нужно знать траекторию частицы в магнитном поле. Не имеет значения (из-за изотропии излучения), откуда пришла она в данную точку поверхности Земли. Задача состоит в определении разрешённых направлений и предельных импульсов. Её решили Штюмер, Леметр и Валарта. К этому конусу примыкает Штюмера, где все направления запрещены.

**Пример:** Каким импульсом должна обладать положительно заряженная частица, приходящая с востока, чтобы её зарегистрировал прибор, расположенный горизонтально в плоскости экватора? Из рис. 1.2. видно, что частица, движущаяся на большом расстоянии от Земли по вертикали, будет отклонена к востоку и не сможет попасть в телескоп, обращённый на восток. Чтобы попасть на Землю по горизонтали с востока, частица должна обогнуть земной шар, и радиус кривизны её траектории не может быть меньше радиуса Земли  $R_3$ . Тогда по формуле (1.4) для частицы с положительным зарядом имеем  $E = pc = 300BR_3 = 300MR_3^{-3}R_3 = 59,3 \text{ Гэв}$ . С запада по горизонтали могут приходить частицы с меньшим импульсом.

А как поведут себя отрицательно заряженные частицы?



**Рис. 1.2.** Движение протонов в горизонтальном направлении на экваторе. Частица, приходящая с востока, будет иметь минимальный импульс тогда, когда радиус кривизны её траектории будет равен радиусу Земли.



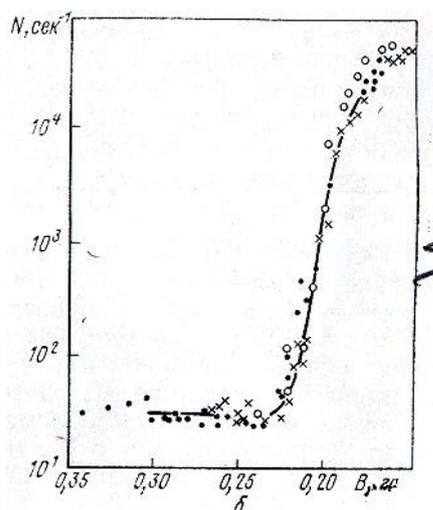
**Рис. 1.3.** Полярная система координат.

Ось  $z$  направлена в сторону северного географического полюса;  $МП$  – меридиональная плоскость;  $M$  – магнитный момент земного диполя;  $\lambda$  – геомагнитная широта;  $\varphi$  – долгота;  $R$  – проекция радиус-вектора;  $\gamma$  – на экваториальную плоскость.

### **Геометрия области захвата в поле магнитного диполя.**

Возможность захвата заряженных частиц в магнитном дипольном поле была предсказана Штюрмером при теоретическом анализе движения частиц в магнитном поле Солнца. Хотя давно известно, что Земля имеет поле, близкое к дипольному, на протяжении ряда десятилетий, до экспериментов на спутниках, вопрос о возможности захвата частиц в земные магнитные ловушки не обсуждался. Сейчас ясно, что явление захвата является весьма общим. Последнее тому доказательство – экспериментальное обнаружение радиационных поясов Юпитера и Меркурия.

В разд. 1.2.5 (см. рис. 1.4) доказано, что существует область решений уравнения движения частиц в магнитном поле диполя, отвечающая ограниченными траекториям.



**Рис. 11.1.** Зависимость скорости счёта газоразрядного счётчика от высоты на различных долготах (левая кривая – над Атлантикой, правая – над Сингапуром (а) и от магнитной индукции (б)). Сдвиг высот, на которых начинается крутой рост, обусловлен эксцентриситетом земного диполя.

Границы зоны ограниченных траекторий представляют собой поверхности вращения, описываемые формулами (1.19) при условии  $r_1 \leq r \leq r_2$  и  $\gamma > 1$ .

Размеры области захвата на экваторе можно определить расстоянием её границ от центра диполя. Результаты, полученные по формулам (1.19), представлены в табл. 11.1. В этой таблице указаны верхняя и нижняя границы зоны захвата для различных жесткостей и энергий электронов и протонов ( $r_{\text{макс}}$  и  $r_{\text{мин}}$  выражены в радиусах Земли  $R_3$ ). Очевидно, что захват возможен лишь в том случае, если  $r_{\text{мин}} > R_3$ .

**Таблица 11.1.**

**Размеры области захвата для различных жесткостей и энергий.**

$r_{\text{макс}}$	$r_{\text{мин}}$	$\frac{pc}{ze} = \xi, \text{ Гв}$	$E_p, \text{ Гэв}$	$E_e, \text{ Гэв}$
1,00	0,41	59,5	58,6	59,5
2,00	0,83	14,9	24,0	14,9
4,00	1,66	3,72	2,90	3,72

6,00	2,49	1,65	0,96	1,65
10,00	4,14	0,60	0,173	0,60
15,00	6,21	0,264	0,036	0,264

Границы разрешенной зоны соответствуют кинетической энергии частицы в плоскости меридиана  $Q = 0$  и изменению знака проекции скорости на меридиональную плоскость. Иными словами, частица при своём движении будет всюду отражаться от границ зоны и не сможет её покинуть. Помимо колебаний между границами разрешенной области в плоскости  $R_z$  частица будет дрейфовать вместе с плоскостью  $R_z$  со скоростью  $r\varphi'$  вокруг Земли. Положительно заряженные частицы дрейфуют на запад, отрицательно заряженные – на восток.

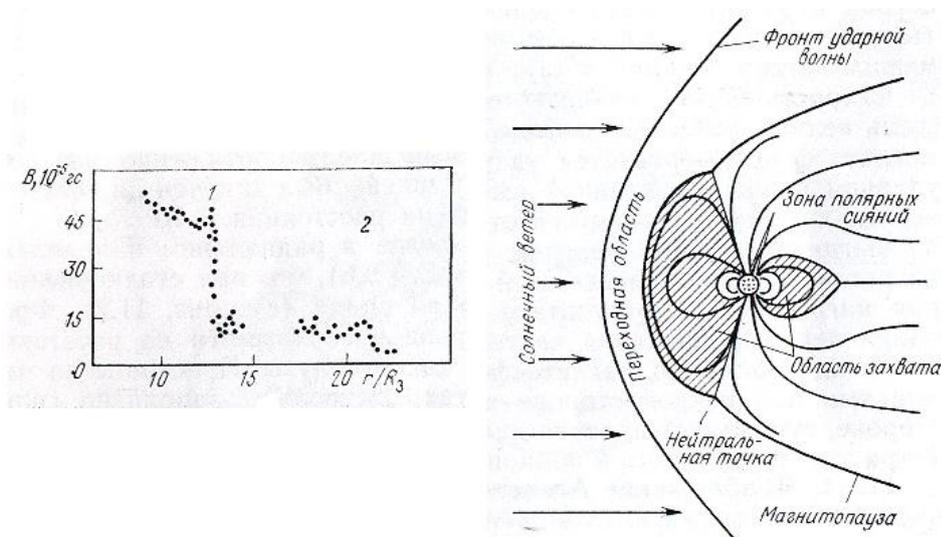
Если магнитное поле стабильно и отражающие границы не меняют своего положения, то частица отражается без изменения энергии. Поэтому при отсутствии столкновений с молекулами газа частицы не теряют энергию и должны существовать в ловушке бесконечно долго. На самом деле указанные выше условия не выполняются и частицы постепенно покидают ловушку. Убыль должна непрерывно пополняться за счёт каких-то источников.

### Магнитосфера.

Магнитное поле Земли не имеет той идеальной формы, какая была описана в гл. 1 и в разд. 11.1.2.

На расстояниях до  $5R_z$  поле действительно близко к дипольному (недипольные поправки составляют на  $5R_z$  несколько процентов). Казалось бы, по мере от Земли поле должно постепенно убывать [см. формулу (1.5)], растворяясь на очень больших расстояниях в межпланетном поле. Измерения на спутниках дали совершенно иную картину. Уже первые наблюдения показали, что на дневной стороне на расстояниях около  $10 R_z$  регулярное земное магнитное поле резко обрывается. Область, где поле сохраняет регулярный характер с приблизительно постоянным направлением силовых линий, называется магнитосферой. Граница магнитосферы называется

магнитопаузой (рис. 11.2). Возникновение магнитопаузы обусловлено действием солнечного ветра. Частицы солнечного ветра не могут преодолеть магнитное поле Земли и отклоняются им к западу (положительно заряженные ионы, в основном протоны) или к востоку (электроны). Таким образом, поток плазмы разделяется и, обтекая Землю, создает круговой ток  $I$ . Магнитное поле этого тока и отделяет магнитосферу от остального пространства, занятого солнечным ветром.



**Рис. 11.2.** Магнитная индукция поля у границы магнитосферы (а), схема дневной стороны магнитосферы (б) и меридиональный разрез магнитосферы (в):

1-магнитопауза; 2-ударная волна; 3-нулевая точка («касп»); 4-ударная волна; 5-магнитопауза; 6-силовые линии магнитного поля; 7-область внешнего радиационного пояса; 8-Земля; 9-переходный (турбулентный слой).

Круговой ток  $I$  направлен против часовой стрелки, если смотреть со стороны северного полюса Земли. Этот ток, взаимодействуя с магнитным полем Земли, создаёт силу, пропорциональную произведению  $[I \times B]$ . Эта сила направлена навстречу силе давления плазмы и уравнивает её. Поэтому на дневной стороне магнитное поле сжато и напряженность поля увеличена, а на ночной стороне магнитосфера растягивается и поле ослаблено. Это приводит к тому, что на полуденной стороне область захвата простирается до

границ магнитосферы, а на ночной занимает лишь небольшую область последней. Силовые линии, выходящие из поверхности Земли на высоких широтах, увлекаются солнечным ветром и растягиваются в длинный шлейф протяженностью более тысяч земных радиусов. Земной шлейф был замечен на советской межпланетной станции «Марс - 3» на расстоянии  $3 \cdot 10^3 R_z$ .

Скорость частиц солнечного ветра в радиальном направлении столь велика ( $300-400$  км/сек, см. § 9.6), что при столкновении с магнитосферой образуется ударная волна (см. рис. 11.2). Фронт ударной волны на дневной стороне располагается на расстоянии нескольких земных радиусов от магнитопаузы. Пространство между магнитопаузой и фронтом ударной волны заполнено сильно нагретой плазмой (переходный слой, турбулентная область), которая нагревается в результате преобразования в ударной волне направленного движения частиц солнечного ветра в хаотическое.

Между областью магнитосферы, занятой сжатыми силовыми линиями на дневной стороне и раздуваемыми ветром на ночной стороне, существует нулевая линия, по которой частицы солнечного ветра могут проникать в полярные области Земли.

### Глава 1: §3. Захваченное космическое излучение.

Одним из удивительных открытий нашего времени является обнаружение чрезвычайно интенсивного излучения на расстояниях до нескольких земных радиусов. Интенсивность этого излучения в миллионы раз превышает интенсивность тех космических лучей, которые наблюдаются в земной атмосфере или за пределами магнитосферы.

Первые указания на существование области очень высокой интенсивности были получены при измерениях космических лучей с помощью второго советского спутника Земли, запущенного в начале ноября **1957 г.**

Спутник летал на высоте от **225** до **700 км**, что позволило изучить высотный ход космического излучения в этом интервале высот. Измерения космических лучей проводились двумя счётчиками Гейгера – Мюллера, работавшими независимо. В полярной зоне систематически наблюдалось значительное повышение интенсивности космических частиц, в то время как на Земле не было отмечено никаких вариаций космического излучения. Это показывало, что повышение интенсивности на большой высоте обусловлено чрезвычайно мягким излучением, не достигающим поверхности Земли. В начале **1958 г.** Ван-Аллен с сотрудниками начали эксперименты по изучению космического излучения на американских спутниках **«Альфа»** и **«Гамма»**. Орбиты этих спутников были расположены, вблизи экваториальной плоскости.

Научное оборудование спутников состояло из счётчиков Гейгера. Оказалось, что на высотах свыше **1000 км** в экваториальной зоне спутники попадали в области, где число отсчётов возрастало столь сильно, что происходило насыщение счётчиков.

При наземных испытанных приборах были определены уровни интенсивности, приводящие к насыщению. При этом можно было допустить, что аппаратура регистрирует проникающие частицы, и тогда их интенсивность в несколько тысяч раз превышала бы интенсивность космического излучения. Могло также оказаться, что излучение состоит из

мягких электронов с энергией около  $1-0,1$  Мэв. Такие электроны не способны пройти через обшивку спутника. Они могут регистрироваться в результате тормозного рентгеновского излучения, возникающего при торможении электронов в веществе. Так как эффективность счёта рентгеновских лучей газоразрядным счётчиком мала, то, чтобы обеспечить наблюдающуюся скорость счёта, надо предположить, что интенсивность таких электронов должна быть порядка  $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Дальнейшие исследования, выполненные в СССР под руководством С.Н.Вернова и А.Е.Чудакова, показали, что значительный вклад в измеряемую интенсивность излучения дают частицы более высоких энергий и суммарная интенсивность электронов меньше ( $\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ).

Область высот, где интенсивность излучения резко менялась, находилась в интервале от **700** до **1000 км** (рис. 11.1). Плотность воздуха на таких высотах ничтожна, и наличие небольших количеств вещества не могло объяснить резкого изменения интенсивности излучения, сколь бы мягким оно ни было. Следовательно, наблюдавшееся излучение удерживалось в рассматриваемой зоне из-за каких-то внешних причин. Поскольку эти частицы заряженные, то естественно было допустить, что они удерживаются магнитным полем Земли. Зона, где концентрируются частицы, захваченные магнитным полем Земли, была названа радиационным поясом, а захваченное излучение – земным корпускулярным излучением.

На рис. 11.1 отчётливо видна долготная зависимость положения нижней границы радиационного пояса. Над Атлантикой возрастание интенсивности начинается на высоте **500 км**, а над Индонезией – на высоте **1300 км**. Если те же графики построить в зависимости от магнитной индукции  $B$ , то все измерения уложатся на одну кривую, что ещё раз подтверждает магнитную природу захвата.

В мае **1958** г. вышел на орбиту третий советский спутник. На нём проводились систематические измерения интенсивности не только в экваториальной области, но и на широтах до **67°**. Для регистрации

космического излучения использовался сцинтилляционный счётчик, регистрировавший случай выделения в кристалле энергии, превышавшей **35 Мэв**. Неожиданно выяснилось, что экваториальная зона высокой интенсивности обрывается на широте около **40°**, а на широте **60°** спутник вновь входит в область растущей интенсивности. А.Е.Чудаковым было высказано предположение о том, что существует второй радиационный пояс, спускающийся на широтах от **60°** и более до высоты **200-300 км**. Теоретическое объяснение этого явления было опубликовано почти одновременно С.Н.Верновым, А.И.Лебединским и другим в СССР и Кристофилосом, Ван-Алленом с сотрудниками в США [2, 3].

### Приближение Альвена.

Расчёты траекторий движения частиц в земном магнитном поле чрезвычайно сложны. Однако для частиц невысоких энергий Альвен предложил метод, который позволяет решить задачу на основе представлений об адиабатических инвариантах.

Радиус окружности, по которой частица движется в однородном магнитном поле **B**:

$$R_n = v m c \sin \theta / e B,$$

где **v** – скорость частицы; **R<sub>n</sub>** – радиус вращения, или ларморовский радиус. Условие применимости приближения Альвена состоит в том, что на размерах порядка ларморовского радиуса магнитное поле **B** должно быть постоянным во времени, т. е. не меняться за время, превышающее ларморовский период:

$$T_n = 2\pi R_n / v_{\perp} = 2\pi m c / e B.$$

Следовательно,

$$R_n |\partial B / \partial r| \ll B; \tag{11.1}$$

$$T_n |\partial B / \partial t| \ll B. \tag{11.2}$$

Характерным для магнитного поля Земли размером является радиус Земли **R<sub>3</sub>**, поэтому первое условие можно записать так:

$$R_n \ll R_3 = 6 \cdot 10^3 \text{ км}. \tag{11.3}$$

В табл. 11.2 приведены ларморовские радиусы электронов и протонов на расстоянии  $2R_3$  от центра Земли ( $\sin\theta=1$ ).

Таблица 11.2.

Радиусы ларморовского движения.

Энергия, кэв	$R_{л\ e},$ км	$R_{л\ p},$ км	Энергия, кэв	$R_{л\ e},$ км	$R_{л\ p},$ км
10	0,087	3,71	$10^4$	12,2	118,0
$10^2$	0,287	11,70	$10^5$	122	381,0
$10^3$	1,22	37,10	$10^6$	-	1451

Из таблицы следует, что условие (11.1) выполняется для частиц с энергией до **100 Мэв**. Для частиц, удовлетворяющих условию (11.1), движение можно разложить на три независимые составляющие:

1. Движение частицы по окружности ларморовского радиуса. Центр окружности называют ведущим центром.
2. Ведущий центр частицы движется со скоростью  $\mathcal{V}$ , направленной под углом  $\theta$  к силовой линии. Достигая границ разрешенной области ( $\theta=0$ ), частица отражается.
3. Ведущий центр частицы движется вокруг Земли по поверхности вращений силовой линии (в дипольном поле).

Рассмотрим эти движения подробнее.

**а) Первый адиабатический вариант.** Электрон, движущийся по кругу радиуса  $R_L$ , представляет собой кольцевой ток, который создаёт магнитный момент.

$$\mu = \pi R_L^2 j,$$

где ток  $j = e\omega_c$ , а  $\omega_c$  - циклическая (ларморовская) частота вращения электрона по орбите:

$$\omega_c = \mathcal{V} \sin \theta / R_L. \quad (1.4)$$

Поскольку  $R_n = m\mathcal{G} \sin \theta / eB$ , то  $\omega_c = (e/c)(B/m)$ . Период ларморовских колебаний электрона составляет микросекунду, а протона – несколько миллисекунд. Магнитный момент,

$$\mu = \pi R^2 e \omega_c = \pi m \mathcal{G} \sin^2 \theta / eB, \quad (1.5)$$

или

$$\mu \sim \mathcal{G}_0^2 \sin^2 \theta / B. \quad (1.6)$$

Так как скорость  $\mathcal{G}_0$  в магнитном поле постоянна, то

$$\mu \sim \sin^2 \theta / B. \quad (11.7)$$

Альвен доказал, что если нет причин, тормозящих электрон, то  $\mu$  остаётся постоянной, иными словами, является адиабатическим инвариантом (первым адиабатическим инвариантом).

Вектор магнитного момента направлен перпендикулярно к кольцевому току и, следовательно, вдоль силовой линии. Подобно магнитной стрелке, он будет следовать за изгибами силовой линии. Допустим, что на некоторой силовой линии на экваторе скорость частицы имела угол по отношению к направлению силовой линии  $\theta_0$  и магнитный момент частицы,

$$\mu_0 = \sin^2 \theta_0 / B_0. \quad (11.8)$$

Тогда на широте  $\lambda$  при напряженности магнитного поля  $B(\lambda)$ ,

$$\mu = \sin^2 \theta_\lambda / B(\lambda), \quad (11.9)$$

где  $\theta_\lambda$  - угол между направлением скорости частицы и силовой линией на широте  $\lambda$  (питч-угол). Магнитное поле Земли неоднородно и описывается уравнениями (1.6) и (1.7). С ростом  $\lambda$  магнитная индукция  $B(\lambda)$  возрастает. Следовательно, из постоянства  $\mu$  вытекает необходимость возрастания угла.

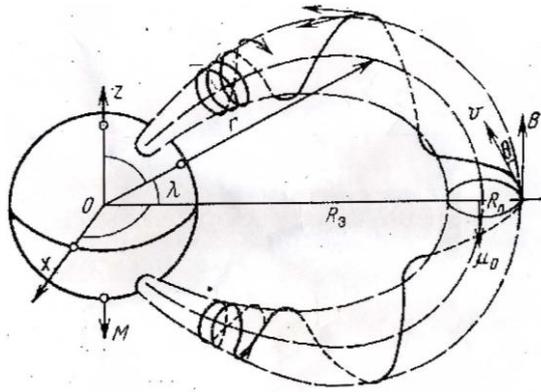
Наконец наступит момент, когда  $\sin \theta$  достигнет своего максимального значения, равного единице, т.е. скорость частиц станет перпендикулярной к силовой линии, и дальнейшее движение частицы вдоль силовой линии станет невозможным. Для каждого значения угла  $\theta_0$  на экваторе существует своя

широта  $\lambda_{\text{макс}}$ , при которой  $\theta = \pi/2$ , когда частица отражается и начинает двигаться обратно.

Такое поведение частицы нетрудно понять из самых простых качественных соображений. Пусть частица движется в сторону нарастания магнитного поля. Её скорость можно разложить на две составляющие: параллельную силовой линии,  $\mathcal{G}_{\parallel}$ , по которой движется ведущий центр, и перпендикулярную  $\mathcal{G}_{\perp}$ , связанную с движением частицы по окружности вокруг силовой линии. Магнитное поле  $\mathbf{B}$  имеет радиальную составляющую  $\mathbf{B}_r$ . Взаимодействие компоненты  $\mathbf{B}_r$  с компонентой скорости  $\mathcal{G}_{\perp}$  приводит к появлению силы  $F_{\parallel} = (e/c)\mathcal{G}_{\perp}B_r$ , направленной в сторону убывания магнитного поля. Эта сила уменьшает параллельную составляющую скорости и, следовательно, увеличивает перпендикулярную. В точке отражения  $\mathcal{G}_{\parallel} = 0$ ,  $\mathcal{G}_{\perp} = \mathcal{G}$  и сила  $F_{\parallel}$  максимальна. Поэтому частица, достигнув зеркальной точки, поворачивает, обратно и начинает двигаться к экватору. В результате действия силы  $F_{\parallel}$  продольная составляющая скорости увеличивается, а поперечная уменьшается. Если при прямом прохождении через экватор скорость  $\mathbf{v}$  была направлена под углом  $\theta_0$  к силовой линии, то при обратном движении угол станет  $\pi - \theta_0$ . Траектория движения частицы между точками отражения показана на **рис. 11.3**.

Таким образом, частица будет совершать бесконечно большое число колебаний между широтами  $\lambda_{\text{макс}}$  и  $-\lambda_{\text{макс}}$ , если только не потеряет энергию или не рассеется при столкновении с атомами воздуха.

Теорема Альвена о сохранении магнитного момента справедлива лишь при выполнении условия **(11.3)**.



**Рис. 11.3.** Траектория движения частицы между точками отражения.

Значение отношения  $R_n/R_3$  (параметра адиабатичности), при котором сохраняется адиабатический инвариант, было экспериментально измерено на модели земного магнитного поля [10]. Для этого использовалась вакуумная камера объёмом около  $1 \text{ м}^3$  и разрежением порядка  $5 \cdot 10^{-10} \text{ мм рт. ст.}$ . Внутри объёма помещался намагниченный шар («реррелла») диаметром  $8 \text{ см}$  с магнитным моментом  $2 \cdot 10^4 \text{ гс} \cdot \text{см}^3$ . В экваториальную плоскость инъецировались электроны. Детектирование их проводилось каналными умножителями. Время удержания электронов на «экваторе» определялось в зависимости от энергии частиц, т.е. от величины  $R_n$ .

С ростом  $R_n$  время жизни частиц сначала возрастает, а затем, после достижения критического значения  $R_n$  (и, следовательно, отношения  $R_n/R_3$ ), резко уменьшается. Критическое значение параметра адиабатичности, при котором ещё работает рассмотрение Альвена:

$$\alpha = R_n / R_3 \approx 0,1. \quad (11.10)$$

Согласно общей теории, в пределах разрешенной зоны все направления являются разрешёнными и поэтому, казалось бы, угловое распределение частиц должно быть изотропным. Однако если учесть потери энергии частиц в результате атомных столкновений, то положение изменится. Действительно, все частицы, для которых зеркальная точка расположена на расстоянии, меньшем  $100 \text{ км}$  от поверхности Земли, теряют значительную энергию на ионизацию и погибают в атмосфере. Поэтому существует конус

направлений с углом раскрытия  $\theta_{0 \text{ мин}}$ , внутри которого все направления запрещены из-за нарушения первого адиабатического инварианта.

Высота точки отражения  $h$  определяется из уравнения силовой линии (12.6):

$$h = R - R_3 = R_3 \cos^2 \lambda - R_3. \quad (11.1)$$

Величину  $\cos^2 \lambda_{\text{макс}}$  можно связать с  $\theta_0$  при помощи формул (11.9) и (1.7). Запишем условие, ограничивающее углы  $\theta_0$  на экваторе:  $h(R_3, \theta_0) \approx 100 \text{ км}$ . Углы, меньше  $\theta_0$ , запрещены.

Время колебаний частицы между точками отражения заключено в интервале *0,1-1 сек* для электронов и *1-50 сек* для протонов на орбитах, расположенных на расстоянии  $R_3 \sim 2R_3$ . На экваторе частица будет иметь максимальную скорость движения вдоль силовой линии, а вблизи точек отражения – очень малую.

Кроме силы Лоренца  $(\mathbf{e}/c) [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$  на частицу в поле Земли будут действовать и другие силы, например сила, пропорциональная  $[\mathbf{B} \text{ grad } \mathbf{B}]$ .

Градиент магнитного поля Земли направлен вдоль нормали от центра Земли, так как в этом направлении поле уменьшается. Поскольку векторное произведение есть вектор, перпендикулярный  $\mathbf{B}$  и  $\text{grad } \mathbf{B}$ , то сила, действующая на частицы, будет направлена так, что вызовет их движение в направлении вокруг оси диполя, т.е. дрейф частицы вокруг Земли.

**б) Второй адиабатический инвариант.** Его часто называют долготным адиабатическим инвариантом. Он равен интегралу действия колебательного движения частицы вдоль силовой линии между точками отражения  $M$  и  $M^*$  (рис. 11.4):

$$J = \int_M^{M^*} p_{\parallel} ds = p_0 \int_M^{M^*} \cos \theta ds = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - \sin^2 \theta} ds. \quad (11.2)$$

Величина,  $p_0 = \text{const}$ , так как и масса, и скорость частицы вдоль силовой линии постоянны. Из формулы (11.9) следует, что

$$\sin^2 \theta / B = \sin^2 \theta_M / B_M = 1 / B_M, \quad (11.13)$$

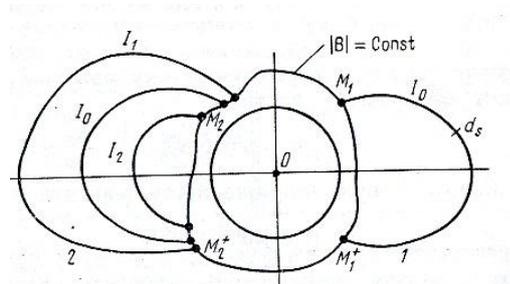
где  $\theta_M$  - угол в точке отражения, равный  $\pi/2$ ;  $B_M$  - индукция магнитного поля в точке отражения. Тогда

$$J = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds; \quad I = \frac{J}{p_0} = \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds.$$

(11.14)

Почему этот адиабатический инвариант называется долготным?

Дело в том, что сохранение величины  $I$  позволяет предсказать, по какому из отрезков бесконечного числа силовых линий будет двигаться частица после того, как она продрейфовала по долготе (из-за действия силы  $[\mathbf{V} \text{ grad } \mathbf{B}]$ ).



**Рис. 11.4.** Второй адиабатический инвариант, управляющий перемещением частиц с траектории  $I$  на одну из траекторий  $2$ .

Первый инвариант предсказывает, что точки отражения лежат на поверхности с определёнными значениями  $B_M$  и  $B_M^*$ .

Пусть в момент  $t$  частица движется по силовой линии с  $I = I_0$  (см. **рис. 11.4, 1**), тогда сохранение второго варианта требует, чтобы в момент  $t^2$  движение происходило по другой силовой линии, для которой тоже  $I = I_0$  (см. **рис. 11.4, 2**).

Существование первого и второго адиабатических инвариантов означает существование вокруг Земли определённой оболочки, на которой в любой момент времени находится частица, имевшая в начальный момент определённые значения  $B_M$  и  $I_M$ .

## Глава 1: §4. Геометрия радиационных поясов земли.

В теории геомагнитного эффекта применялась система координат  $(r, \lambda)$ , где  $r$  – радиус-вектор; а  $\lambda$  – геомагнитная широта. В идеальном поле диполя силовая линия, проходящая через точку  $(r, \lambda)$ , пересекать в точке,  $R_{\lambda} = r / \cos^2 \lambda$ . поэтому вместо системы координат  $(r, \lambda)$  рассматривают также и систему  $(R_{\lambda}, \lambda)$ . В реальном поле Земли на малых высотах наблюдаются различные аномалии магнитного поля и, следовательно, системы  $(R_{\lambda}, \lambda)$  и  $(r, \lambda)$  не могут быть удобными, как и на расстояниях  $r \geq 6R_3$ , где поле искажено солнечным ветром. Хорошую точность упомянутые системы дают в интервале расстояний от  $3$  до  $6R_3$ .

Мак-Илвейн ввёл систему, в которой одна из координат некоторой точки  $F$  определяется расстоянием  $L$  от центра Земли до точки пересечения силовой линии, проходящей через точку  $F$ , плоскостью экватора. Расстояние  $L$  выражается в радиусах Земли, т.е.

$$L = R_{\lambda} / R_3. \quad (11.15)$$

Магнитная индукция поля  $B$  в точке  $F$  вычисляется с учётом реального магнитного поля Земли и служит второй координатой.

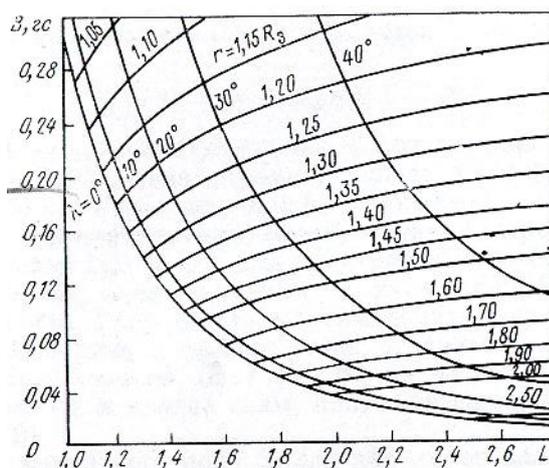


Рис. 11.5. Связь систем координат  $(r, \lambda)$  и  $(B, L)$  для поля диполя.

Таким образом, координатная сетка в принятой сейчас «естественной» системе координат  $(B, L)$  определяется пресечением поверхностей  $L=const$  и

**$B=const$** . Её связь с «классической» системой  $(r, \lambda)$  приводится на **рис. 11.5**.

Система  $(B, L)$  даёт хорошую точность на расстояниях до  $L=6$ .

Связь естественной системы с системой  $(r, \lambda)$  в случае диполя имеет простой вид,

$$\cos^2 L = r/L, \quad (M/r^3)[4 - (3r/L)]^{1/2}. \quad \mathbf{(11.16)}$$

## Глава 2. Ускорение частиц космического излучения.

### Глава 2: §1. Радиоастрономическая теория ускорения космических лучей.

Радиоастрономическая теория происхождения космических лучей в настоящее время получила повсеместное распространение. По этому вопросу имеется обширная литература. Хороший образ, дающий состояние теории дан в [1]. Дальнейшие успехи теории освещены, в частности, в [2], [3]. Цель настоящего сообщения – уточнить радиоастрономическую теорию происхождения космических лучей, используя достижения радиоастрономии за последние 2-3 года.

Применение антенн с весьма большой направленностью позволило получить картину распределения источников радиоизлучения Галактики со значительно большей точностью, чем это было до недавнего времени. Мы имеем в виду, прежде всего выдающиеся исследования Миллса [4] на волне около  $3,5\text{ м}$  и Вестерхоута [5] на волне около  $22\text{ см}$ . В обоих случаях ширина главного лепестка диаграммы направленности была почти одинакова и близка к  $1^\circ$ . Это позволяет, детально сравнивать спектральные характеристики космического радиоизлучения из различных областей неба, что сразу же даёт возможность выделить неравновесное излучение. Представляется сейчас доказанным, что последнее по своей природе является «синхротронным» излучением релятивистских электронов, движущихся в космических магнитных полях.

На основании этих, а также более ранних, наблюдений источники синхротронного радиоизлучения в нашей звёздной системе могут быть разделены на следующие группы.

1. Протяженная, слабо эллипсоидальная «корона» или «halo» (отношение осей эллипсоида 1: 2 или 1: 1,5 [4]). Большая полуось  $\sim 10\text{-}20\text{ кпс}$ . «Корона» даёт большую часть ( $\sim 60\text{-}80\%$ ) космического радиоизлучения.
2. «Диск», концентрирующийся к галактической плоскости, толщиной

**500 пс**, что значительно больше толщины плоской системы облаков межзвёздного газа (**~100-150 пс**). Последние наблюдения дают определённые указания на наличие спиральной структуры в распределении источников синхротронного излучения, образующих диск. Следует подчеркнуть, что эти источники непрерывно распределены в пространстве. Облака межзвёздного газа, а также тесно связанные с ними горячие звёзды образуют такую же спиральную структуру, но только толщина рукавов спиралей для них значительно меньше.

**3.** Область интенсивного радиоизлучения, окружающая центр Галактики. Самая внутренняя часть этой области, непосредственно окружающая галактическое ядро, известна как источник «**Стрелец. А**». Размеры этого эллипсоидального источника, согласно [5], **300×150 пс** (оценены по изофотам, для которых интенсивность вдвое меньше центральной). В самое последнее время было выяснено (по радиоастрономическим наблюдениям на волне **21 см**), что в окрестностях галактического ядра имеется межзвёздный газ с концентрацией **~1-2 см<sup>-3</sup>**, заполняющий эллипсоид размерами **600×130 пс** и вращающийся со скоростью **~120 км/сек**. Отсюда можно оценить суммарную массу звёзд в этой области, которая, по крайней мере, порядка  $(1 \div 2) \cdot 10^9 M$ , что составляет **~1,5 – 3%** от полной массы Галактики [6]. Несомненно, что эти звёзды относятся ко второму типу населения Галактики. Характерно, что в области **3000 пс > r > 1000 пс** межзвёздного газа очень мало [5]. Первая внутренняя спираль находится, по-видимому, на расстоянии **~3000 пс** от галактического ядра.

Существенно, что спектры синхротронного радиоизлучения от короны, диска и ядра в пределах ошибок наблюдений одинаковы.

**4.** Отдельные источники синхротронного радиоизлучения – особые туманности, образовавшиеся в результате вспышек сверхновых звёзд. Угловые размеры этих источников меняются в весьма широких пределах: от нескольких минут до **3-5°**. Линейные размеры меняются в

пределах от  $\sim 1$  нс до **30-40 нс**. Поверхностные яркости у этих объектов меняются в особенно широких пределах. Величина так называемой яркостной температуры, определяемой соотношением  $I_\nu = \frac{2kT_b}{\lambda^2}$  (где  $I_\nu$  - удельная интенсивность) для  $\lambda = 3$  м меняется от  $4 \cdot 10^7$  (для волокнистых туманностей в Лебеде).

Как известно, следует различать два класса сверхновых: **а)** сверхновые звёзды первого класса, принадлежащие ко второму типу населения (старые звёзды сравнительно небольшой массы, сильно концентрирующиеся к ядру галактики); **б)** сверхновые звёзды второго класса, принадлежащие к первому типу звёздного населения, характеризующемуся сильной концентрацией к галактической плоскости и состоящему из сравнительно молодых звёзд, масса которых может быть довольно значительной.

Пока с достоверностью известны только два источника радиоизлучения, отождествляемых с остатками сверхновых звёзд первого класса. Это Крабовидная туманность, а также источник, находящийся на месте Сверхновой **1572 г.** Значительно более многочисленны источники, отождествленные со Сверхновыми второго класса. Это, во-первых, Кассиопея **A**, а также ряд протяженных, сравнительно неярких источников, расположенных вдоль галактического экватора (например **IC-443**, Корма **A**, Парус **X, Y, Z**, волокнистые туманности в Лебеде, Возничем и т. д.). Спектры синхротронного излучения от отдельных источников заметно отличаются.

Таковы основные типы источников галактического синхротронного излучения.

Что касается короны, то она уже была предметом дискуссий на различных астрономических конференциях. Большой интерес представляет изучение диска, так как наше Солнце вблизи края спирального рукава неподалёку от галактической плоскости. Это значит,

что те характеристики первичных космических лучей, которые экспериментально изучаются физиками, относятся только к диску и не могут быть экстраполированы на другие области Галактики. На основании данных радиоастрономических наблюдений мы можем теперь определить концентрацию релятивистских электронов в ближайших окрестностях солнечной системы (а не «в среднем для Галактики», как это по необходимости делалось раньше, когда наблюдательные радиоастрономические данные были совершенно недостаточны).

Согласно теории синхротронного излучения (см. например [1], яркостная температура определяется соотношением):

$$T_b = 3 \cdot (2\pi)^{-\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{e^3 H}{m}\right) \cdot \left(\frac{2eH}{m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \cdot U(\gamma) R \cdot K \cdot \nu^{-\left(\frac{\gamma+3}{2}\right)}, \quad (1)$$

если энергический спектр электронов  $N(E)dE = \frac{K}{E^\gamma} dE$ ; здесь

$R$ - протяженность излучающей области,  $H$  - напряженность магнитного поля. Из наблюдаемого спектра синхротронного радиоизлучения  $T_b \sim \lambda^{2,75}$  следует, что  $\gamma = 2,5$ . При этом безразмерным параметр  $U(\gamma) \sim 0,1$  [1].

Согласно наблюдениям яркостных температур ионизованных газовых туманностей на низкой частоте  $19,7 \text{ Мгц}$  [7], было установлено, что в окрестностях Солнца для этой частоты

$$\frac{\Delta T_b}{\Delta R} \sim 100/\text{нс}. \quad (2)$$

Отсюда, зная спектр синхротронного излучения для  $\lambda = 3 \text{ м}$ , можно найти, что  $\frac{\Delta T_b}{\Delta R} = 2^\circ/\text{нс}$ . Близкое значение для этой волны получается непосредственно из анализа изофот [7]. Для поля  $H$ , в соответствии с выводами оптической астрономии, применим значение  $10^{-5} \text{ э}$ . Заметим, однако, что  $H$  получается при этом недостаточно надежным. Выполнив вычисления, будем иметь:

$$K_\odot = 3,6 \cdot 10^{-17} \text{ C G S} \approx 20 (\text{эВ})^{1,5}/\text{см}^3. \quad (3)$$

Концентрация релятивистских электронов с энергией  $E > E_0$

$$N(E > E_0) = \frac{K}{1,5 \cdot E_0^{1,5}}.$$

Если

$$E_0 = 10^9 \text{ эВ} \quad N_{\odot}(E > 10^9) = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}.$$

Как известно, в составе первичных космических лучей релятивистских электронов пока не обнаружено. Учитывая точность экспериментов, отсюда можно сделать вывод, что их концентрация меньше  $6 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ . Если бы в окрестностях солнечной системы  $N$  было меньше  $6 \cdot 10^{-6}$  э, на пределе точности релятивистские электроны могли быть обнаружены. Как уже подчеркивалось в своё время (см. например, [1]), экспериментальное обнаружение в составе первичной компоненты релятивистских электронов является задачей первостепенной важности.

Тот факт, что диск имеет спиральную структуру, объясняется тем, что релятивистские электроны образуются в спиральных рукавах Галактики, затем диффундируют в корону. Это объясняет, почему сечение «радиоспирали» значительно больше оптической. Каковы же источники релятивистских электронов в спиральных рукавах? Это могут быть, во-первых, вспышки сверхновых звёзд второго класса. Во-вторых, релятивистские электроны должны образовываться в облаках межзвёздного газа, образующих спиральные рукава, при столкновениях космических протонов с ядрами межзвёздного водорода. В [2] было показано, что последний механизм сам по себе обеспечивает наблюдаемую мощность синхротронного излучения Галактики.

Мы сейчас оценим количество релятивистских электронов, образующихся при вспышках сверхновых звёзд второго класса. В качестве примера, рассмотрим три объекта: *Кассиопея А*, *IC-443* и волокнистые туманности в Лебедь. Основные наблюдательные данные, касающиеся этих объектов, приведены в таблице.

**Таблица**

<b>Объект</b>	<b><math>F\nu</math>, <math>\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}</math></b>	<b><math>\varphi</math></b>	<b><math>T_b</math></b>	<b><math>R</math>, <math>\text{пс}</math></b>	<b><math>D</math>, <math>\text{пс}</math></b>	<b><math>H_{\perp}</math>, <math>e</math></b>	<b><math>K</math></b>	<b><math>N(E &gt; 10^9) \cdot V</math></b>
<i>Кассиопея А</i>	$2,2 \cdot 10^{-22}$	$5'$	$5 \cdot 10_7$	3300	4,4	$10^{-3}$	$1,1 \cdot 10_{13}$	$5 \cdot 10^{48}$
<i>IC-443</i>	$4 \cdot 10^{-24}$	$50'$	$7 \cdot 10_2$	1000 (?)	14	$3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$1,4 \cdot 10^{49}$
<i>Лебедь</i>	$2 \cdot 10^{-24}$	$3^\circ$	$3 \cdot 10_2$	500	25	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{48}$

Во втором столбце даны наблюдаемые значения спектральной плотности потоков радиоизлучения от перечисленных источников на частоте  $\nu=100 \text{ Мгц}$  ( $\lambda=3\text{м}$ ), в третьем столбце приведены угловые размеры источников, в четвёртом - максимальная температура на волне  $\lambda=3\text{м}$ , в пятом - расстояние до источника. Для Кассиопеи *А*  $r$  получается вполне надёжно, для волокнистых туманностей в Лебеде погрешность может достигать **30%**, для *IC-443* надёжного определения  $r$  пока нет. Вряд ли, однако, наша оценка может быть ошибочной в 2 раза (в ту или другую сторону). В шестом столбце приведены линейные диаметры источников. Седьмой столбец содержит оценку среднего значения напряженности магнитного поля в туманностях. При такой оценки мы исходили из того, что с течением времени, по мере расширения туманности,  **$H$**  довольно быстро уменьшается. Самые молодые объекты вместе, с тем являются и самыми яркими. Для Крабовидной туманности различные методы дают значения  **$H$**  в пределах от  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$ . Кассиопеи *А*- объект значительно более яркий и молодой (по последним данным [8], она образовалась, по-видимому, не более **250 лет** назад). Другие источники имеют возраст порядка нескольких десятков тысяч лет.

В восьмом столбце содержится значение  $K$  (определяющее концентрацию релятивистских электронов в туманности), полученное на основании данных наблюдений при помощи формулы (1). При таких вычислениях нужно знать спектр источника, определяющий  $\gamma$ . В случае Кассиопеи  $A$  спектр известен очень хорошо. Для этого источника  $\gamma = 2,6$ . Хорошо известен также спектр  $IC-443$ , приводящий к значению  $\gamma = 2,1$  [9]. Волокнистые туманности в Лебедь имеют слишком низкую поверхностную яркость, поэтому надёжных наблюдательных данных для этого источника пока нет. Примем, что в этом случае  $\gamma = 2,5$ . Зная объём источника  $V$  и величину  $K$ , очевидно, можно определить полное количество находящихся в нём релятивистских электронов с энергией  $E > E_0$ . Из таблицы (девятый столбец) следует, что хотя потоки излучения и поверхностные яркости различных источников, отождествляемых с остатками сверхновых звёзд второго класса, меняются в самых широких пределах, количество релятивистских электронов в них с  $E > 10^9$  эВ  $\sim 10^{49}$ . Суммарная энергия релятивистских электронов с  $E > 2 \cdot 10^7$  эВ в такой расширяющейся туманности  $\sim 5 \cdot 10^{43}$  эрг. Энергия магнитного поля, заключенного в туманности, может достигать  $10^{49}$  и даже  $10^{50}$  эрг. Такого же порядка кинетическая энергия расширяющихся газов в такой туманности. Хотя релятивистские протоны и вообще тяжёлые ядра, образующиеся во время вспышки сверхновой звезды, не наблюдаются, так как не дают синхронного излучения, имеются все основания полагать, что их суммарная энергия должна быть во много раз больше, чем энергия релятивистских электронов. В межзвёздном пространстве плотность энергии релятивистских ядер в несколько сот раз больше, чем электронов. Если принять такое же отношение для туманностей – остатков вспышек сверхновых звёзд, то полная энергия релятивистских частиц (преимущественно протонов), образующихся во время каждой вспышки, будет  $\sim 10^{49}$  эрг, что разумно.

Небезынтересно отметить, что плотность энергии релятивистских частиц в расширяющийся туманности станет такой же, как и окружающей межзвёздной среде, когда радиус туманности достигнет  $\sim 60$  пс.

Это означает, что вблизи от галактической плоскости должны существовать отдельные, довольно протяженные, области повышенной концентрации релятивистских частиц. Такую флуктуацию плотности мы наблюдаем, например, в созвездиях Паруса и Кормы, где наблюдаются в области размером  $10^\circ$  четыре близких протяженных ( $\sim 1-2^\circ,5$ ) источника синхронного излучения (Корма А, Парус Х, Парус Y и Парус Z) [10]. Эти протяженные источники, несомненно, являются остатками сверхновых звёзд, вспыхивавших несколько тысяч или десятков тысяч лет тому назад. Следует, однако, заметить, что в этом направлении луч зрения скользит вдоль рукава спирали, так что действительные расстояния между источниками могут быть нескольких сот или даже тысяч парсек.

Вообще говоря, можно было бы представить диск космического радиоизлучения как совокупность таких сравнительно старых остатков вспышек, уже потерявших свою «индивидуальность». Чтобы наполнить диск релятивистскими частицами с наблюдаемой плотностью, необходимо  $\sim 10^5$  вспышек сверхновых звёзд второго класса, на что потребуется время  $\sim 10^7$  лет.

Столкновения космических тяжёлых ядер с ядрами межзвёздного водорода дорога в области спиральных рукавов, согласно [2], каждую секунду приводят к образованию электронов с  $E > 2 \sim 10^7$  эВ, суммарная энергия которых  $\sim 10^{38}$  эрг. На основании приведённых выше расчётов, полная энергия релятивистских электронов в диске с  $E > 2 \sim 10^7$  эВ будет  $2 \cdot 10^{52}$  эрг. Следовательно, ядерные столкновения в межзвёздной среде могут заполнить диск релятивистскими электронами за время  $\sim 7 \cdot 10^6$  лет. Таким образом, этот источник релятивистских электронов, по-видимому, является более эффективным, чем вспышки сверхновых звёзд второго класса. В этой связи следует обратить внимание также на важный аргумент, впервые

приведённый Г.Г.Гетманцевым [11]. Если считать, что релятивистские электроны образуются преимущественно при вспышках сверхновых звёзд, где магнитное поле  $H$  значительно больше, чем в межзвёздной среде, то вследствие известного адиабатического инварианта  $\sin^2\theta/H=const$ ,  $H_{\perp}$  (которое определяет интенсивность синхронного излучения) будет для вышедших из туманности релятивистских электронов очень малым. По этой причине образовавшиеся в области сравнительно сильных магнитных полей релятивистские электроны не будут сколько-нибудь эффективно излучать.

Найденное выше «**время обновления**» релятивистских частиц в диске ( $\sim 10^7$  лет) определяется в первую очередь диффузией. Мыслимы два типа диффузии: а) вдоль спирали, рассматриваемой как силовая магнитная трубка, и б) поперёк оси спирали. Из наблюдаемого сравнительно большого сечения рукава радиоспирали как будто бы следует, что диффузия происходит поперёк рукавов. Однако этот интересный и далеко не элементарный вопрос нуждается в специальном рассмотрении, которое мы здесь проводить не будем.

Таким образом, основные наблюдательные характеристики диска, как с качественной, так и количественной стороны, вполне объясняются радиоастрономической теорией происхождения космических лучей.

Перейдём теперь к рассмотрению специфических явлений, наблюдаемых в области галактического центра. В этом случае в качестве источников релятивистских частиц следует в первую очередь рассматривать вспышки сверхновых звёзд первого класса. Прежде всего, оценим концентрацию релятивистских электронов в области галактического ядра. Это можно сделать при помощи формулы (1). Значение  $H$  оценим обычным образом из соотношения  $\rho \frac{v^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi}$ . Согласно [6], в области галактического центра  $\rho \sim 2 \cdot 10^{24} \text{ г/см}^3$ . Скорость беспорядочных движений  $v \sim 10^7 \text{ см/сек}$ , что соответствует дисперсии скоростей для сферических систем. Отсюда следует, что  $H \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ э}$ . Пологая  $\gamma = 2,5$ ,  $R = 10^{21} \text{ см}$ ,  $\lambda = 3,5 \text{ м}$ ,  $T_b = 3,5 \cdot 10^4$ ,

найдем, что  $K = 1,3 \cdot 10^{-16}$ , откуда  $N(E > 10^9) = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ , т.е. всего лишь в 5 раз больше, чем в окрестностях Солнца. Объем источника Стрелец  $A$  порядка  $6 \cdot 10^{62} \text{ см}^3$ , следовательно, количество релятивистских электронов с  $E > 10^9 \text{ эВ}$  в нём будет  $\sim 3 \cdot 10^{50}$ .

Если в нашей Галактике одна сверхновая звезда первого класса вспыхивает в среднем каждые **300 лет** (по-видимому, они вспыхивают даже чаще), что в области галактического ядра, содержащего **2-3%** всех звезд типа населения, можно ожидать, что одна такая сверхновая звезда вспыхивает примерно каждые  $10^4 \text{ лет}$ . Даже если при каждой такой вспышке образуется  $\sim 10^{48}$  электронов с  $E > 10^9 \text{ эВ}$  (в Крабовидной туманности их значительно больше), то потребуется всего лишь  $10^7 \text{ лет}$ , чтобы в области галактического ядра накопилось наблюдаемое количество таких электронов.

Отдельной проблемой является происхождение межзвездного газа и связанного с ним магнитного поля в области галактического ядра. Масса межзвездного газа в области ядра Галактики могут быть непрерывно образующийся планетарные туманности [12].

Если во всей нашей Галактики ежегодно образуется **1-3** туманности, то в области ядра планетарная туманность образуется каждые **10-30 лет**. Если масса каждой планетарной туманности  $\sim 0,2 M_{\odot}$ , то наблюдаемое в области ядра количество межзвездного газа накопится там за несколько десятков миллионов лет. Что касается межзвездных магнитных полей, то они с неизбежностью возникнут во всякой проводящей среде, охваченной беспорядочными движениями.

Неограниченному накоплению межзвездного газа в области галактического ядра, по-видимому, мешает давление релятивистских частиц. Если энергия всех релятивистских частиц, образующихся при каждой вспышке Сверхновой первого класса будет  $\sim 10^{48} \text{ эрг}$  (по аналогии с Крабовидной туманностью), то, как можно показать, за время  $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$  в области ядра накопится такое количество релятивистских частиц, что их давление сможет преодолеть силы притяжения, действующие на

межзвёздный газ и «**вмороженные**» в него магнитные поля со стороны звёзд ядра.

Таким образом, наряду со Сверхновыми второго класса, локализованными в спиральных Галактики, источником релятивистских частиц являются Сверхновые первого класса, сильно концентрирующиеся к галактическому ядру.

По-видимому, мощность источников, локализованных в рукавах спиралей, превосходит мощность источников, концентрирующихся к галактическому центру.

## Глава 2: §2. Ускорение частиц космического излучения в межпланетном пространстве.

Проблема ускорения космических лучей малых энергий в межпланетной среде является одним из традиционных вопросов нашего семинара, начиная с его первого заседания в 1969 г. В докладе [1] на первом семинаре был проведён подробный анализ экспериментальных данных о специфических возрастаниях интенсивностей протонов с энергиями  $\sim 1 \text{ МэВ}$  в возмущённом солнечном ветре и установлена тесная связь этих возрастаний с ударными волнами в межпланетной среде, а в докладе [2] обоснована выдвинутая незадолго до этого [3] концепция турбулентного ускорения таких частиц гидромагнитными пульсациями.

За истекшие 10 лет эта концепция получила ряд убедительных подтверждений. Наиболее яркой демонстрацией эффекта ускорения в межпланетной среде являются одновременные измерения на нескольких АМС и ИСЗ в области так называемых коронирующих потоков. Коронирующие потоки возникают, при столкновении быстрого и медленного потока солнечного ветра и ограничены двумя ударными волнами одна из них движется относительно плазмы к Солнцу, другая - от Солнца. Такие потоки могут существовать в течение нескольких солнечных оборотов. Если в области коронирующих потоков на разных расстояниях от Солнца имеется ИСЗ и одна или несколько АМС, то они регистрируют весьма сходные возрастания потоков протонов и ядер с энергиями  $\sim 1 \text{ МэВ}$  на несколько порядков величины по сравнению с областями вдали от потока. На всех АМС в деталях воспроизводится тонкая структура возрастания. При этом абсолютные значения потоков частиц весьма существенно возрастают по мере удаления от Солнца. Наличие форбуш – понижения интенсивности галактических космических лучей в потоке и отсутствие энергичных протонов и ядер вне потока исключает возможность галактического происхождения данных всплесков.

Таким образом, сам факт ускорения в межпланетной среде твёрдо установлен. Одним из вероятных механизмов является турбулентное ускорение [2-3]. Недавно Крамский [4] и Топтыгин и Басильев [5] нашли новый, весьма эффективный и универсальный механизм ускорения при прохождении частиц через фронт ударной волны. Ниже проводится сравнительный анализ роли этих механизмов в случае ускорения в межпланетной среде.

Ограничиваясь для простоты нерелятивистским случаем, приведём краткую характеристику этих механизмов. Основой теории в обоих случаях является уравнение переноса быстрых частиц в движущейся неоднородной плазме:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{V} \nabla f) + \frac{1}{3} \cdot \frac{(\vec{V} \nabla N)}{N} g \frac{\partial f}{\partial g} = \frac{gH}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} \cdot \frac{\lambda}{H} \cdot \frac{\partial f}{\partial s} + \frac{\alpha}{g^2} \cdot \frac{\partial}{\partial g} \cdot \frac{g^3 u^2}{\lambda} \cdot \frac{\partial f}{\partial g}, \quad (1)$$

где  $f$  – функция распределения быстрых частиц;  $g$  – их скорость;  $V, N, H$  – скорость, плотность частиц невозмущённое магнитное поле солнечного ветра;  $d, s$  – дифференциал длины дуги силовой линии;  $u$  – альвеновская (в случаях холодной плазмы) скорость. Длина свободного пробега  $\lambda$  – выражается через параметры турбулентности и пропорциональна среднему квадрату амплитуды пульсаций [2,3]. Параметр  $\alpha \sim I$  характеризует распределение волн по направлениям волнового вектора.

Как известно, солнечный ветер состоит из волокон с поперечным размером  $\sim 10^H$  см (у орбиты Земли) и с резкими границами. Под действием ударной волны в такой среде должны возникнуть пульсации с резкими фронтами. В этом случае спектр пульсаций таков, что  $\lambda$  не зависит скорости, а параметр  $\alpha$  с учётом ускорения Ферми близок к 2. ниже анализируются именно этот случай.

При анализе турбулентного ускорения диффузия в пространстве не существенна для основной массы частиц, если  $u^2 \ll v^2$ .

Уравнение (1) запишем в виде:

$$\frac{\partial f}{\partial r} - \frac{2}{3} \cdot \frac{w}{r} \cdot \frac{\partial f}{\partial w} = \frac{R(r)}{\partial w} \cdot w^3 \frac{\partial f}{\partial w}, \quad (2)$$

где введены безразмерные переменные

$$r = R/R_0, \quad \mathcal{G} = \mathcal{G}_0 w, \quad \mathcal{G}_0 = \frac{2u_0 R_0}{\lambda_0 V_0} \quad (3)$$

$u_0, \lambda_0, \mathcal{G}_0$  - соответствующие значения параметров при  $R = R_0$ .

Величина  $R_0$  произвольна и в дальнейшем мы примем за  $R_0$  координату точки пересечения силовой линии с ударной волной. Скорость  $V$  предполагаются постоянной, за исключением скачка на ударной волне. Функция  $K$  характеризует зависимость  $u^e / \lambda V$  от  $r$ . Переход к переменным  $r, I = wr^{2/3}$  позволяет свести (2) к уравнению теплопроводности, и решение, соответствующее инжекции мало энергичных частиц вблизи начала, имеет вид:

$$f = \frac{c}{\tau^3} \exp \left\{ -\frac{wr^{2/3}}{\tau} \right\}, \quad (4)$$

где

$$\tau = \int_0^r \rho^{2/3} K(\rho) d\rho, \quad (5)$$

На ударной волне уравнение (2) должно быть дополнено граничным условием, связанным с наличием скачка плотности. Это условие было получено в указанных выше работах Крамского [4] и Гоптыгина и Васильева [5]. Суть его сводится к следующему. Пусть имеется ударная волна слева, от которой скорость и плотность плазмы равны,  $N_1, V_1$ , а справа -  $N_2, V_2$ . В системе координат, связанной с волной, выберем ось  $X$  в направлении скорости. Поскольку, как видно из дальнейшего, рассматриваем процесс протекает в узкой области вблизи фронта, пренебрежем зависимостью  $N$  и  $V$  от координат, за исключением скачка на фронте. Турбулентным ускорением в этой области пренебрегаем. Уравнение (1) принимает вид:

$$V \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{V}{3N} \cdot \frac{dN}{dx} \mathcal{G} \frac{\partial f}{\partial \mathcal{G}} = \frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial f}{\partial x}, \quad (6)$$

и справа и слева от  $\theta$  сводит к

$$V_{1,2} \frac{\partial f_{1,2}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} D_{1,2} \frac{\partial f_{1,2}}{\partial x}. \quad (7)$$

При  $x = 0$   $f$  непрерывна:  $f_1|_{x=0} = f_2|_{x=0} = f_b(\mathcal{G})$ .

Интегрируя (6) от  $-\varepsilon$  до  $+\varepsilon$  и устремляя  $\varepsilon$  к нулю, получаем следующее условие сшивания:

$$\frac{N_2 - N_1}{3N_2} \mathcal{G} \cdot \frac{df_b}{dx} = (D_2 \frac{\partial f_2}{\partial x} - D \frac{\partial f_1}{\partial x})_{x=0}. \quad (8)$$

Учитывая, что при  $x \rightarrow \infty$   $f$  ограничена, из (7) получаем:

$$f_1 = f_0(\mathcal{G}) + [f_b(\mathcal{G}) - f_0(\mathcal{G})] e^{V_1 x / D_1}, \quad f_2 = f_b(\mathcal{G}). \quad (9)$$

Здесь  $f_0(\mathcal{G})$  - функция распределения на больших расстояниях от волны. Из (8) и (9) следует (при  $N_2 > N_1$ ).

$$f_2(\mathcal{G}) - f_b(\mathcal{G}) = \sigma \mathcal{G}^{-\sigma} \int_0^{\mathcal{G}} \xi^{\sigma-1} f_0(\xi) d\xi, \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{3N_2}{N_2 - N_1}. \quad (11)$$

Этот результат для случая сильной волны ( $N_2 = 4N_1$ ) и  $f_0 = \delta(\mathcal{G})$  был впервые получен Крамским [4]. В [5] рассмотрена более сложная нестационарная задача с импульсным источником частиц.

Как видно из (10) – (11), при прохождении фронта ударной волны формируется степенной спектр частиц. Если заменить в (10) – (11)  $\mathcal{G}$  на импульс  $\rho$ , то результаты полностью сохраняют силу и в релятивистском случае. При сильных скачках ( $N_2 > 2,5 N_1$ ) необходимо учитывать релятивистский участок спектра, чтобы обеспечить конечность давления за фронтом.

Высокая эффективность и универсальность ударного механизма, а также тесная связь эффектов ускорения в межпланетной среде с ударными волнами наводят на мысль, нельзя ли объяснить наблюдаемые всплески одним этим механизмом. Очевидно, что это невозможно. В отсутствие турбулентного ускорения частицы за фронтом будут адиабатически охлаждаться, а их интенсивность, соответственно, убывать по мере удаления от Солнца, что

противоречит эксперименту. Поэтому ускорение в межпланетной среде должно быть обусловлено совместным действием обоих механизмов. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

Прежде всего, приведём для ориентировки некоторые численные характеристики. Дифференциальные энергетические спектры частиц, ускоренных в межпланетной среде, характеризуются большой крутизной (при степенной аппроксимации показатель  $\gamma \approx 4$ ). Спектр  $\frac{dJ}{dE}$  ( $J$  - интенсивность,  $E$  - энергия) связан с функцией распределения соотношением:

$$\frac{dJ}{dE} \sim Ef\left(\sqrt{\frac{2E}{M}}\right).$$

и при  $\frac{dJ}{dE} \sim E^{-4}$  значения  $\sigma \approx 10$ . Такие соответствуют сравнительно небольшим скачкам ( $N_2 \approx 1,5N_1$ ).

Турбулентное ускорение характеризуется параметром (**см. (3)**).

$$g_0 = \frac{2U_0^2 R_0}{\lambda_0 g_0}.$$

Альвеновская скорость  $U_0$  при  $R_0 = ta.e.$  в невозмущённых условиях обычно лежит в пределах  $5 \div 10 \cdot 10^8$  **см/сек**, скорость солнечного ветра  $V \approx 500$  **км/сек**, а  $\lambda_0$  в зависимости от степени возмущённости принимает значения от  $\sim 10^{11}$  до  $10^{12}$  см. Параметр  $g_0$  при этих значениях порядка  $10^8$  **см/сек** с отклонениями в несколько раз в ту и другую сторону. Типичный интегральный спектр турбулентного ускорения  $J(>g)$  в зависимости от  $g/\vec{g} (g = \vec{g}_0 \tau)$  приведён на **рис.1**. Снизу по оси абсцисс отложены абсолютные значения энергии при  $\vec{g} = 10^8$  см/сек. Коэффициент диффузии  $D$  при данных  $\lambda$  и энергиях частиц  $\sim 1$  **МэВ** лежит в пределах  $10^{19} \div 10^{20}$  **см<sup>2</sup>/сек**. Поэтому глубина проникновения частиц из турбулентной области в сторону Солнца мала ( $\sim 0,1$  **а.е.**).

Выше отмечалось, что турбулентное ускорение необходимо для объяснения положительного радиального градиента. По-видимому, оно может играть роль инжектора для ударного ускорения, хотя инжектором могут служить и частицы солнечного происхождения. Инъекция достаточно горячих частиц, как будет показано, нужна для получения высоких интенсивностей при ускорении на фронте.

Рассмотрим для простоты случай:

$$f = \begin{cases} A = \text{const} & (\mathcal{G} \leq \mathcal{G}_1) \\ 0 & (\mathcal{G} > \mathcal{G}_1) \end{cases} \quad (12)$$

Тогда за фронтом функция распределения будет (см.(10)).

$$\begin{cases} A & (\mathcal{G} \leq \mathcal{G}_1) \\ A \left(\frac{V}{V_1}\right)^{-\sigma} & (\mathcal{G} > \mathcal{G}_1) \end{cases} \quad (13)$$

Исходная плотность частиц:

$$n_0 = A \int_0^{V_1} \mathcal{G}^2 d\mathcal{G} = \frac{A \mathcal{G}_1^3}{3(\mathcal{G}-3)}.$$

Отсюда

$$f_b = \frac{3n_0(\sigma-3)}{\sigma \mathcal{G}_1^3} \cdot \left(-\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_1}\right)^{-\sigma}. \quad (14)$$

Интегральный поток частиц со скоростью  $\Delta \mathcal{G} (\mathcal{G} > \mathcal{G}_1)$  есть

$$J = \int_{\mathcal{G}}^{\infty} \xi^3 f_b(\xi) d\xi = \frac{3n_0(\sigma-3)}{\sigma(\sigma-4)} \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_1}\right)^{-(\sigma-4)}.$$

Величина  $n_0$  вряд ли может превышать плотностью солнечного ветра:

$n_0 \leq 1 \text{ см}^{-3}$ . При энергиях  $\sim 1 \text{ МэВ}$  ( $\mathcal{G} = 1,5 \cdot 10^9$ ) часто наблюдаются интенсивности  $\sim 10^2 \text{ см}^{-2} \text{ сек}$  и выше. Отсюда следует, что при  $\sigma = 10$  величина  $\mathcal{G}_1$  должна быть  $\sim 10^8 \text{ см/сек}$ .

В заключение рассмотрим эволюцию спектра (13) под действием адиабатического замедления и турбулентного ускорения. На достаточно больших расстояниях от ударной волны скорость  $\vec{\mathcal{G}} = \mathcal{G}_0 \tau$  может в несколько

раз превысить  $\mathcal{G}_0$ . При этом мало энергичная часть спектра описывается формулами (4) – (5):

$$f = \frac{n_0}{2\mathcal{G}_0^3} \cdot \frac{1}{\tau^3} \exp\left(-\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_0} \cdot \frac{r^{3/2}}{\tau}\right). \quad (15)$$

Константа в (15) соответствует начальной плотности (14). При высоких энергиях сохраняется реликтовый степенной спектр (13).

С учётом адиабатического охлаждения.

$$f = \frac{3n_0(\sigma-3)}{\sigma\mathcal{G}_1^3} \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_0}\right)^{-\sigma} r^{\frac{-2\sigma}{3}}. \quad (16)$$

Выражения (15) и (16) сравниваются по величине при некотором  $\mathcal{G}^1$  :

$$e^x = \frac{\sigma}{\sigma(\sigma-3)} \cdot \left(\frac{\mathcal{G}_0\tau}{\mathcal{G}_1}\right)^{\sigma-3} X^\sigma, \quad (17)$$

где  $X = \frac{\mathcal{G}^1 r^{2/3}}{\mathcal{G}_0\tau}$ .

При  $\mathcal{G} < \mathcal{G}^1$  спектр определяется (15), т.е. турбулентным ускорением, а при  $\mathcal{G} > \mathcal{G}^1$  - (16). В точке  $\mathcal{G} = \mathcal{G}^1$  при построении графика в двойной логарифмическом масштабе появляется излом: при меньших энергиях  $f$  спадает быстрее, чем при больших. Анализ (17) показывает, что уже при  $\mathcal{G}_0\tau \approx 2\mathcal{G}_0$  величина  $x \sim 35$  и быстро растёт с увеличением  $\mathcal{G}_0\tau$ .

Таким образом, при ускорении частиц и межпланетном пространстве важную роль играют оба рассмотренных процесса. По мере удаления от ударной волны начинает доминировать турбулентное ускорение, которое приводит, в частности, к росту интенсивности с расстоянием.

## Глава 2. §3. Об ускорении космических лучей в течение ранней стадии эволюции галактики.

В последние несколько лет получило широкое распространение предположение Пикельнера [1] и Гинзбурга [2,3], что космические лучи накапливаются не только в диске нашей Галактики, но и в диске гало; гало есть приблизительно сферическая область с очень малой плотностью, окружающая ранее обнаруженный тонкий диск с его спиральными рукавами. Такое представление ведёт к большому увеличению оценки среднего возраста космических лучей. Мы нашли [4], что разумно принять для среднего времени жизни значение примерно  $5 \cdot 10^9$  лет и, исходя из этого, предложили гипотезу, что космические лучи образовались относительно рано в процессе эволюции Галактики и с тех пор накапливались, таким образом, в галактическом гало. Мы нашли также, что в этой ранней стадии условия, вероятно, были значительно более благоприятными, чем теперь, почти для всех возможных ускорительных механизмов и что они были особенно благоприятными для фермиевского статического механизма. В настоящей дискуссии мы предполагаем, суммировать известные положения этой гипотезы. Необходимо признать, что имеется значительная предопределенность в численных значениях различных используемых величин и поэтому в настоящее время не может быть сделано определённое заключение о справедливости. В такой дискуссии не следует тянуть каждую численную величину до её крайнего допустимого предела в направлении, которое сделало бы гипотезу приемлемой; однако в равной степени неправильно просто использовать обычно принимаемые «лучшие» значения каждой величины, не обращая внимания на пределы, в которых величина может быть заключена.

Хорошо известно, что оценка времени, прошедшего с момента ускорения космических лучей, может быть сделана из относительной распространенности  $L$  – ядер ( $Li$ ,  $Be$ ,  $B$ ) по отношению к  $M$  – ядрам ( $C$ ,  $N$ ,  $O$ ,

$F$ ) и  $H$  – ядрам ( $Z > 9$ ). Хотя долго было предметом спора, теперь кажется разумным принять для отношения потоков на границе атмосферы:

$$L : M : H = (20 \pm 5) : (60 \pm 10) : (20 \pm 5). \quad (1)$$

Этот ряд величин находит серьёзное подтверждение в работе Фрайера, Нея, Ваддингтона [5], поскольку наблюдения сделаны всего лишь под  $4,8 \text{ г/см}^2$  воздуха и поглощающего материала, так что экстраполяция к границе атмосферы не должна вносить большой неопределённости. Эти величины подтверждаются также Энглером, Капланом и Кларманом [6]., наблюдения которых сделаны в среднем при  $8,5 \text{ г/см}^2$  воздуха поглощающего вещества и многими другими недавними работами. Величины  $L / M = 1$  была использована в нашей предыдущей работе [4]. Ошибки, приведённые в (1), несколько превышают статистические ошибки, связанные с малым размером детектора, однако они, вероятно, недооценивают неопределённость при экстраполяции к границе атмосферы.

Следующий шаг заключается в оценки среднего количества вещества, проходимогo космическим лучам с начала их ускорения до достижения ими релятивистских энергий. Подходящей моделью в этом случае является такая модель, в которой все космические лучи проходят одно и то же количество вещества; это означает, что пренебрегается некоторым возможным разбросом промежутков времени, в течение которых происходит ускорение, и некоторой вариацией плотности газа, усредненной по различным траекториям. Считается также, что количество  $Li$ ,  $Be$  и  $B$  в источнике много меньше, чем это следует из (1). Количество пройденного вещества легко тогда оценить, если известны средние свободные пробеги и вероятности фрагментации ядер космических лучей в межзвёздном газе. Однако пока ещё имеет место большая неопределённость в величине этих констант. Из данных, почти эквивалентных (1), Кошиба, Шульца, Шайн [7] получили  $8 \text{ г/см}^2$ , а Хайякава, Ито и Терашима [8] –  $3 \text{ г/см}^2$ . Энглер, Каплон и Кларнман [6], ссылаясь на Раджападхе и Ваддингтона [9], привели значения для средних свободных пробегов, на экспериментальных величинах поперечных

сечений столкновения протонов с тяжёлыми ядрами. Они [6] также дали пределы для значений вероятностей фрагментации. Если использовать отношения  $20 : 60 : 20$  из (1) и принять лучшие по их оценки величины для каждого случая, то получим, что космические лучи проходят  $5,2 \text{ г/см}^2$  вещества; в тоже время, если использовать отношения  $25 : 60 : 15$  из (1) и лучшие значения вероятностей, получим более  $8 \text{ г/см}^2$ . если использовать отношения  $20 : 60 : 20$  и граничные значения вероятностей фрагментации по Энглеру, Каплону, Кларману, найдём, что количество проходимого вещества может лежать между  $3$  и  $40 \text{ г/см}^2$ . Если использовать величины, которые они рассматривают как разумный нижний предел вероятностей фрагментации, получим  $7 \text{ г/см}^2$ . Во всех случаях считается, что межзвёздный газ содержит  $90\% \text{ H}$  и  $10\%$ . Не по числу или  $70\%$  и  $30\%$ , соответственно, по массе. Основываясь на этих результатах не кажется неразумным использовать нашу прежнюю величину  $8 \text{ г/см}^2$  для количества вещества, пройденного космическими лучами со времени их первоначального ускорения, хотя и несколько меньшая величина не очень изменила бы дальнейшую аргументацию.

Для определения возраста космических лучей мы должны оценить среднюю плотность вещества, которую они проходят. Мы будем считать, что если они образуются в атмосфере звезды, они покидают её прежде, чем пройдут заметное количество вещества. В таком случае остаётся рассмотреть количество проходимого ими вещества в гало и диске. Плотность гало в настоящее время является предметом некоторого спора. Один ряд аргументов [10] ведёт к плотности гало  $10^{-2} \text{ протонов/см}^3$ , другой [11] – примерно к  $5 \cdot 10^{-4} \text{ протонов/см}^3$ . Здесь мы не будем обсуждать эти аргументы, а лишь заметим, что в недавнем обзоре Ваи де Хулста [12] считается, что данные наблюдений до некоторых степени лучше согласуется с моделью низкой плотности. Физика космических лучей также подкрепляет этот аргумент. Конфигурация галактического магнитного поля должна быть такова, чтобы космические лучи могли очень легко переходить из диска в

гало и обратно. В противном случае космические лучи из гало не смогут приходить к нам совсем, и космические лучи в диске будут находиться здесь так долго (более  $5 \cdot 10^6$ ), что пройдут более  $8 \text{ г/см}^2$  вещества и поэтому образуют больше *Li*, *Be* и *B*, чем наблюдается. Поскольку космические лучи с энергией порядка  $10^{10} \text{ эВ}$  диффундируют главным образом вдоль магнитных силовых линий, то большое число силовых линий должно переходить из диска в гало. Это, по-видимому, требует, чтобы гало и диск вращались вместе, так как в противном случае будет иметь место как существенное скручивание, передаваемое силовыми линиями, так и аномальное натяжение силовых линий в области скольжения, с различными нежелательными последствиями. К этому следует добавить, что недавние радиоастрономические наблюдения Андромеды Ларжем, Матьюсоном и Хасламом [13] указывают на существование некоторого регулярного магнитного поля гало, связанного со спиральными рукавами. Таким образом, в Андромеде гало кажется вращающимся вместе со спиральными рукавами и разумно ожидать того же самого в нашей Галактике. Если гало с плотностью  $10^{-2} \text{ протонов/см}^3$  вращается вместе с диском, необходимо ожидать значительно большего уплотнения из-за центробежных сил, чем наблюдается. Такой трудности не будет, если гало имеет меньшую плотность.

Для оценки влияния на фрагментацию космических лучей проще всего предположить, что космические лучи не обнаруживают тенденции удерживаться в области диска или спиральных рукавов. Тогда эффект будет тем же, как если бы газ диска был равномерно распределён внутри всего «замыкающего» объёма (объём гало). Масса водорода в диске по Ван де Хулсту [12] равна  $1,5 \cdot 10^9$  солнечных масс или  $3 \cdot 10^{42} \text{ г}$ . Расстояние от центра галактики до Солнца обычно принимается равным  $25\,000$  световых лет. Обычная оценка для среднего радиуса приблизительно сферического гало, содержащего электроны больших энергий и магнитные поля, по радиоастрономическим данным даёт  $50\,000$  световых лет. С другой стороны, Андромеда, которая, как обычно считается, имеет те же размеры, что и наша

Галактика, по-видимому, имеет средний диаметр гало в 2-4 раза больше указанной величины, как это следует из данных Ларжа, Матьюсона и Хаслама [13]. К тому же объём, в котором космические лучи удерживаются слабыми протяжёнными магнитными полями, должен быть больше объёма, излучающего наблюдаемое радиоизлучение. Таким образом, не кажется чрезмерным принять для «закрывающего» объёма средний радиус *100 000* световых лет. Если газ диска распределён, однородно по всему «закрывающему» объёму, средняя плотность при указанном радиусе равна  $5 \cdot 10^{-4}$  протонов/см<sup>3</sup>, в то время как радиус *50 000* световых лет даёт  $4 \cdot 10^{-3}$  протонов/см<sup>3</sup>. Эти величины пренебрежимо малы в сравнении с верхней оценкой плотности гало, но существенны при использовании нижней оценки. Таким образом, если просуммировать средние плотности водорода, связанные с гало и диском для всех возможных случаев и оценить время, необходимое космическим лучам для прохождения со скоростью света  $8$  г/см<sup>2</sup>, то для возраста космических лучей получаются результаты, приведённые в таблице.

**Таблица**

**Оценка возраста космических лучей**

<b>Плотность гало, протон/см<sup>2</sup></b>	<b>Радиус гало, световых лет</b>	<b>Общая средняя плотность, протон/см<sup>3</sup></b>	<b>Возраст космических лучей, лет</b>
$5 \cdot 10^{-4}$	<i>100 000</i>	$10^{-3}$	$5 \cdot 10^9$
$5 \cdot 10^{-4}$	<i>50 000</i>	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$10^9$
$10^{-2}$	-	$10^{-2}$	$5 \cdot 10^8$

Прежде всего ясно, что при гало малой плотности и большом «закрывающим» объёме возраст космических лучей вполне может быть сравним с возрастом Солнечной системы и стать величиной того же порядка, что и возраст Галактики. В других случаях возраст космических лучей так

мал, что мы должны считать их образующимися при условиях, подобных тем, которые существуют теперь. Ясно также, что, даже если бы мы хорошо знали средний радиус «замыкающего» объёма и знали, какую модель плотности гало использовать, результаты в определении возраста космических лучей всё же будут неопределёнными с точностью до множителя 2 или больше, и поэтому не следует учитывать численные множители этого порядка. Таким образом, мы можем пренебречь вкладом гелия в плотность; это уменьшит возраст на **30%**. Необходимо соответствующее увеличение возраста, указанного в верхней строке таблицы, если считать, что во внешних частях протяженного объёма накопления плотность гало падает, ниже значения  $5 \cdot 10^4$  протонов/см<sup>3</sup>.

Таким образом, в качестве рабочей гипотезы разумно считать, что космические лучи ускорились до релятивистских скоростей очень рано в процессе эволюции Галактики, когда её свойства были отличными от наблюдаемых в настоящее время. Чтобы эта модель была приемлемой, она должна удовлетворять следующим условиям, часть из которых была обсуждена выше.

1. Большой «замыкающий» объём (средний радиус  $10^5$  световых лет) с эффективным накоплением и относительно малой утечкой. Предположение, что магнитное поле Галактики достаточно регулярно для накопления частиц с энергией даже до  $10^{18} - 10^{19}$  эв, подкрепляется упомянутыми выше наблюдениями, указывающими, что магнитное поле гало Андромеды может быть до некоторой степени регулярным и связанным со спиральными рукавами.
2. Низкая плотность гало.
3. Отношение лёгких ядер к средним в космических лучах на границе атмосферы около  $\frac{1}{4}$  или больше.
4. Первоначальное ускорение должно происходить после образования достаточного количества тяжёлых элементов, и должно иметь место преимущественное ускорение последних, чтобы объяснить

наблюдаемое в настоящее время повышенное содержания тяжёлых элементов в космических лучах в сравнении с Солнечной системой. Такое преимущественное ускорение может быть объяснено инъекцией или, может быть, полным ускорением в областях с аномальным составом, как, например, в Сверхновых; оно может быть объяснено также селективным ускорением тяжёлых ионов малых энергий. Отсутствие избытка протонов, ускоренных в течение ранней стадии эволюции Галактики перед тем, как произошло образование тяжёлых элементов, может быть объяснено, считая, что образование элементов происходило раньше порождения удерживающих космические лучи магнитных полей или более просто, считая, что в течение ранней стадии плотность газа была так высока, что лишь небольшая часть ускоренных протонов сохранилась.

5. Если учесть потери при прохождении  $8 \text{ г/см}^2$  вещества, то количество *Fe* в космических лучах в источнике должно быть примерно в 10 раз больше, чем на границе атмосферы. Это ещё более подчёркивает повышенную распространенность тяжёлых элементов и является следствием в большей степени равенства (1), чем гипотезы раннего ускорения.

Некоторые из приведенных выше требований, вероятно, могут быть приняты без дискуссии. Те из них, которые кажутся сомнительными, должны рассматриваться как трудности гипотезы раннего ускорения. Однако имеются несколько желательных следствий этой гипотезы, и в заключение мы хотим отметить некоторые из них.

1. Поскольку в настоящее время имеет место незначительная утечка или ускорение космических лучей, то нет заметного «течения» космических лучей и нет причин ожидать анизотропию. Во всех других теориях, кроме тех, в которых космические лучи заполняют межгалактическое пространство, по-видимому, возникает трудность, связанная с тем, что отсутствие анизотропии может считаться

определённо установленным; эта трудность просто устраняется при ограниченной точности наблюдений в настоящее время, но будет очень серьёзной, если отсутствие анизотропии будет установлено с большой точностью.

2. Ряд независимых астрономических данных [4, 14-18] указывает, что в течение ранней стадии эволюции нашей Галактики имелось много больше новых горячих звёзд и имела место значительно большая звёздная активность всех видов, чем в настоящее время. Ранее мы показали, что это облегчает трудность проблемы, повышая эффективность ускорения, по крайней мере, в 10 раз и уменьшая необходимую эффективность перехода ядерной энергии в энергию регулярного движения жидкости и, следовательно, в энергию космических лучей с  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$ . Это очень облегчает проблему запаса энергии для всех галактических теорий происхождения космических лучей. Возможно, что всё это не применимо к теориям, использующим Сверхновые, так как если звезде обычно требуется очень большой промежуток времени для эволюции до стадии Сверхновой, то на ранней стадии Галактики будет слишком мало Сверхновых, хотя в это время будет рождаться много массивных звёзд с быстрым развитием.
3. Фермиевские статический процесс ускорения космических лучей кажется особенно эффективным при условиях, которые имели место в течение ранней стадии эволюции Галактики, когда была большая плотность ярких звёзд, большие скорости газа в межзвёздной среде, более мощные ударные и более короткие длины гидромагнитных волн. Кажется разумным, что ранее возникавшие трудности с численными значениями параметров в различных модификациях фермиевского механизма, при использовании условий, существующих в настоящее время, в значительной мере исчезают при использовании параметров, полученных для условий, существовавших в ранней стадии эволюции Галактики.

Заряженные частицы могут постепенно ускоряться либо статическими электрическими полями, либо переменными магнитными полями. Ускорение электростатическими полями маловероятно, так как высокая проводимость ионизованного газа в межзвёздной среде ограничивает величины таких полей. Ферми [45, 46] и Альвин [47] предложили механизмы ускорения космических частиц при их взаимодействии с меняющимися во времени магнитными полями; несколько видоизменённый механизм того же типа предложен Фэном [48].

### **Механизм ускорения Ферми.**

Согласно механизму, предложенному Ферми [45, 46], заряженная частица движется в магнитном поле между двумя облаками газа. Если магнитное поле в облаках больше, чем между ними, частица оказывается запертой между двумя магнитными стенками-зеркалами в так называемой «магнитной бутылки». Если облака сближаются, то энергия частицы в направлении поля при каждом отражении будет увеличиваться. Такие столкновения, называемые «встречными», происходят чаще, нежели столкновения с двумя расходящимися облаками («догоняющие» столкновения), в результате которых частица теряет энергию. Несмотря на то, что скорость возрастания энергии мала, этот механизм приводит к подающемуся по степенному закону энергетическому спектру частиц, согласующемуся с экспериментальными данными. Соответствие расчётного и экспериментального энергетических спектров является необходимым условием для любой теории ускорения частиц.

Приращение энергии частицы при её столкновении с неоднородностями магнитного поля легко оценить, если предположить, что отражающие объекты большой массы (магнитные зеркала) движутся со случайными скоростями. Для такой простой модели среднее увеличение энергии на одно столкновение равно,

$$\Delta W = B^2 W, \quad (15.4)$$

где  $W$  – полная энергия, включающая энергию массы покоя,

$B$  – скорость неоднородности магнитного поля, выражённая в долях скорости света  $c$ . Наблюдательные данные показывают, что для нашей Галактики  $B \approx 10^{-4}$ . При такой величине скорости увеличение энергии нерелятивистского протона при одном столкновении соответствует 10 в; энергия релятивистского протона возрастает гораздо быстрее. В частности, увеличение энергии нерелятивистской частицы после столкновений определяется выражением,

$$\Delta W = Mc^2 [\exp(B^2 N) - 1] \quad (15.5)$$

Более точные расчёты, учитывающие эффекты специальной теории относительности, приводят к следующему выражению для среднего значения  $\ln(W'/W)$  с точностью до членов порядка  $B^2$ :

$$\left\langle \ln\left(\frac{W'}{W}\right) \right\rangle_{cp} = 4B^2 - 2B^2 \beta^2 \cos \theta. \quad (15.6)$$

Здесь  $W'$  – энергия после столкновения,  $\beta c$  – скорость частицы,  $\theta$  – питч-угол частицы,  $Bc$  – скорость облака. В результате многих столкновений энергия частицы увеличивается, так как встречные столкновения происходят чаще, чем «догоняющее», по несколько в первом случае относительная скорость частиц и облаков больше.

При одной паре облаков описанный метод ускорения частиц встречается со значительной трудностью. При увеличении импульса частицы в направлении, параллельном полю, питч-угол уменьшается, и в конечном счёте частица выходит из ловушки. Таким образом, отношение полной энергии к поперечной энергии увеличивается лишь до определённого предела, зависящего от коэффициента отражения от магнитных зеркал. Чтобы получить непрерывное ускорение частиц при помощи одной пары облаков, нужно предположить, что столкновения или какие-либо другие эффекты восстанавливают изотропное распределение скоростей частиц после того, как их энергия увеличилась. При этом частицы опять захватываются магнитной ловушкой и вновь ускоряются. Для энергичных частиц столкновения сравнительно малоэффективны, поэтому Ферми предположил,

что в восстановлении изотропного распределения частиц и межзвёздной среде основную роль играют ударные волны и плазменные колебания.

Фэн [48] высказал предположение, что механизмом, восстанавливающим изотропное распределение скоростей частиц в космических лучах, может быть магнитогидродинамической турбулентности. Он предположил также, что частицы ускоряются из-за индукционного действия изменяющихся магнитных полей в спиральных ветвях нашей Галактики; эффективность такого механизма ускорения сравнима с эффективностью механизма Ферми. Существенная разница между этими механизмами заключается в том, что при механизме Ферми возрастает компонента импульса, параллельная магнитному полю, а индукционный механизм увеличивает компоненту, перпендикулярную полю. Другими словами, увеличение энергии в механизме Ферми приводит к уменьшению  $\sin\theta$ , в то время как индукционный механизм даёт обратный эффект. Поэтому если оба ускоряющих механизма работают одновременно и если индукционный механизм ускорения более эффективен, то космические частицы не выходят из ловушки. При такой конфигурации магнитного поля частицы ускоряются очень эффективно, если начальное значение  $\text{pitch} - \text{angle}$  не выходит за определённые пределы. При встречном столкновении частицы встречаются с увеличивающимся полем, поэтому электродвижущая сила индукции направлена по направлению движения положительной частицы. Следовательно, индукционный механизм и механизм Ферми поддерживают друг друга. Такие же соображения применимы и при «догоняющих» столкновениях, в результате которых частица теряет энергию.

Скорость увеличения энергии при индукционном механизме сильно зависит от  $\text{pitch} - \text{angle}$  и спектрального распределения турбулентного магнитного поля в облаках. Чем меньше  $\text{pitch} - \text{angle}$ , тем глубже проникает частица в облаках и тем сильнее возрастает её энергия при воздействии силы индукции. Для количественного сравнения теоретических выводов с

наблюдаемым энергетическим спектром космических лучей важно знать основные характеристики галактического магнитного поля.

На величину питч - угла накладываются определённые ограничения, рассматриваемые ниже. Во-первых, для частиц, захватываемых в магнитную ловушку, необходима, чтобы их питч - угол  $\theta$  был больше какого-то определённого минимального значения  $X$ . При  $\theta < X$  частица может пересечь, облака, не отражаясь от него. Во-вторых, существует интервал питч - углов  $X < \theta < \theta_c$ , в котором индукционный механизм ускорения более эффективен, чем механизм Ферми. С другой стороны, при углах  $\theta > \theta_c$  частицы эффективнее ускоряются механизмом Ферми, нежели индукционным механизмом. Смысл величины  $\theta_c$  можно понять из следующих соображений. В диапазоне  $X < \theta < \theta_c$  при возрастании поперечной по отношению к полю составляющей энергии угол  $\theta$  постепенно увеличивается до значения, равного  $\theta_c$ . При  $\theta > \theta_c$  увеличивается составляющая энергии, параллельная полю, и питч-угол уменьшается до тех пор, пока снова не станет равным  $\theta_c$ . Таким образом,  $\theta_c$  представляет собой «равновесное» значение питч - угла к которому стремится траектория ускоряемой частицы. При  $\theta > \theta_c$  оба механизма ускорения частиц работают с одинаковой эффективностью. Подобная же ситуация имеет место при уменьшении скорости частицы.

Необходима отметить следующее: **1)** механизм ведёт к ускорению как положительно, так и отрицательно заряженных частиц; **2)** механизм ускорения неэффективен для нерелятивистских частиц; **3)** в межзвёздном веществе возникают индуцированные токи, вызванные временными изменениями магнитного поля. Можно показать, однако, что скорости ионов и электронов в среде и скорости дрейфа ведущих центров их спиральных траекторий гораздо меньше скорости облаков. Поэтому индуцированные токи не повлияют на движение массы всего облака.

### Вывод энергетического спектра.

Для вывода энергетического спектра необходимо определить механизм потерь, способный привести к эффективному уходу космических частиц. Вначале предполагалось, что таким механизмом являются ядерные взаимодействия, однако при таких взаимодействиях сечение поглощения для тяжёлых компонент космических лучей больше, чем для протонов. Поэтому спектр тяжёлых ядер космического излучения сильно отличался бы от спектра протонов. Фактически же спектры протонов и тяжёлых ядер близки, так что механизм потерь должен быть одинаково эффективен как для протонов, так и для тяжёлых ядер.

Было высказано предположение, что диффузия космических лучей из нашей Галактики приводит к более быстрой потере частиц по сравнению с механизмом ядерных столкновений [49]. При постоянной скорости инжекции возрастное распределение космических лучей определяется следующим образом:

$$P(l)dl = N_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \cdot \frac{dt}{T}, \quad (15.7)$$

где  $T$  – среднее время жизни. Если  $\tau$  означает время между приводящими к рассеянию столкновениями с магнитными стенками; то энергия, приобретенная частицей за время  $t$ , равна

$$W(t) = Mc^2 \exp\left(\frac{B^2 t}{\tau}\right). \quad (15.8)$$

Подставляя  $t$  из (15.8) в (15.7), находим распределение частиц по энергиям

$$\pi(W)dW = \left(\frac{\tau}{B^2 T}\right) \cdot (Mc^2) \cdot \frac{\tau}{B^2 T} \cdot \frac{dW}{W^1 + (\tau/B^2 T)}, \quad (15.9)$$

где  $\pi(W)$  - вероятность того, что космическая частица имеет энергию в пределах от  $W$  до  $W + dW$ . Такой спектр, в согласии с наблюдениями, уменьшается с увеличением энергии по обратному степенному закону. Экспериментальные данные дают для спектрального индекса (показателя степени – Ред.) значение, примерно равное **2,5** в диапазоне энергий от  $4 \cdot 10^9$  до  $2 \cdot 10^{15}$  эВ. Таким образом,

$$1 + \frac{\tau}{B^2 T} = 2,5$$

$$\tau = 1,5B^2 T \approx 1,5 \cdot 10^{-8} T. \quad (15.10)$$

Если основной причиной потери частиц является диффузия, то среднее время диффузии должно быть меньше среднего времени жизни частицы по отношению к ядерным взаимодействиям. Средний свободный пробег при ядерных взаимодействиях соответствует величине порядка  $70 \text{ г/см}^2$ , а сечение поглощения  $\sigma \approx 2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ . Тогда для среды, плотность которой  $\sim 10^{24} \text{ г/см}^3$ , средний свободный пробег до поглощения равен

$$\Lambda = \frac{1}{\sigma N} = 7 \cdot 10^{25} \text{ см}. \quad (15.11)$$

Предполагая, что частица движется со скоростью света, получим оценку среднего времени жизни частицы

$$T = \frac{\Lambda}{c} = 2 \cdot 10^{15} \text{ сек},$$

т.е. примерно **60 млн.** лет. Поэтому среднее время диффузии должно быть существенно меньше **60 млн.** лет, возможно  $\sim 5 \text{ млн.}$  лет.

### Глава 3. Об механизма ускорения космического излучения.

#### Глава 3: §1. Движения частиц в магнитном поле земли..

В полярных сияниях наблюдаются частицы, обладающие энергией  $10^4$  -  $10^5$  эв. Частицы с такой же энергией и даже с энергией на несколько порядков выше обнаружены в радиационных поясах Земли. Энергия частиц космического излучения достигает  $10^{18}$  эв. Всё это наводит на мысль, что в космическом пространстве должны существовать механизмы ускорения. Можно предполагать, что такие механизмы действуют в магнитосфере Земли, межпланетном, межзвёздном и, возможно, межгалактическом пространствах. Вопрос о локализации этих механизмов, а также отдельные стороны самого явления по-разному трактуются различными авторами. Однако все они сходятся на том, что в основе ускорительных процессов лежит взаимодействие заряженных частиц с изменяющимися магнитными полями. Эту мысль впервые высказал в 1933 г. Свани [36]. Обсуждение вопросов происхождения космических лучей, а также других видов корпускулярного излучения выходит за рамки данной книги. Читатели, интересующиеся этими проблемами, могут обратиться к недавно опубликованным обзорам Гинзбурга и Сыроватского [37] и Моррисона [38].

#### Об адиабатическом изменении импульсов.

Заряженные частицы, движущиеся в магнитных полях, которые изменяются во времени или пространстве, при определённых условиях могут ускоряться. Рассмотрим медленно меняющиеся магнитные поля, к которым применимы результаты, полученные в разд. 2.3.

Изменение составляющей импульса  $p_{\perp}$  простым образом связано с изменением напряжённости магнитного поля, в котором находится частица. Эта связь вытекает из инвариантности величины.

$$C = \frac{p_{\perp}^2}{B}. \quad (1)$$

В общем случае поле  $B$  меняется как в пространстве, так и во времени. Однако следует отметить, что ускорение частиц может иметь место даже в

том случае, если магнитное поле постоянно во времени, при условии, что оно меняется в пространстве. Изменение поля  $\mathbf{B}$  происходит вследствие того, что частица в процессе дрейфа проходит области с различной напряженностью поля. Такой дрейф, как было показано в разд. 2.6.1, может быть вызван электрическим полем. Поскольку дрейфующая частица проходит области с различной напряженностью магнитного поля, её ведущий центр переходит с одной эквипотенциальной поверхности электрического поля на другую, а это приводит к изменению энергии.

Что касается составляющей импульса  $p_{\parallel}$ , то здесь ситуация несколько сложнее. Будем различать два случая.

А. Частицы, не захваченные магнитной ловушкой, могут рано или поздно встретить на своём пути движущееся магнитное зеркало. Если частица, имеющая импульс  $p_{\parallel}$ , параллельный полю  $\mathbf{B}$ , сталкивается с таким зеркалом, её энергия, как показано в разд. 2.3.7, изменяется на величину

$$\Delta W = 2Up_{\parallel}. \quad (2)$$

Эта величина положительна или отрицательна, в зависимости от знака  $U$ . Если  $U$  – скорость намагниченного облака, с которым связано магнитное зеркало, то она всегда значительно меньше скорости света. Энергия ультррелятивистских частиц равна

$$W \approx c(p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2)^{1/2}, \quad (3)$$

откуда следует, что относительное изменение энергии  $\Delta W/W$  очень мало:

$$\left| \frac{\Delta W}{W} \right| = 2Up_{\parallel}c^{-1}(p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2)^{-1/2} < \frac{2U}{c}. \quad (4)$$

Процесс, посредством которого частица наращивает свою энергию при отражении от движущегося магнитного зеркала, лежит в основе механизма ускорения заряженных частиц, предложенного Ферми [39-41]. Считают, что это наиболее важный механизм ускорения космических лучей и других частиц высоких энергий. Однако этот механизм слишком специфичен, поскольку он предполагает, что активную роль играет только один специальный тип электрического поля [см. формулу (85) разд. 2.3.7]. В

действительности заряженная частица может отбирать энергию от электрических полей самой разнообразной структуры, которые неизбежно создаются различными типами движений и воли (включая ударные волны), возникающих в межпланетной и межзвёздной плазме.

Б. Пусть частицы захвачены в ловушку и испытывают многократные отражения от магнитных зеркал. В таком случае окончательный эффект можно определить при помощи продольного инварианта (см. разд. 2.3.7).

$$J = \oint p_{\parallel} ds. \quad (5)$$

Из отношения (5) непосредственно следует, что если зеркала движутся навстречу друг другу, импульс  $p_{\parallel}$  возрастает, и наоборот. Если частица удерживается между двумя сближающимися зеркалами, то увеличение  $p_{\parallel}$  приводит к уменьшению угла  $\alpha$  между векторами  $p$  и  $\mathbf{B}$  (см. рис. 2.6), и если угол  $\alpha$  становится достаточно малым, частица уходит из ловушки (см. разд. 2.3.6). Изменение расстояния между зеркалами может происходить в магнитном поле, меняющемся во времени, где зеркала сближаются или расходятся, а также в постоянных, но неоднородных полях, если дрейфующая частица попадает в магнитные ловушки с различными расстояниями между зеркалами. Пример последнего случая – дрейф в магнитосфере – был уже рассмотрен нами количественно в разд. 2.6.2.

Отметим, что для частиц, движущихся в постоянном магнитном поле, справедливо выражение (53) разд. 2.3.6, так что

$$p_{\parallel}^2 = -p_{\perp}^2 - 2meV + const. \quad (6)$$

Эта формула показывает, что увеличение  $p_{\parallel}^2$  приводит к уменьшению  $p_{\perp}^2$  на ту же самую величину, если только частица не переходит с одной эквипотенциальной поверхности электрического поля  $V$  на другую. Полный импульс меняется только в том случае, если имеет место такой переход.

### Однократное ускорение.

Важным примером однократного ускорения является проникновение межпланетной плазмы в магнитосферу Земли (см. разд. 2.6). В таком случае происходит магнитное сжатие плазмы.

Если частица приходит из межпланетного поля напряжённостью  $10^{-4}$  гс в область магнитосферы, где напряженность поля равна, скажем,  $10^{-2}$  гс, то как следует из инвариантности магнитного момента  $p_{\perp}^2/B$ , величина  $p_{\perp}^2$  возрастает в **100 раз**. В соответствии с изложенным в разд. 2.6.2 одновременно возрастает величина составляющей  $p_{\parallel}$ . таким образом, если характерная энергия частиц и межпланетной плазме составляет несколько сот  $\text{эВ}$  (что соответствует температура несколько миллионов градусов), то эти частицы легко ускоряются в магнитосфере до энергий, превышающих  $10^4$  эв. В связи с этим следует заметить, что как в магнитосфере, так и в межпланетном пространстве могут существовать электрические поля, параллельные  $\mathbf{B}$  (см. разд. 5.1.3). ускорение частиц в таких полях также может играть важную роль.

### Глава 3: §2. Механизмы ускорения космических частиц.

Энергетический спектр различных компонент первичных космических лучей, полученный Айзу и сотрудниками, даёт важную информацию о механизмах ускорения, так как он относится к области малых энергий, о которой до сих пор имелось мало данных. Как описано в предыдущей статье [1], а также в краткой заметке [2] (эти статьи обозначаются в дальнейшем как *A* и *B*, соответственно), спектр жёсткостей различных тяжёлых ядер фактически одинаков и имеет максимум около  $2,2 \text{ Бэв}$ . Этот факт рассматривается как специфический для механизма ускорения частиц от тепловых до полурелятивистских энергий.

В *A* и *B* доказывалось, что 1) ускорение, ответственное за низкоэнергетическую часть, не постоянно в пространстве и во времени; оно локализовано в некоторых особых областях Галактики; 2) ионизационные потери не имеют существенного значения во время пролета частиц от источников к Земле.

Существует возможность, что эффект солнечной модуляции может быть причиной наблюдаемого максимума в спектре. Эта возможность детально не разрабатывалась, хотя, как было отмечено в *A* и *B*, она пока не исключается. Однако на основании того факта, что общий вид энергетического спектра  $\alpha$  – частиц заметно не изменился со времени слабой солнечной активности 1954 г. и до значительно более сильной активности 1957 г., в то время как общий поток уменьшился примерно в 2 раза [3], солнечная модуляция не кажется основной причиной образования такого вида спектра, который был получен на опыте.

Новые данные об  $\alpha$  – частицах [3] заставляют возмозможность, так как эти данные показывают, что вид спектра может изменяться с изменением солнечной активности; при этом вместе с солнечной активностью изменяется как положение максимума, так и величина потока.

Трудно получить максимум в спектре жесткости,  $f(R)$ , если рассматриваемая пространственная область не локализована. Это будет

показано следующей простейшей иллюстрацией. Пусть темпы роста жесткости и потери частиц равны  $a(R)$  и  $b(R)$  соответственно, и зависят от жесткости  $R$ . В стационарном состоянии спектр жесткости определяется из уравнения.

$$\frac{d}{dR}(af) + bf = 0. \quad (1)$$

Наклон  $f(R)$  можно определить, исследуя знак логарифмической производной

$$\frac{f'}{f} = -\frac{(a' + b)}{a}. \quad (2)$$

Так как и  $a$  и  $b$  положительны по определению, то наклон будет положительным, если  $a' < 0$  и  $|a'| > b$ . Это требует, чтобы ускорение становилась более при уменьшении жесткости. Такой механизм ускорения редко рассматривался в связи с происхождением космических лучей, хотя мы укажем некоторые возможности.

Однако если область локализована, то обычно можно ожидать наличие максимума в спектре. Зависимость  $n(R)$  плотности частиц от жесткости в рассматриваемой может быть выражена уравнением, аналогичным (1), в котором  $f$  заменено на  $n$ , а наблюдаемая интенсивность потока выражается в следующем виде:

$$f(R) \sim b'(R)n(R), \quad (3)$$

где «излучаемость»  $b'(R)$  может отличаться от  $b(R)$  на число частиц, поглощённых внутри области ускорения. Тогда логарифмическая производная  $f(R)$  выражается как.

$$\frac{f'}{f} = \frac{b_1'}{b_1} - \frac{(a' + b_1)}{a}. \quad (4)$$

Вследствие прибавления члена  $b_1'/b_1$  положительный наклон может получиться даже в случае  $a' > 0$ .

Как частный случай, локализованный ускоряющей области, мы можем рассмотреть межзвёздное пространство и солнечную систему,

изолированную от него магнитными облаками. В этом случае  $n(R)$  соответствует плотности космических лучей в межзвёздном пространстве, а  $f(R)$  - интенсивность потока вблизи Солнца.

Если мы примем модель, в которой магнитные облака непрерывно испускаются Солнцем, как это было предложено Паркером [4], то спектр жесткости наблюдаемой формы можно получить при помощи диффузионной модели Моррисона и Паркера [5]. Можно ожидать изменения интенсивности, связанного со слабым изменением положения максимума, если размер, скорость и поле магнитных облаков изменяются с периодом солнечных пятен. В связи с предположением, сделанным Нагашимой и Дорманом [6], интересно отметить, что приведённая модель может быть ответственна за суточные вариации.

Так как вопрос о солнечной модуляции будет оставаться открытым до проведения повторных исследований в периоды различной солнечной активности, мы рассмотрели другие возможности, связанные с предположением об особых ускоряющих областях.

1) Модель расширяющейся оболочки. Эта модель противоположна модели солнечной модуляции и, возможно, действует при взрывах Сверхновых, таких как Крабовидная туманность. Расширяющаяся оболочка препятствует выходу частиц малой энергии из туманности. В этом случае фактор  $b^1$  в (3) определяет форму спектра при малой жесткости при условии, что размеры магнитных неоднородностей берутся равными  $10^{15}$  см.

2) Модель с поглощением. Если магнитная стенка неподвижна, то поглощение частиц в защищённой области может образовать требуемый спектр [2]. Такой механизм может быть эффективным в протяженных атмосферах красных гигантов и сверхгигантов.

3) Зеркальная модель. Магнитные «зеркала», по-видимому, довольно часто образуются в магнитных полях спиральных ветвей Галактики, в Крабовидной туманности и около солнечных пятен. Два таких «зеркала» образует магнитную «бутылку», в которой частицы удерживаются и могут

ускоряться. Здесь имеют место, как процесс ускорения, так и модуляция; при этом спектр частиц, выходящих из «бутылки», не противоречит наблюдаемому спектру.

Предпочтение какой-либо из приведённых выше моделей можно будет оказать лишь после тщательного исследования энергетических спектров. Особый интерес для нас представляют спектры *Li*, *Be* и *B*; результаты, относящиеся к этой проблеме, будут получены во время конференции.

### Глава 3: §3. Происхождение галактических космических лучей.

На основе данных, изложенных в предыдущих разделах, можно установить, имеет ли высокоэнергичная компонента космических лучей галактическое или внегалактическое происхождение. Во-первых, можно показать, что чрезвычайно высокую плотность потока энергии космических лучей невозможно объяснить, не предлагая существования механизма накопления частиц, причём характерные размеры области, где накапливаются частицы, по крайней мере, равны размерам межпланетного пространства. В противном случае предположение о постоянстве плотности энергии космического излучения означало бы, что во вселенной полная энергия космических лучей превышает энергию, заключённую во всех остальных формах. Это весьма маловероятно, так как эффективность механизма ускорения космических лучей (другими словами, эффективность преобразования остальных форм энергии в энергию космических лучей) чрезвычайно мала и поэтому, ожидать, что общая плотность энергии в других формах должна значительно превышать плотность энергии космических лучей. С другой стороны, легко видеть, что межпланетная магнитная полость не пригодна для удержания космических лучей. Максимальные обнаруживаемые энергии космических лучей достигают значений в  $10^{20}$  эв, в то же время межпланетное поле не может удержать частицы с энергиями, превышающими  $3 \cdot 10^{12}$  эв (см. предыдущий раздел). Поэтому преимущественное накопление частиц должно происходить в области с, гораздо большими размерами. Таким образом, космические лучи должны иметь галактическое или внегалактическое происхождение.

Если космические лучи имеют галактическое происхождение, то любая анизотропия направления прихода частиц должна быть связана со структурой галактической полости. Поэтому можно ожидать, что любая анизотропия галактических космических лучей должна отражать большую концентрацию галактического вещества в диске Галактике. Однако анизотропия космических лучей не была обнаружена. Следовательно,

разумно предполагают, что галактическая магнитная полость соответствует «**короне**» - гало или сферической области, окружающей гало.

Происхождение космических лучей представляет собой до сих пор не решенную проблему. Так, например, если предположить, что каждые 10 звёзд Галактики излучают космические лучи так же, как Солнце, то все равно количество образуемых космических лучей недостаточно для объяснения наблюдаемого потока [43]. Вопросы происхождения галактических космических лучей обсуждаются ниже.

### **Происхождение космических лучей.**

Для объяснения происхождения космических лучей необходимо выяснить, в каких областях пространства они образуются, и определить характерные особенности этих областей (скажем, плотность вещества, напряженность электрического или магнитного поля). С другой стороны, если источник космических лучей установлен, то можно определить основные параметры области, в которой они образовались. Так как существующие ныне теории происхождения космических лучей кладутся в основу большей части современных исследований, представляется разумным дать краткий обзор этих теорий и определить, какие дополнительные сведения о галактической среде и вселенной могут быть получены из наблюдений космических лучей. Кроме того, на основе изложенного можно будет более оценить современное состояние наших знаний о космических лучах.

Галактика содержит большое число источников интенсивного излучения. Вполне вероятно, что эти источники являются также очагами активности космических лучей, где космические частицы ускоряются до чрезвычайно больших энергий ещё до проникновения в межзвёздную среду. Отсюда следует, что космические лучи возникли или при образовании Галактики, или на ранней стадии её эволюции, когда свойства Галактики сильно отличались от теперешних. Однако эта гипотеза маловероятно и может быть отвергнута на основе измерений состава ядерной компоненты космических

лучей, а именно из-за аномально высокого относительного содержания элементов с  $Z \geq 10$  в космических лучах по сравнению с распространенностью этих элементов на Солнце. Легко показать, что такой состав элементов невозможен, если возраст космических лучей сравним с возрастом Галактики. Пусть  $\tau_0$  означает время жизни ядра в космических лучах, т.е. среднее время, прошедшее от образования ядра до его соударения с другим ядром в межпланетном пространстве. Если длина пробега ядра между взаимодействиями равна  $\lambda$ , а плотность галактического вещества  $\rho$ , то время жизни ядра.

$$\tau = \frac{\lambda}{\rho c}. \quad (15.2)$$

Предположим, что в момент времени  $t = 0$  в среду инжектируется  $N_0$  ядер. Тогда число ядер в момент времени  $t$  равно

$$N = N_0 e^{-(\lambda/\rho c)t}. \quad (15.3)$$

Длина свободного пробега  $\lambda$  приблизительно соответствует  $72 \text{ г/см}^2$  для ядер группы  $M$ ,  $4,8 \text{ г/см}^2$  для ядер группы  $H$  и  $2,7 \text{ г/см}^2$  для ядер железа. Так как средняя плотность межзвёздного вещества составляет около  $1,7 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3$ , то времена жизни ядер оказываются равными от  $4,4 \cdot 10^8$  лет для протонов до  $1,6 \cdot 10^7$  лет для ядер железа. Здесь важно отметить, что число тяжёлых ядер, не распавшихся к настоящему времени, должно быть ничтожно мало. Минимальная оценка возраста Галактики даёт величину  $8 \cdot 10^9$  лет. Поэтому должна сохраняться лишь ничтожная часть первоначальных ядер железа, равная,  $N/N_0 = e^{-500}$ . Таким образом, если бы даже все исходные первичные частицы состояли из ядер железа, существующее в настоящее время содержание железа в космических лучах было бы невозможно объяснить, не говоря уже о содержании остальных элементов, входящих в состав космических лучей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе выше изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Показано, что механизм захвата частиц геомагнитным полем осуществляется за счёт альbedo – нейтронов космических лучей.
2. Отмечено, что в составе солнечного ветра наряду с протонами высокой энергии имеются гелий, углерод, кислород, а также тяжёлые элементы.
3. Механизм изменения интенсивности заряженных частиц в зависимости от цикла солнечной активности до сих пор не ясен.
4. На основе альbedo – нейтронов можно объяснить существование протонов высокой энергии во внутреннем поясе, вблизи Земли.
5. Вопрос о механизме заполнения электронами внешней зоны пока остаётся открытым.
6. В пределах разрешенной зоны все направления частицы являются разрешенным, т.е. угловое распределение частиц должно быть изотропным.
7. Вариация интенсивности частиц во внешней зоне связана с солнечной активностью.
8. Сильное изменение частиц в радиационных поясах Земли наблюдается во время магнитных бурь.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.L.Ginzburg. Nuovo Cimento, Suppl., 3, 38, 1956.
2. I.S.Shklovsky. Ibid., 8, 421, 1958.
3. V.L.Ginzburg. Ibid., 8, 430, 1958.
4. B.Mills, Observatory, 78, 116, 1958.
5. G.Westerhaut. BAN, 14, N 488, 215, 1958.
6. O.Struve. Sky and Telescope, 38, N 7, 364, 1959.
7. С.А.Шейн. Доклад на Парижской конференции по радиоастрономии, июнь 1958 г.
8. Р.Минск. Доклад на Парижской конференции по радиоастрономии, июнь 1958 г.
9. G.R.Whitfield. M.N., 117, 680, 1957.
10. H.Rishbeth. Austr. J.Phys., 11, N 4, 550, 1958.
11. Г.Г.Гетьманцев. Астр. Ж., 35, № 5, 722, 1958 г.
12. И.С.Шкловский. Астр. Ж., 33, 631, 1956 г.
- 13.С.Н.Вернов, А.Е.Чудаков и др. «Труды международного семинара по изучению физики межпланетного пространства с помощью космических лучей». Ленинград, стр.29, 1969 г.
- 14.Б.А.тверской, «Труды международного семинара по изучению физики межпланетного пространства с помощью космических лучей». Ленинград, стр.159, 1969 г.
- 15.Б.А.Тверской. ЖЭТФ, 53, 1417, 1967 г.
- 16.Г.Ф.Крымский, ДАН СССР, 234, 1307, 1977 г.
- 17.В.Н.Васильев. Диссертация. Ленинградский политехнический институт им. М.И.Калинина, Ленинград, 1977 г.
- 18.С.Б.Пикельнер. Докл. АН СССР, 88, 229, 1953 г.
- 19.В.Л.Гинзбург. УФН, 51, 343, 1953 г.
- 20.V.L.Ginzburg. Progr. in Elem. Partikle and Cosmik Ray Phys. 4, 338, 1958.
- 21.L.Biermann, L.Davis, Z.Naturforsch., 13a, 909, 1958.
- 22.P.S.Freier, E.P.Ney, C.J.Waddington. Phys. Rev., 113, 921, 1959.

23. A. Engler, M. F. Rfplon, J. Klarmann. *Phys. Rev.*, 112, 597, 1958.
24. M. Koshiba, G. Schultz, M. Schein. *Nuovo Cimento*, 9, 1, 1958.
25. S. Hayakawa, K. Ito, Y. Terashima. *Suppl. Progr. Theor. Phys.* №6, 1958.
26. V. Y. Rajopadhye, C. J. Waddington. *Phill. Mag.*, 3, 19, 1958.
27. С.Б.Пикельнер. *Изв. Крымской обс.*, 10, 74, 1953 г; *Астр. ж.* 34, 314, 1957 г. С.Б.Пикельнер, И.С.Шкловский, *Астр. ж.* 34, 145, 1957 г.
28. L. Spitzer. *Astrjphys. J.*, 124, 20, 1956.
29. H. C. Van de Hulst. *Report of Solvay Conference*, 1958 (in press).
30. M. I. Large, D. S. Mathewson, C. G. T. Haslam. *Nature*, 183, 125, 1959.
31. M. Schwarzschild, L. Spitzer. *Observatory*, 73, 77, 1953.
32. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle. *Rev. Mod. Phys.*, 129, 547, 1957.
33. M. Schmidt. *Astrophys. J.*, 129, 243, 1959.
34. E. E. Salpeter. *Astrophys. J.*, 129, 608, 1959.
35. H. Aizu, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, M. Koshiba, I. Mito, J. Nishimura, K. Yokoi a. M. Shein. *The Primari Cosmik Rfdiation at Prince Albert, Canada.* *Наст. Выпуск*, стр. 112.
36. S. Hayakawa, M. Koshiba. *Progr. Theor. Phys.*, 21, 473, 1959.
37. P. H. Fowler et all. *Phill. Mag.*, 8, 157, 1957; F. B. McDonald. *Phys Rev.*, 107, 1386, 1957; *Nuovo Cimento, Suppl.*, 8, 500, 1958; P. S. Freier, E. P. Ney a. P. H. Fowler. *Nuovo Cimento Suppl.*, 8, 492, 1958; *Nature*, 181. 1319, 1958.
38. E. N. Parker. *Astrophys. Journ.*, 128, 664, 1958.
39. P. Morrison. *Phys Rev.*, 101, 1397, 1956. E. N. Parker. *Phys Rev.*, 103. 1518, 1956.
40. K. Nagashima, *J. Geochem.*, 7, 51, 1955, см. также IV том настоящего издания. Л. И. дорман. *Вариации космических лучей*, Гостехиздат. 1957 г. L. I. Dorman, E. L. Feinberg. *Nuovo Cimento Suppl.*, 8, 379, 1958.