

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕЖЗВЁЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

С. Б. Пикельнер

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы выяснилась большая роль, которую должны играть в космической физике магнитные поля. Эта роль обусловлена сравнительно большой величиной проводимости σ (порядка 10^{12} CGSE) и очень большими размерами газовых масс, что делает межзвёздную среду похожей на сверхпроводящую жидкость. Время релаксации магнитного потока в проводнике размера R по порядку величины равно¹

$$t \approx \frac{\sigma R^2}{c^2} \quad (1.1)$$

и в условиях межзвёздного газа превышает 10^{12} лет. Учёт подвижности среды, как показал А. Я. Киппер², значительно уменьшает время распада поля, однако оно остаётся бóльшим, чем время существования газового облака.

Сочетание сверхпроводимости с подвижностью межзвёздной среды создаёт весьма специфические свойства её, которые изучаются недавно появившейся отраслью электродинамики и гидродинамики — магнитной гидродинамикой^{3, 4, 5, 6}. Наглядно эти свойства иногда характеризуют как «приклеенность» магнитных силовых линий к веществу, которая выражается в том, что участок силовой линии всегда проходит через один и тот же элемент газа. Движение газа как бы деформирует силовые линии (движение проводника в магнитном поле индуцирует токи, поле которых, складываясь с первоначальным, изменяет его описанным выше образом), причём характер деформации зависит от соотношения плотностей магнитной $\frac{1}{8\pi} H^2$ и кинетической $\frac{1}{2} \rho v^2$ энергий. Если $\frac{1}{8\pi} H^2 \ll \frac{1}{2} \rho v^2$, то движение вещества происходит так же, как без магнитного поля; последнее

следует за движением среды и при этом «запутывается». Если же движение происходит, например, в однородном поле с $\frac{1}{8\pi} H^2 > \frac{1}{2} \rho v^2$, то уже небольшие деформации поля создают магнитные силы, которые препятствуют дальнейшему продвижению вещества.

Движение несжимаемой жидкости в однородном поле произвольной напряжённости H_0 было рассмотрено Альфвеном³, который показал, что некоторое состояние движения должно переноситься вдоль H_0 со скоростью $V = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$ (магнитно-гидродинамическая волна). В случае наличия турбулентных движений поле будет запутываться хаотическими движениями и при этом усиливаться до тех пор, пока его энергия не сравняется с энергией движений малого масштаба⁴. При этом напряжённость первоначального поля, с которого начинается усиление, не имеет значения, и поскольку небольшие поля всегда могут возникнуть из-за диффузии под действием градиентов плотности и температуры, наличие хаотического магнитного поля в межзвёздной среде весьма вероятно. Образование регулярного поля представить труднее.

Окончательное решение вопроса о наличии и о характере магнитного поля в межзвёздной среде могут дать только наблюдения. Прямых доказательств наличия магнитного поля в Галактике в настоящее время нет, так как напряжённость его слишком мала, чтобы дать измеримый эффект Зеемана. Однако имеется несколько косвенных доказательств.

Первое было выдвинуто Ричтмайером и Теллером⁷, которые исходили из наблюдаемой изотропии и плотности энергии космических лучей. Если бы не было магнитного поля и частицы двигались бы прямолинейно, то изотропия их у поверхности Земли свидетельствовала бы об изотропии в объёме, гораздо большем, чем наша Галактика, и плотность энергии космических лучей в Метагалактике равнялась бы плотности их близ Земли, за пределами её магнитного поля. Последняя величина на четыре порядка больше, чем средняя плотность энергии излучения в Метагалактике, т. е. для образования космических лучей нужны источники, на четыре порядка более мощные, чем источники света звёзд. Поскольку такие источники в настоящее время не известны, приходится предположить, что космические лучи удерживаются в пределах Галактики магнитным полем. Это обеспечивает изотропию космических лучей и снимает энергетические трудности, так как мощность источников, необходимая для восполнения их потерь при столкновениях с ядрами атомов межзвёздного газа, оказывается на несколько порядков меньше, чем энергия, выделяемая звёздами Галактики в виде света. Радиус кривизны траектории частицы с энергией E эв в поле H численно равен $r = E/300H$ см. Для удержания космических лучей r должно быть меньше среднего размера Галактики; отсюда Альфвен получил оценку $H \geq 10^{-8}$ эр-

стеда⁸. Более детальный анализ условий удержания привёл⁸ к выводу о наличии в Галактике почти сферической подсистемы разреженного (сравнительно со средней плотностью вблизи плоскости Галактики) газа с большой дисперсией скоростей. Этот газ несёт хаотические магнитные поля с напряжённостью $H \approx 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$, которые могут удерживать космические лучи в пределах Галактики.

Второе косвенное доказательство наличия магнитного поля в Галактике дают наблюдения радиоизлучения на метровых волнах. Поскольку имеются подробные обзоры^{9, 10}, мы не будем здесь останавливаться на этом вопросе; отметим только, что радиоизлучение в значительной своей части является тормозным излучением релятивистских электронов и свидетельствует о наличии поля $H \approx 10^{-5}$, причём оно занимает в Галактике область, совпадающую примерно со сферической подсистемой разреженного газа.

Третье доказательство основано на наблюдаемом явлении поляризации света звёзд, которому посвящён настоящий обзор. Как будет видно из дальнейшего, это явление позволяет определить не только напряжённость поля, но и его конфигурацию в среднем на расстояниях в несколько сот парсек.

Четвёртый метод исследования поля, предложенный Г. А. Шайном¹¹, опирается на факт наличия весьма вытянутых туманностей, светлых и тёмных, причём направления вытянутости близких туманностей мало различаются и в среднем имеют тенденцию располагаться в плоскости Галактики. Вытянутые туманности приобрели свою форму, по видимому, из-за наличия почти однородного поля с напряжённостью, достаточной для сдерживания их расширения (вследствие тепловых и макроскопических движений) в направлениях, не совпадающих с направлением поля.

Этот метод имеет то преимущество, что он даёт не усреднённые, а локальные характеристики поля, относящиеся к сравнительно небольшому объёму. Наличие почти однородного поля не следует, вообще говоря, из общих свойств проводящей среды и ставит довольно сложную задачу его объяснения. Однако наличие его подтверждается поляризацией света звёзд.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Хильтнером¹² и Холлом¹³ в 1949 г. и независимо В. А. Домбровским¹⁴ в 1950 г. впервые было замечено, что свет некоторых звёзд поляризован. Поляризация различна для разных звёзд, и её максимальная величина достигает 8—10%. Поляризация заметна, в основном, у достаточно далёких звёзд, которые должны быть абсолютно яркими, чтобы их можно было изучать. В основном это горячие звёзды и более холодные гиганты. Степень поляризации в пределах точности измерений¹ не зависит от длины волны вплоть до

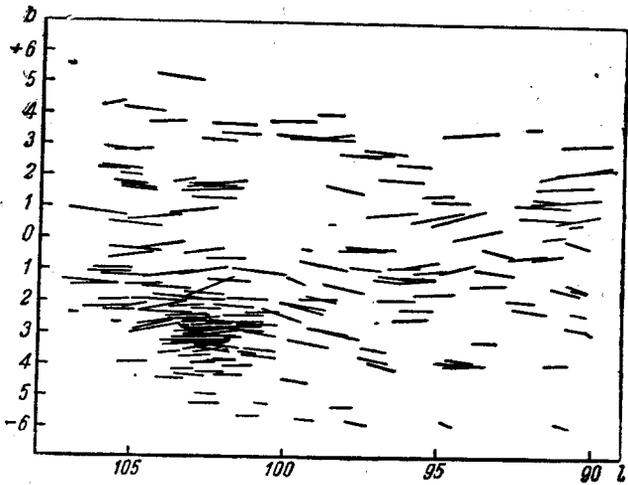


Рис. 1.

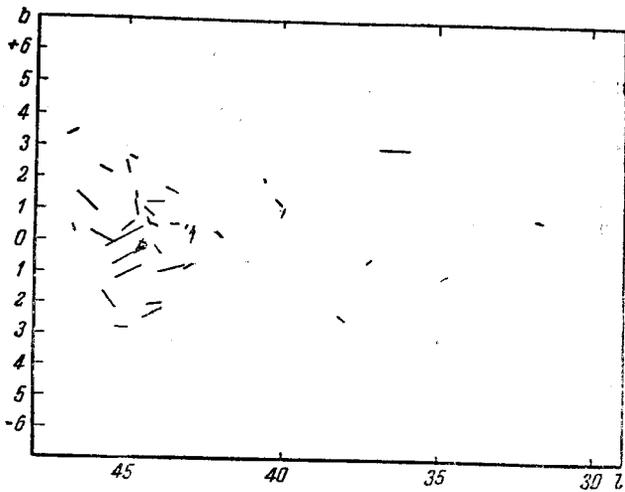


Рис. 2.

$\lambda = 8000 \text{ \AA}^{15*}$). Плоскость колебаний электрического вектора близка к плоскости галактического экватора, однако этот эффект зависит от галактической долготы. Сильнее всего он выражен в направлениях, где луч зрения пересекает спиральный рукав под большим углом, и меньше всего в направлении, где луч зрения скользит вдоль рукава. Это хорошо видно на рис. 1 и 2, заимствованных из¹⁵; ось

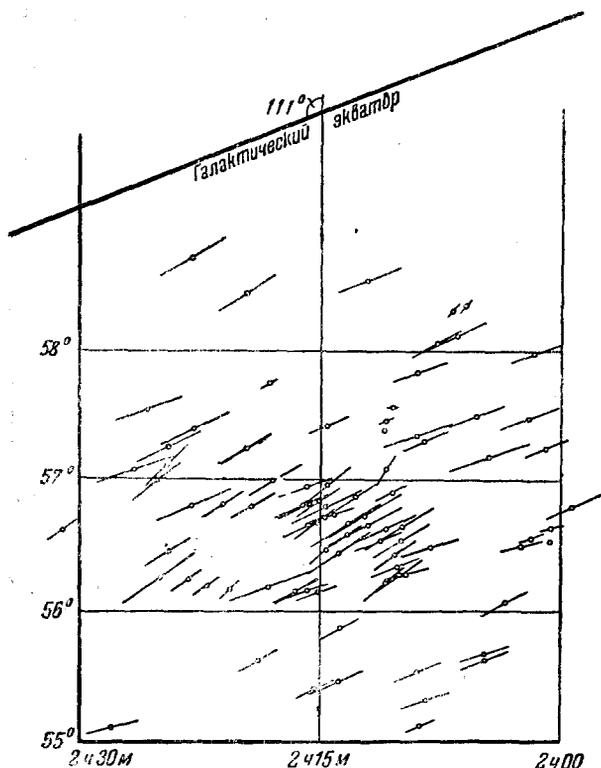


Рис. 3.

абсцисс параллельна галактическому экватору, длина отрезка соответствует степени поляризации данной звезды, а направление совпадает с преимущественным направлением колебаний электрического вектора. Рис. 2 относится к созвездию Лебедя, где мы смотрим вдоль рукава; никакой преимущественной ориентации здесь нет. Рис. 1 и 3, заимствованный из¹⁶, обнаруживают хорошее согласие в ориентации. Однако для разных звёзд она несколько различна;

*) Последние данные дают небольшое (до 20%) уменьшение поляризации в красной части спектра сравнительно с его синей частью.

по оценке Чандрасекара и Ферми¹⁷ дисперсия составляет около 10° , а по более точной оценке¹⁸ — около 7° . В этой же работе отмечено, что существует статистическая зависимость между дисперсией направлений и величиной поляризации в данной области; в среднем они обратно пропорциональны: чем больше поляризация, тем меньше дисперсия направлений. Наличие поляризации только у более далёких звёзд и связь ориентации векторов поляризации разных звёзд сразу заставили высказать гипотезу, что поляризация обусловлена

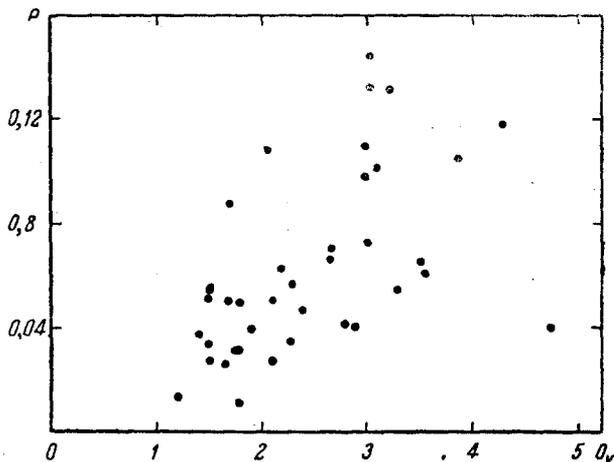


Рис. 4.

условиями прохождения света сквозь межзвёздную среду. Свет, проходя сквозь эту среду, испытывает поглощение пылинками, имеющими размеры порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ см. Подробнее о свойствах пыли будет сказано ниже. Если поляризация обусловлена неодинаковым поглощением света с различно ориентированным электрическим вектором, то должна существовать зависимость между поляризацией и покраснением звезды, связанным с величиной поглощения. Такое сопоставление делалось несколькими авторами. Рис. 4 показывает связь между поляризацией и поглощением в визуальных лучах для звёзд, расположенных в направлении центра Галактики¹⁹. Зависимость, несомненно, имеется, но разброс значителен. При этом из рассмотренного более обширного материала был сделан вывод, что связь не обратимая, т. е. для наличия поляризации необходимо поглощение, но не все звёзды со значительным поглощением обнаруживают заметную поляризацию. Зависимость становится более определённой, если выбрать звёзды, расположенные в пределах небольшой площадки¹⁵ (рис. 5). Хоуг²⁰ исследовал поляризацию звёзд в пяти так называемых рассеянных звёздных скоплениях. Оказалось, что на площадке диаметром $10'$ дисперсия в направлениях поляризации мала. Поляри-

зация и поглощение для отдельных звёзд несколько различны, но отношение поляризации к избытку цвета E в международной системе (характеризующему покраснение звезды и пропорциональному поглощению) почти постоянно для звёзд каждого скопления и меняется в зависимости от галактической долготы скопления. Зависимость эту можно представить в виде

$$\frac{p}{E} = a [1 - |\cos(l - l_s)|], \quad (2.1)$$

где p — степень поляризации, $a = 10,8\%$ и $l_s = 35^\circ$. Значение $l = 35^\circ$ соответствует направлению спирального рукава в окрестностях Солнца (созвездие Лебедь); здесь поляризация наименьшая и направление её беспорядочно.

Все указанные факты — зависимость поляризации от поглощения, связь её с галактической долготой, связь ориентации с галактическим

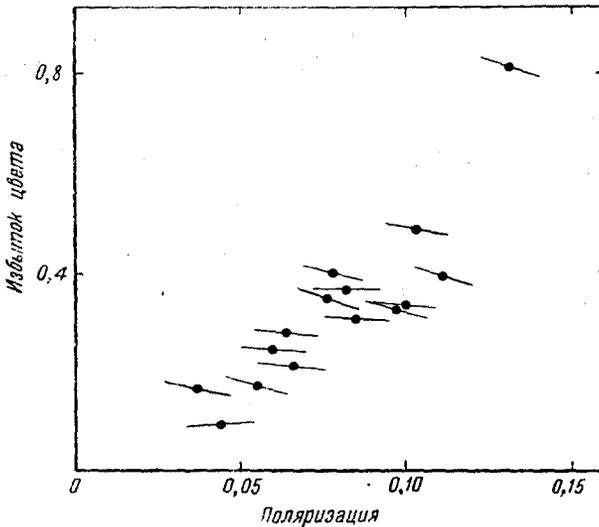


Рис. 5.

экватором — делают почти несомненной гипотезу о межзвёздном происхождении поляризации. Качественно данные наблюдений можно объяснить, если принять, что пылинки имеют удлинённую форму (свет с электрическим вектором, направленным вдоль длинной оси, поглощается сильнее, чем перпендикулярно поляризованный), длинные оси их ориентированы приблизительно перпендикулярно к спиральному рукаву, причём в отдельных пылевых облаках ориентация часто бывает одинаковой, а разные облака имеют несколько различную поляризацию. Если свет проходит через несколько облаков с различно

ориентированными пылинками, то поляризация в результате будет незначительной, тогда как поглощение будет велико. Этим объясняется односторонняя связь указанных величин. Разброс направлений поляризации в созвездии Лебедя объясняется тем, что длинные оси пылинок лежат почти в картинной плоскости и небольшие флюктуации сильно изменяют направление наибольшего наклона к этой плоскости. Кроме того, поляризация в данном созвездии вообще мала и слабо зависит от поглощения.

В. А. Домбровский¹⁶ считает, что поляризация присуща самим звёздам и не имеет межзвёздного происхождения. Он исходит из различия поляризации некоторых близких звёзд в созвездии Персея (рис. 3), из отсутствия однозначной зависимости между поляризацией и поглощением, из наличия слабой зависимости между абсолютной яркостью звезды и поляризацией. Однако эти факты могут быть объяснены клочковатой структурой пылевых облаков, что видно и на непосредственных фотографиях их, и небольшими систематическими ошибками наблюдений. Во всяком случае, отказ от межзвёздного происхождения поляризации создаёт несравненно большие трудности для её объяснения.

3. СВОЙСТВА МЕЖЗВЁЗДНЫХ ГАЗА И ПЫЛИ

Первые данные о наличии газа в межзвёздном пространстве (кроме туманностей с яркими линиями в спектре) были получены из наблюдений линий поглощения Ca II и Na I, присутствующих в спектрах почти всех звёзд классов O и B (температура больше 20 000°). В более холодных звёздах эти линии маскируются собственными линиями звезды. При наблюдениях с большой дисперсией межзвёздные линии обычно разделяются на несколько компонентов с различными скоростями²¹. Анализ этого факта привёл к выводу, что газ распределён не равномерно, а образует облака с концентрацией порядка 10—20 атомов·см⁻³. Облака участвуют во вращении Галактики и, кроме того, движутся хаотически, причём дисперсия скоростей зависит от плотности и размеров облака: более массивные облака, дающие сильные линии, имеют дисперсию порядка 10 км/сек, менее массивные — порядка 35 км/сек. Размеры облаков порядка 10 парсек (1 парсек равен 3,08·10¹⁸ см), на луче зрения в плоскости Галактики их находится 8—10 на 1000 парсек. Таким образом, облака занимают около 5% объёма вблизи плоскости Галактики, и средняя концентрация газа здесь около одного атома в 1 см³. Небольшая дисперсия скоростей большинства облаков приводит к тому, что они концентрируются в тонком слое (полутолщина 100 парсек) около плоскости Галактики. Ширина линий поглощения свидетельствует о наличии внутри облаков хаотических движений со скоростью 1—2 км/сек. Скорости движений в эмиссионных туманностях доходят до 10 км/сек. Между обла-

ками находится разреженный газ с концентрацией $n \approx 0,1$ атом \cdot см $^{-3}$. Дисперсия скоростей его — порядка 70—100 км/сек и полутолщина — около 10 000 парсек (диаметр Галактики около 20 000 парсек).

Основным элементом в межзвёздном газе, как и в звёздах, является водород (около 80% по массе). Далее идёт гелий (около 20%) и другие элементы (около 1%), среди которых наиболее обильные — O, N, C. Металлы по отношению к этим элементам составляют около 1%, среди них больше всего железа.

По физическим свойствам газ распадается на резко отличные области: зоны ионизованного и неионизованного водорода²². Первые простираются на 50—100 парсек вокруг горячих звёзд. Большинство облаков представляют собой зоны H I. Газ между облаками ионизован вблизи плоскости Галактики и не ионизован вдали от неё, где мало горячих звёзд. В зонах H II электронная концентрация — порядка концентрации газа (10—20 в облаках и 0,1 между облаками), кинетическая температура около 10 000°. В неионизованных облаках $n_e \approx 0,01$ см $^{-3}$ (электроны получают, в основном, от ионизации углерода); кинетическая температура порядка 60—100° К. Часть газа образует молекулы H₂, CH, CN и др. Данные о температуре получены из относительных интенсивностей линий в эмиссионных туманностях, по радиоизлучению ионизованного газа, излучению радиолинии нейтрального водорода ($\lambda = 21$ см) и из теоретических расчётов²³.

Кроме газа, в межзвёздном пространстве имеется пыль. Её наличие было впервые установлено по тёмным туманностям, видимым непосредственно на фотографиях, когда они проектируются на светлую туманность или на яркий фон Млечного Пути. Если около пылевой туманности имеется яркая звезда, то туманность рассеивает её свет и потому кажется светлой. Позже было показано, что свет практически всех звёзд, расположенных вблизи плоскости Галактики и не слишком близких к нам, ослабляется, проходя через межзвёздное пространство. Поглощение селективно и в видимой области спектра пропорционально λ^{-1} . Звёзды из-за поглощения кажутся более красными, и это позволяет довольно уверенно определять величину поглощения. По величине поглощения была оценена масса пыли (в предположении, что средний размер частиц порядка нескольких десятых микрона, см. ниже), которая вблизи галактической плоскости составляет примерно 1% массы газа. Позже было показано, что это соотношение справедливо и для туманности Ориона²⁴.

Пыль образует слой примерно такой же толщины, как и облака газа (около 100 парсек). Исследование флюктуаций поглощения показало, что пыль распределена не равномерно, а сосредоточена в отдельных облаках²⁵, причём одно облако поглощает в среднем около 0,25 звёздной величины^{26, 27} (одна звёздная величина соответствует изменению яркости в 2,512 раза, или изменению логариф-

ма яркости на 0,4). Естественно, встал вопрос о тождественности облаков газа и пыли. Исследования нескольких авторов показали, что имеется некоторая корреляция между интенсивностью межзвёздных линий поглощения и покраснением звёзд, хотя более сложные вторичные эффекты (главным образом непропорциональность толщи газа и интенсивности линии) усложняют связь. Было указано²⁸, что, поскольку газ при своём движении должен увлекать пыль, концентрация газа в облаке должна вызвать и концентрацию пыли, хотя относительное движение пыли и газа под действием давления радиации и других сил может привести к различной относительной концентрации пыли и газа. Сравнение излучения диффузных туманностей в линии H_α и в непрерывном спектре²⁹ показало, что в более ярких туманностях нельзя обнаружить свет звезды, отражённый пылью; из-за сильного излучения атомной природы. В менее ярких туманностях излучение, обязанное пыли, проявляется. Поэтому можно думать, что наличие пыли характерно для большинства диффузных туманностей. Недавно связь распределения газа и пыли была подтверждена³⁰ сравнением поглощения с интенсивностью радиоизлучения с $\lambda = 21$ см, которые показали тесную корреляцию.

Наблюдения радиоизлучения на волне 21 см и другие методы, а также исследование поглощения света в других галактиках показали, что и пыль и газовые облака располагаются, в основном, вдоль спиральных ветвей галактик вместе с горячими звёздами. Само наличие спиральной структуры до сих пор загадочно: оно не является чисто механическим эффектом. Непонятно, почему облака не расползаются из ветвей, что придаёт им такую устойчивость, какие процессы привели к образованию спиралей, которые очень типичны для галактик. Интересно, что наличие пыли в разных галактиках тесно связано с наличием и степенью развития спиральной структуры, увеличиваясь с последней.

Рост пылинок происходит, по видимому, путём адсорбции атомов и молекул межзвёздного газа на их поверхности^{31, 32}. Могут адсорбироваться почти все атомы, кроме H и He, которые испаряются. Исходя из этого, ван де Холст³³ считает, что пылинки состоят из «ледяных» кристаллов с наиболее вероятным составом: H_2O , NH_3 , CH_4 и других соединений водорода, с небольшой примесью более тяжёлых элементов, в том числе металлов. Для роста необходимы сравнительно низкая температура и большая плотность; эти условия осуществляются в неионизованных газовых облаках. Возможно, что это обстоятельство также ответственно за связь между распределением газа и пыли. Рост пылинок ограничен их испарением при столкновениях с большой скоростью (столкновения облаков). Если существенно частичное испарение пылинок, то могут остаться менее летучие фракции, в частности металлы. Однако этот процесс маловероятен. Количественной теории образования межзвёздной пыли до

сих пор не существует. Вопрос о составе пыли имеет большое значение. Некоторые сведения здесь могут дать наблюдения, поскольку спектральный закон поглощения, отражательная способность (отношение рассеянного света к свету, удалённому пылинкой из основного пучка) и распределение рассеянного света по направлениям (индикатриса рассеяния) зависят от состава и размера частиц.

Теория ослабления света однородными сферическими частицами радиуса r с показателем преломления m (в общем случае комплексным, причём мнимая часть характеризует поглощение) была создана Ми³⁴. Эта теория, основанная на уравнениях Максвелла, даёт величину Q , равную отношению эффективного сечения рассеяния к геометрическому сечению сферы (πr^2), как функцию величины $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$. Численные расчёты по этой теории проводились рядом авторов^{35, 36} для различных m при $\alpha < 12$. Подробный анализ теории Ми для

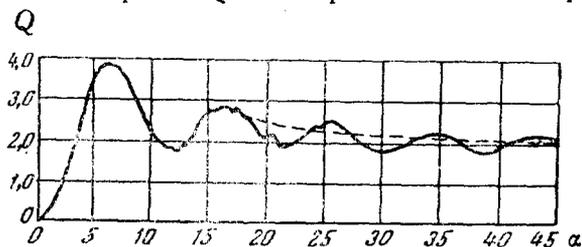


Рис. 6.

различных случаев с физической интерпретацией и методами численных расчётов дан ван де Холстом³⁷. Пример зависимости Q от α для действительного $m = 1,33$ дан на рис. 6. Из рисунка видно, что поглощение приблизительно пропорционально α (т. е. λ^{-1}) при $1,5 < \alpha < 4$. Подобные неравенства определяют для каждого значения m интервал размеров частиц, который даст наблюдаемый закон поглощения. Если построить зависимость Q от величины $2\alpha(m - 1)$, равной сдвигу фазы света, прошедшего частицу, то кривые практически совпадают для всех действительных m от 1 до 2³⁷. Это обстоятельство позволяет пользоваться одним расчётом для всего указанного интервала. Для частиц, сильно поглощающих свет (m имеет большую мнимую составляющую), максимум находится между $\alpha = 1$ и 2 и флюктуации после максимума слабо выражены. Нужно иметь в виду, что в этом случае m зависит от λ , и кривая Q от α не представляет непосредственно зависимости Q от λ .

Анализ решений, основанных на теории Ми, показал³³, что наблюдаемый закон межзвёздного поглощения может быть объяснён или ледяными ($m = 1,25 - 1,33$) частицами со средним диаметром

$\sim 0,8 \mu$ или металлическими (железными) частицами с диаметром $\sim 0,08 \mu$. В первом случае отражательная способность ~ 1 (диэлектрические частицы рассеивают, а не поглощают свет), во втором — от 0,10 до 0,15 (свет ослабляется, в основном, за счёт поглощения). Зависимость интенсивности рассеянного (непоглощённого) света от длины волны следует закону Релея (λ^{-4}), так как размеры металлических частиц меньше длины волны (полное ослабление света пропорционально λ^{-1}).

Индикатриса рассеяния в первом случае сильно вытянута в направлении падающего света (диффракция), во втором случае — симметрична относительно частицы и определяется законом $1 + \cos^2 \theta$ (релеевское рассеяние).

Сравнение ³³ указанных свойств с результатами наблюдений яркости рассеянного света в Галактике в области созвездия Лебедя ³⁸ привело к заключению, что частицы, в основном, диэлектрические, с небольшой примесью металлов. Однако Гютлер ³⁹ считает, что данных наблюдений недостаточно для однозначного решения вопроса и что при некоторых условиях железные частицы меньших размеров также могут объяснить наблюдения. Он указывает на влияние большой ⁴⁰ дисперсии коэффициентов преломления поглощающей материи и другие эффекты, которые могут оказать сильное влияние на расчёт. Математические трудности не позволили ему точно решить задачу в применении к условиям межзвёздных пылинок, но из оценочных расчётов он сделал вывод, что наблюдения не могут отвергнуть возможности значительной примеси металлов в пылинках. Нужно заметить, что из расчёта яркости отражательных туманностей и сравнения его с наблюдениями ^{29, 41} можно сделать вывод в пользу высокой отражательной способности пыли, т. е. в пользу её диэлектрической природы. Повидимому, последняя значительно более вероятна, чем металлический состав.

Для уточнения физических условий, в которых находится вещество пылинок, нужно знать их температуру. Температура пылинок определяется условием стационарности: величина поглощённой световой энергии равна энергии, излучённой пылинкой (в далёкой инфракрасной области). Поскольку средняя плотность лучистой энергии в Галактике хорошо известна, легко рассчитать, что чёрное тело должно иметь температуру около 3°K . Если коэффициент поглощения отличен от единицы, но постоянен по спектру, значение температуры не изменится. Однако пылинки очень слабо поглощают свет с длиной волны, значительно большей их размеров (диффракция), следовательно, и излучательная способность их в далёкой инфракрасной области мала. Поэтому равновесное значение температуры пылинок диаметром от 0,2 до 2μ выше, чем температура чёрного тела, и заключено в пределах $10\text{—}40^\circ \text{K}$ ³³. Перейдём теперь к теориям, непосредственно рассматривающим поляризацию звёздного света.

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ОРИЕНТИРОВАННЫМИ УДЛИНЁННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Не останавливаясь пока на механизме, ориентирующем частицы, рассмотрим, какое влияние на проходящий свет окажут удлинённые одинаково ориентированные пылинки. К сожалению, математические трудности не позволили рассчитать поглощение такими пылинками, если их размеры сравнимы с длиной волны, как это имеет место в действительности. Строгое решение получено Гансом для эллипсоидов, размеры которых значительно меньше длины волны ⁴², и Шеффером и Гроссманом для бесконечно длинных диэлектрических круговых цилиндров ⁴³. Эти теории применены для объяснения поляризации света соответственно Девисом и Гринстейном ⁴⁴ и ван де Холстом ⁴⁵.

Ганс подсчитывает индуцированный дипольный момент в предположении, что поле E однородно в частице. Это значит, что размер частиц значительно меньше длины волны, материал частицы однороден и таков, что магнитное поле волны несущественно. Частица — сфероид с осью симметрии длиной $2a_A$ и перпендикулярной осью $2a_T$. Электрическое поле внутри эллипсоида, окружённого средой с диэлектрической проницаемостью равной единице, определяется уравнениями

$$E_A = \frac{E_{A0}}{1 + \frac{m^2 - 1}{4\pi} P}; \quad E_T = \frac{E_{T0}}{1 + \frac{m^2 - 1}{4\pi} P}, \quad (4.1)$$

где E_{A0} и E_{T0} — составляющие внешнего электрического поля по оси симметрии и одной из перпендикулярных осей, m — комплексный показатель преломления, P — некоторый фактор, зависящий только от геометрической конфигурации эллипсоида. Величина этого фактора выражается через отношение осей сфероида $x = \frac{a_A}{a_T}$ следующим образом (в ⁴² вместо x использован эксцентриситет):

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{4\pi}{x^2 - 1} \left[\frac{x}{(x^2 - 1)^{1/2}} \operatorname{arcsch} x - 1 \right] & (x > 1), \\ P &= \frac{4\pi}{1 - x^2} \left[1 - \frac{x}{(1 - x^2)^{1/2}} \arccos x \right] & (x < 1), \\ P' &= 2\pi - \frac{1}{2} P. \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Эффективное сечение сфероида, ослабляющего свет, с электрическим вектором E , параллельным оси симметрии OA , обозначим σ_A , а для света с $E \perp OA$ обозначим σ_T . Тогда в случае чистого рассеяния ($m = n$ действительно)

$$\sigma_A = \frac{128\pi^5 \alpha^6}{3\lambda^4} \left[\frac{m^2 - 1}{3 + (m^2 - 1) \frac{3P}{4\pi}} \right]^2 = \frac{128\pi^5 \alpha^6}{3\lambda^4} G_A, \quad (4.3)$$

■ для металлических частиц (m имеет большую мнимую часть)

$$\sigma_A = \frac{8\pi^2 a^3}{\lambda} \operatorname{Im} \left[\frac{1 - m^2}{3 + (m^2 - 1) \frac{3P}{4\pi}} \right] = \frac{8\pi^2 a^3}{\lambda} H_A. \quad (4.4)$$

Здесь a — средний радиус сфероида, равный $(a_A a_T^2)^{1/3}$. Величины σ_T , G_T и H_T получаются заменой P на P' . Поляризация проходящего света будет иметь место, если $P \neq P'$. Для диэлектрических частиц сечение пропорционально λ^{-4} (закон Релея), для металлических частиц $\sim \lambda^{-1}$, если пренебречь зависимостью m от λ . Результаты расчётов σ_A и σ_T для вытянутых сфероидов, диэлектрических и металлических, приведены в табл. I, взятой из ⁴⁴. Последние три

Таблица I

Эффективные сечения и инерциальные свойства малых частиц

$x = a_A/a_T$	1	1,091	1,667	2,294	3,203	5,025
G_A	0,06250	0,06487	0,07590	0,08416	0,09175	0,09973
G_T	0,06250	0,06140	0,05707	0,05471	0,05285	0,05126
σ_A/σ_T	1,000	1,053	1,328	1,538	1,738	1,945
H_A	0,6000	0,6612	1,0105	1,2352	1,3739	1,4163
H_T	0,6000	0,5714	0,4640	0,4135	0,3764	0,3465
σ_A/σ_T	1,000	1,153	2,18	2,99	3,65	4,08
γ	1	1,095	1,889	3,132	5,628	13,126
100 Г	0	0,303	1,816	1,888	1,800	1,358
100 Г $\rho_g v a^2 / I$	0	0,804	6,38	8,16	9,76	9,97

строки таблицы содержат величины, которые понадобятся нам в дальнейшем.

Если $m = \sqrt{2}(1 - 0,5i)$, то поляризация приблизительно в два раза меньше, чем в таблице. В общем, поляризация велика даже для слабо вытянутых частиц. Рассмотрим зависимость поляризации от длины волны. Подсчёт показывает, что $\frac{\sigma_A}{\sigma_T} = \frac{G_A}{G_T}$ и $\frac{H_A}{H_T}$ слабо зависят от λ . Отношение поляризации к поглощению p/A характеризуется величиной $\frac{\sigma_A - \sigma_T}{\sigma_A + \sigma_T}$ и, следовательно, также слабо зависит от λ . Поскольку $A \sim \lambda^{-1}$, p должно быть пропорционально λ^{-1} , что противоречит наблюдаемой независимости поляризации от λ . Делалось предположение, что наличие частиц разных размеров может уменьшить это противоречие, поскольку сфероиды размером порядка λ дадут меньшую зависимость p от λ , но в то же время и меньшую поляризацию. Оценки ван де Холста ⁴⁵ показы-

вают, что предположение о наличии в межзвёздном пространстве двух классов частиц, один из которых производит поляризацию (малые частицы), а другой ответственен за поглощение, создаёт большие трудности. Действительно, для независимости p от λ поглощение большими частицами должно быть в 10 раз больше, чем поглощение малыми частицами, а это сильно уменьшает поляризацию и требует очень большой вытянутости малых частиц (x от 2 до 6 для m от 2 до 1,4 соответственно).

Тем не менее мы рассмотрим применение теории Ганса к расчёту поляризации света, так как, во-первых, возражения не являются решающими и, во-вторых, аппарат, развитый в⁴⁴, может быть использован и в более общих случаях.

Пусть ось сфероида образует угол α с электрическим вектором квазистатического однородного поля световой волны. Рассматривая падающий поляризованный свет как сумму двух волн, поляризованных параллельно и перпендикулярно к оси частицы, легко получить:

$$\sigma(\alpha) = \sigma_A \cos^2 \alpha + \sigma_T \sin^2 \alpha = \sigma_T + (\sigma_A - \sigma_T) \cos^2 \alpha. \quad (4.5)$$

Пусть теперь пылинка вращается в однородном магнитном поле \mathbf{B} . Угловой момент изображается вектором \mathbf{H} (рис. 7), ось симметрии OA описывает около \mathbf{H} конус с углом θ (нутация). Свет распространяется в направлении S , которое лежит в плоскости zOy и образует угол $\nu + \frac{\pi}{2}$ с \mathbf{B} ; \mathbf{H} локализуется углами β и Φ , ось OA — углами θ и ψ около \mathbf{H} , как около полярной оси. Если нет взаимодействия пылинки с магнитным полем, то Φ , β и θ постоянны, а ψ равномерно увеличивается. Влияние пылинки на свет нужно усреднить по ψ и по Φ , поскольку все значения Φ равновероятны.

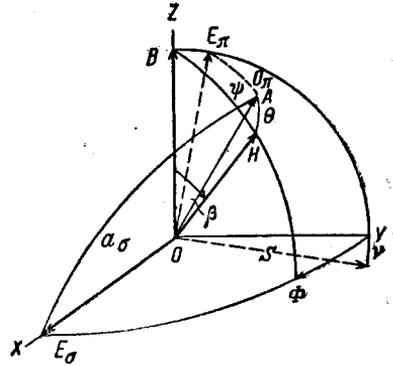


Рис. 7.

Из (4.5) видно, что усреднению подвергается квадрат косинуса угла между осью симметрии и направлением электрического вектора \mathbf{E} . Разлагаем \mathbf{E} на E_π (в плоскости BS) и E_σ , соответствующие интенсивностям \mathcal{J}_π и \mathcal{J}_σ . Средняя энергия, удалённая из световых пучков пылинкой, равна соответственно

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{J}_\pi [\sigma_T + (\sigma_A - \sigma_T) \overline{\cos^2 \alpha_\pi}] &= \mathcal{J}_\pi \Sigma_\pi(\beta, \theta, \nu, a), \\ \mathcal{J}_\sigma [\sigma_T + (\sigma_A - \sigma_T) \overline{\cos^2 \alpha_\sigma}] &= \mathcal{J}_\sigma \Sigma_\sigma(\beta, \theta, \nu, a). \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Средние вычисляются с помощью сферической тригонометрии. Окон-

чательные выражения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{\gamma} &= \sigma_T + (\sigma_A - \sigma_T) \frac{1}{2} \left(1 - \cos^2 \beta \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \beta \sin^2 \theta \right), \\ \Sigma_{\pi} &= \left[\sigma_T + (\sigma_A - \sigma_T) \left(\cos^2 \beta \cos^2 \theta + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{2} \sin^2 \beta \sin^2 \theta \right) \right] \cos^2 \nu + \Sigma_{\sigma} \sin^2 \nu. \end{aligned} \right\} (4.7)$$

Перейдём теперь от одной пылинки к совокупности их. Пусть y — координата вдоль луча зрения, $n_d(y)$ — число пылинок в 1 см^3 , $\rho(a) da$ — доля пылинок, имеющих размер a , $f(\beta, \theta, a)$ — функция распределения их по углам β и θ . Число пылинок, характеризующихся величинами β , θ и a в 1 см^3 , равно $f(\beta, \theta, a) \rho(a) n_d(y) d\beta d\theta da$. Если магнитное поле на пылинку не действует, то $f(\beta, \theta, a)$ определяется условием равномерного распределения энергии, получаемой пылинкой при столкновениях с атомами, и имеет вид

$$f_e(\beta, \theta) = \frac{1}{2} \gamma^{\frac{1}{2}} \sin \beta \sin \theta (\gamma \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)^{-\frac{3}{2}}, \quad (4.8)$$

где γ — отношение момента инерции около короткой оси к моменту инерции I около оси симметрии (табл. 1). $f_e(\beta, \theta)$ не зависит от a и I . В действительности, если пылинка обладает парамагнитными свойствами, на неё будет действовать в магнитном поле слабый тормозящий момент, действие которого будет рассмотрено в следующем параграфе. Этот момент изменит распределение, которое теперь будет иметь вид

$$f(\beta, \theta, a) = f_e(\beta, \theta) + f_1(\beta, \theta, a). \quad (4.9)$$

Чтобы вычислить поглощение, введём вместо y переменную N , определяемую условием $dN = n_d(y) dy$, физический смысл которой очевиден. Можно показать, что

$$d\mathcal{J}_{\pi} = -S_{\pi} \mathcal{J}_{\pi} dN, \quad (4.10)$$

где

$$S_{\pi} = \int_0^{\infty} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} \Sigma_{\pi}(\beta, \theta, \nu, a) f(\beta, \theta, a) \rho(a) d\beta d\theta da. \quad (4.11)$$

Конец оси OA выбирается так, что $\theta \leq \frac{\pi}{2}$, поэтому интегрирование по θ производится до $\frac{\pi}{2}$. Аналогично,

$$d\mathcal{J}_{\sigma} = -S_{\sigma} \mathcal{J}_{\sigma} dN, \quad (4.12)$$

где

$$S_{\sigma} = \int_0^{\infty} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} \Sigma_{\sigma}(\beta, \theta, \nu, a) f(\beta, \theta, a) \rho(a) d\beta d\theta da. \quad (4.13)$$

Результат интегрирования можно выразить через три функции:

$$F(a) = - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} \left(\cos^2 \beta \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \beta \sin^2 \theta \right) f_1(\beta, \theta, a) d\beta d\theta, \quad (4.14)$$

$$S_t = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} (2\sigma_T + \sigma_A) \rho(a) da, \quad (4.15)$$

$$S_p = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} (\sigma_A - \sigma_T) F(a) \rho(a) da, \quad (4.16)$$

где $F(a)$ — некоторая характеристика распределения частиц по углам, равная при $f = f_0$ нулю и достигающая значения $\frac{1}{3}$ в случае наибольшей упорядоченности вытянутых парамагнитных частиц (см. ниже), когда все длинные оси частиц перпендикулярны к \mathbf{B} ; $S_t N$ — оптическая толщина для пучка в целом, $S_{\pi} N$ и $S_{\sigma} N$ — оптические толщи для J_{π} и J_{σ} ; $S_p N \cos^2 \nu$ — «оптическая толщина» для поляризации. Можно показать, что

$$S_{\pi} = S_t - S_p \left(\cos^2 \nu - \frac{1}{3} \right); \quad S_{\sigma} = S_t + \frac{1}{3} S_p. \quad (4.17)$$

Теперь перейдём от оптических толщ к полному поглощению, избытку цвета и поляризации. Уравнение $dJ = -S J dN$ в случае постоянного S имеет решение $J = J_0 \exp\{-SN\}$, т. е. ослабление света в звёздных величинах:

$$\Delta m = -2,5 \lg \frac{J}{J_0} = 1,086 SN,$$

где SN — оптическая толщина. В случае, если на всём пути от звезды \mathbf{B} однородно, а $\rho(a)$ и f постоянны, то

$$\Delta m_{\pi} = 1,086 S_{\pi} N \quad \text{и} \quad \Delta m_{\sigma} = 1,086 S_{\sigma} N.$$

Различие яркости для двух положений поляроида $\Delta m_p = 1,086 N S_p \cos^2 \nu$. Степень поляризации

$$p = \frac{J_{\pi} - J_{\sigma}}{J_{\pi} + J_{\sigma}} = \frac{1 - \exp(-S_p N \cos^2 \nu)}{1 + \exp(-S_p N \cos^2 \nu)} = \frac{1}{2} S_p N \cos^2 \nu = 0,4605 \Delta m_p, \quad (4.18)$$

если $S_p N \ll 1$. Поглощение пылью $A_{pg} = 1,086 S_t N$, откуда

$$\frac{p}{A_{pg}} = 0,46 \frac{S_p}{S_t} \cos^2 \nu. \quad (4.19)$$

Для пылинок одного размера можно найти, что

$$\frac{p}{A_{pg}} = 2,07 F \cos^2 \nu \frac{\sigma_{A/\sigma_T} - 1}{\sigma_{A/\sigma_T} + 2}. \quad (4.20)$$

Для сравнения с данными Хоага (§ 2) нужно иметь в виду, что $A_{pg} = 4,7E = 9E_1$, где E_1 — избыток цвета в шкале Стеббинса, которая используется во многих работах. Наблюдаемое значение для максимума $p/A_{pg} \approx 0,02$ может быть объяснено теорией при $\nu = 0$, $F = \frac{1}{3}$ и $\sigma_{A/\sigma_T} = 1,086$ или, например, при $F = \frac{1}{15}$ и $\sigma_{A/\sigma_T} = 1,52$ ($x \approx 2$). Зависимости поглощения и поляризации от длины волны при этом не объясняются.

Далее в ⁴⁴ рассчитывается величина F при наличии магнитного поля. Прежде чем излагать этот расчёт, рассмотрим поляризацию и поглощение, производимое бесконечно длинными круговыми диэлектрическими цилиндрами. Общие формулы для этого случая ⁴³ похожи на формулы теории Ми. Величина Q означает отношение эффективного сечения к геометрическому, значки 1 и 2 соответствуют свету с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным к оси цилиндра. Тогда Q выражается через $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda}$ (r — радиус цилиндра) и показатель преломления m следующим образом:

$$Q_1(\alpha, m) = \frac{2}{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Re(b_n); \quad Q_2(\alpha, m) = \frac{2}{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Re(a_n), \quad (4.21)$$

где

$$b_n(\alpha, m) = \frac{m J'_n(y) J_n(\alpha) - J_n(y) J'_n(\alpha)}{m J'_n(y) H_n(\alpha) - J_n(y) H'_n(\alpha)}, \quad (4.22)$$

$$a_n(\alpha, m) = \frac{J'_n(y) J_n(\alpha) - m J_n(y) J'_n(\alpha)}{J'_n(y) H_n(\alpha) - m J_n(y) H'_n(\alpha)}, \quad (4.23)$$

где $y = m\alpha$, $J_n(\alpha)$ — функции Бесселя, $H_n(\alpha)$ — функции Ханкеля второго рода, штрих означает производную, символ \Re показывает, что берётся действительная часть, $b_{-n} = b_n$.

Результаты расчётов ⁴⁵ для различных m представлены на рис. 8, где Q_1 и Q_2 отложены в функции величины $\rho = 2\alpha(m-1)$. Вычислялось до 10 членов разложения. Нижняя кривая соответствует

показателю преломления, близкому к единице, когда $Q_1 = Q_2 = \pi \Sigma_1(\rho)$, где Σ_1 — функция Струве⁴⁶. Первые члены разложения Q_1 и Q_2 изображены на чертеже пунктиром. Для любых действительных значений m они имеют вид

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= \frac{\pi^2 (m^2 - 1)^2}{8} \alpha^3; \\ Q_2 &= \frac{\pi^2 (m^2 - 1)^2}{4 (m^2 + 1)^2} \alpha^3; \\ \frac{Q_1}{Q_2} &= \frac{(m^2 + 1)^2}{2}. \end{aligned} \right\} (4.24)$$

Однако этими значениями нельзя пользоваться для расчёта поляризации, так как из чертежа видно, что первые члены дают достаточное приближение только при $\rho < 1$ (особенно для $m = 1,25$).

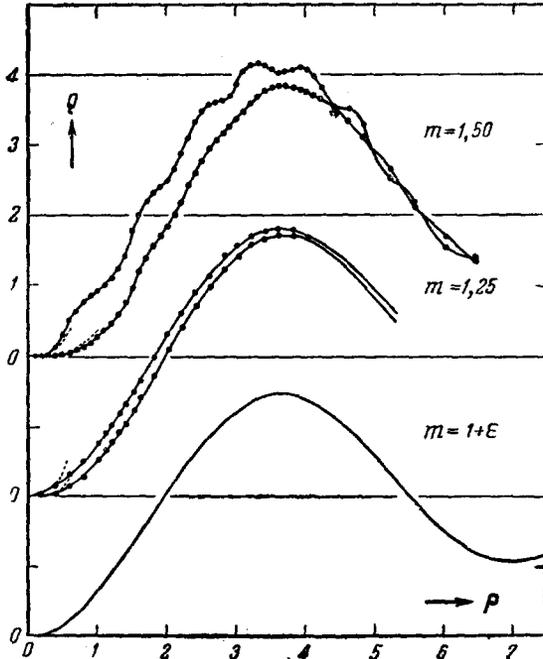


Рис. 8.

Между тем, для объяснения межзвёздного поглощения, пропорционального λ^{-1} в видимой и близкой инфракрасной области, нужно принять, что для реальных цилиндров ρ изменяется от 1 до 3 в указанном спектральном интервале. Можно считать, что $\rho = \lambda^{-1}$,

если λ выразить в микронах. При этом отношение Q_1/Q_2 значительно меньше, чем для первых членов.

В табл. II³³ даны для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ значения Q_1 , Q_2 и их отношения, причём r подобрано так, чтобы выполнялся спектральный закон поглощения.

Таблица II

 $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

Материал цилиндра	m	$2r$, μ	$\frac{2\pi r}{\lambda}$	Q_1	Q_2	$\frac{Q_1}{Q_2}$
Лёд	1,25	0,70	4,4	2,62	2,40	1,10
Стекло	1,50	0,35	2,2	2,90	2,26	1,28
То же с примесью металлов	$\left\{ \begin{array}{l} 1,50-0,1i \\ 1,41-0,41i \end{array} \right.$	0,32	2,0	2,55	1,90	1,34
		0,07	0,44	1,54	0,92	1,68
Наблюдения	—	—	—	—	—	1,07

В последней строке дана наблюдаемая величина при условии полной ориентации частиц, полученная из максимального значения p/A_{pg} с помощью соотношений: $p = 0,46\Delta m_p$, $\Delta m_p = A_1 - A_2$, $A_{pg} = \frac{500}{410} A_{5000} = \frac{500}{410} \frac{1}{2} (A_1 + A_2)$; $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{A_1}{A_2}$, где A_1 и A_2 — поглощение в звездных величинах для поляризованного света с различной ориентацией. Если использовать данные Хоага для $\frac{p}{E}$, то $\frac{Q_1}{Q_2} = 1,06$. Из таблицы видно, что достаточно хорошо ориентированные ледяные иглы могут объяснить наблюдаемую поляризацию. Для стеклянных игл запас ещё больше, но их наличие менее вероятно. Грубая оценка, подробности которой в^{33, 45} не приведены, показывает, что $Q_1 - Q_2$ уменьшается в два раза, если иглы заменить вытянутыми сфероидами с отношением осей 2:1, и в четыре раза, если отношение осей 1,3:1. При этом ледяные эллипсоиды уже не смогут объяснить наблюдаемой поляризации, а с примесью металлов могут, но при достаточно большой упорядоченности. Подробнее об этом будет сказано ниже. Очень существенно, что хотя Q_1 и Q_2 приблизительно пропорциональны λ^{-1} , разность их в том же спектральном интервале не зависит от λ (рис. 8), если отвлечься от небольших колебаний, которые сглаживаются при наличии частиц разных размеров. Это соответствует наблюдаемому факту независимости поляризации от длины волны и служит дополнительным аргументом в пользу правильности предложенного объяснения.

5. МЕХАНИЗМ ОРИЕНТАЦИИ ЧАСТИЦ

Ещё Хильтнер указал¹¹, что ориентация частиц может определяться магнитным полем. Первая количественная гипотеза, которая была предложена Спитцером и Туки⁴⁷ для объяснения упорядоченности, также исходила из наличия межзвёздного магнитного поля. Предполагалось, что частицы содержат большое количество железа, никеля и т. п. и обладают ферромагнитными свойствами и постоянным магнитным моментом. Взаимодействие этого момента с внешним полем стремится повернуть частицу вдоль поля, как стрелку компаса. Так как частица вращается, гироскопический эффект препятствует повороту, и ось частицы будет прецессировать, описывая конус около направления магнитного поля. Ориентация может иметь место только в случае, если момент очень велик, а также если вращение пылинки в магнитном поле затормозится за время между двумя последовательными столкновениями из-за тепловых потерь, связанных с явлением гистерезиса. Однако этот процесс малоэффективен. Поэтому пришлось предположить⁴⁷, что напряжённость межзвёздного поля порядка 10^{-4} , ферромагнитные свойства очень сильны, а температура газа ниже обычной (10° К). При этом направление поля должно быть перпендикулярно к галактической плоскости, что соответствует общему направлению поляризации, но не объясняет зависимости поляризации от долготы. Это обстоятельство, а также требование почти нереальных свойств пыли и физических условий делают гипотезу⁴⁷ маловероятной, и мы не будем её рассматривать в деталях. Недавно появившаяся работа⁴⁸ также исходит из упорядочения малых ферромагнитных пылинок магнитным полем и встречает те же трудности.

Более интересна гипотеза Девиса и Гринстейна⁴⁴, которые исходят из предположения, что ферромагнитные атомы содержатся в межзвёздной пыли в небольшом количестве и придают пылинке в целом не ферромагнитные, а парамагнитные свойства. Вращение пылинки в магнитном поле вызывает её непрерывное перемагничивание, при этом часть энергии переходит в тепло, источником которого является кинетическая энергия вращения, в результате чего на пылинку действует небольшой момент, замедляющий её вращение. Прежде чем излагать расчёты в деталях, рассмотрим грубо общую физическую картину явления. На рис. 9 ω означает вектор угловой скорости частицы, \mathbf{V} — вектор напряжённости магнитного поля. Магнитный момент единицы объёма частицы \mathbf{M} (намагничивание) не совпадает по направлению с \mathbf{V} ; из-за конечного времени релаксации, связанного с диссипацией энергии, он как бы увлекается пылинкой. Взаимодействие \mathbf{M} и \mathbf{V} даёт вращательный момент

$$\mathbf{L} = \mathbf{V}\mathbf{M} \times \mathbf{V},$$

имеющий направление $(\omega \times \mathbf{V}) \times \mathbf{V}$ (V — объём частицы). На самом

деле картина несколько сложнее, так как ось вращения не неподвижна относительно частицы, последняя совершает нутацию, ось её OA и вектор ω описывают конусы около вектора вращательного момента \mathbf{H} . Поскольку взаимодействие мало, а нутация совершается с большой частотой, так что за время одной нутации изменения несущественны, здесь и дальше принято, что процесс можно усреднить, считая ω постоянным и совпадающим с \mathbf{H} .

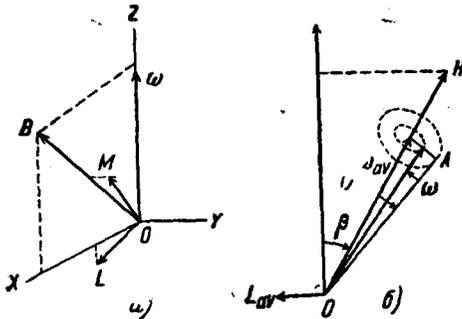


Рис. 9.

Действие момента \mathbf{L} на вращающееся тело вызывает аperiодическую прецессию: момент вращения постепенно приближается к направлению поля \mathbf{B} . Математически это следует из уравнения $\frac{d\mathbf{H}}{dt} =$

$= \mathbf{L}$, которое показывает, что в процессе этого приближения проекция \mathbf{H} на \mathbf{B} остаётся постоянной, так как $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$. Следовательно,

частица в результате этого процесса будет вращаться вокруг оси, совпадающей с \mathbf{B} . Ниже показано, что ось вращения будет наименьшей осью эллипсоида инерции, т. е. частица повернётся так, что её длинная ось установится перпендикулярно к магнитному полю. Отличие описанного процесса от механизма Спитцера и Туки в том, что для последнего нужно полностью затормозить пылинку между столкновениями, а здесь поворот осуществляется при незначительной потере угловой скорости. Поэтому для механизма Девиса и Гринштейна достаточны парамагнитные свойства и более слабое поле. Процессу ориентации частиц мешают столкновения с атомами. Окончательно должно установиться некоторое частично упорядоченное распределение осей, соответствующее динамическому равновесию обоих процессов. Рассмотрим теперь, следуя⁴⁴, всё это более подробно.

Момент, возникающий от парамагнитного тор-
можения. Пусть поле в веществе изменяется синусоидально, $\mathbf{B} = eB_0 \cos(\omega t + \delta)$, где e — единичный вектор. Подобно переменному электрическому полю в диэлектрике, взаимодействие \mathbf{B} с веществом можно описать с помощью комплексной магнитной восприимчивости, мнимая часть которой характеризует потери.

Величина намагничивания (⁴⁹, стр. 20)

$$\mathbf{M} = eB_0 [\chi' \cos(\omega t + \delta) + \chi'' \sin(\omega t + \delta)], \quad (5.1)$$

где χ' и χ'' — действительная и мнимая части магнитной восприим-

чивости. Если частота поля $\omega = 0$, то $\chi'' = 0$ и $\chi' = \chi_0$ — обычной статической восприимчивости.

Предположим, что $\mathbf{B} = \text{const}$ и пылинка вращается с постоянной угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$ около оси, неподвижной и в пылинке и в пространстве. Пусть $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — единичные векторы в неподвижной системе координат, которую выбираем так, что $B_y = 0$, и $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ — во вращающейся. Начало отсчёта выбрано так, что

$$\mathbf{e}_x = \mathbf{i} \cos \omega t - \mathbf{j} \sin \omega t; \quad \mathbf{e}_y = \mathbf{i} \sin \omega t + \mathbf{j} \cos \omega t; \quad \mathbf{e}_z = \mathbf{k} = \frac{\boldsymbol{\omega}}{\omega}. \quad (5.2)$$

Тогда во вращающейся системе

$$\mathbf{B} = B_z \mathbf{k} + B_x \left[\mathbf{i} \cos \omega t + \mathbf{j} \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (5.3)$$

и если тело изотропно, то намагничение

$$\mathbf{M} = \chi_0 B_z \mathbf{k} + B_x [\mathbf{i} (\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t) + \mathbf{j} (-\chi' \sin \omega t + \chi'' \cos \omega t)] = \chi_0 B_z \mathbf{e}_z + \chi' B_x \mathbf{e}_x + \chi'' B_x \mathbf{e}_y. \quad (5.4)$$

Следовательно, во вращающемся теле составляющая \mathbf{M} по оси x изменена по сравнению со статическим случаем в $\frac{\chi'}{\chi_0}$ раз, а угол «увлечения» \mathbf{M} равен $\arctg(\chi''/\chi')$. Механический момент

$$\mathbf{L} = V \mathbf{M} \times \mathbf{B} = V (\chi_0 - \chi') \omega^{-2} (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega}) (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) + V \chi'' \omega^{-1} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (5.5)$$

Первый член действует перпендикулярно к $\boldsymbol{\omega}$ и не изменяет энергии вращения, он производит только прецессию вокруг \mathbf{B} , не влияющую на распределение, так как $V B^2 (\chi_0 - \chi') \ll kT$. По той же причине можно не учитывать действие дополнительного очень маленького момента $\chi_0^2 B^2 V$, который стремится повернуть длинную ось парамагнитного эллипсоида параллельно \mathbf{B} . Только член с χ'' производит накапливающийся эффект.

Величина χ'' в общем виде (⁴⁹, стр. 97) для частоты порядка ω_c , соответствующей равномерному распределению энергии, имеет вид

$$\chi'' = \frac{\gamma_0 \omega}{\omega_0} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{\omega^2}{2\omega_0^2} \right),$$

где

$$\hbar \frac{\omega_0}{2\pi} = 2\beta^2 \left[8S(S+1) \sum_{p \neq q} r_{pq}^{-6} \right]^{1/2}. \quad (5.6)$$

Здесь $\beta = eh/4\pi m_e c = 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/гаусс — магнетон Бора, S — спиновое квантовое число ферромагнитных ионов и $\sum_{p \neq q} r_{pq}^{-6} = 7 \cdot 2n_c^2$, где n_c — концентрация ионов Fe (см. ⁴⁹, стр. 13—15), $2[S(S+1)]^{1/2} = 5,92$

для Fe IV; для других ионов оно того же порядка или несколько меньше. С этими значениями получаем $\omega_0 = 3,66 \cdot 10^{12} n$, где $n = 10^{-24} n_c$ — число атомов Fe на кубический ангстрем. Статистическая магнитная восприимчивость (⁴⁹, стр. 6)

$$\chi_0 = \frac{n_c g^2 J(J+1) \beta^2}{3kT_g} = \frac{7,28n}{T_g}, \quad (5.7)$$

где T_g — температура пылинки, и принято, что

$$g [J(J+1)]^{1/2} = 2 [S(S+1)]^{1/2} = 5,92.$$

Поскольку практически интересны значения $\omega < 0,7\omega_0$, экспонента близка к единице, и после подстановки постоянных

$$\chi'' = 2,5 \cdot 10^{-12} \frac{\omega}{T_g}$$

при условии $10^{-2} > n > 6 \cdot 10^{-21} \left(\frac{T}{a^5 \rho_g} \right)^{1/2} = 10^{-6} - 10^{-7}$. Нижний предел следует из условия $\omega < 0,7\omega_0$, где частота вращения

$$\begin{aligned} \omega \approx \omega_e &= \left(\frac{2 \cdot \frac{3}{2} kT}{I} \right)^{1/2} = \\ &= 1,57 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T}{a^5 \rho_g} \right)^{1/2} \text{ рад/сек} \approx 5 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^6 \end{aligned} \quad (5.8)$$

в областях HI и HII. Верхний предел следует из условия применимости закона Кюри: железные атомы не должны быть настолько близки, чтобы появилось сильное взаимодействие. Можно подсчитать, что n в межзвёздной пыли удовлетворяет поставленным условиям. Интересно, что при этом χ'' не зависит от концентрации атомов Fe, так как изменение χ_0 с изменением n компенсируется удалением ω от резонансной частоты ω_0 , также зависящей от n . Это обстоятельство означает, что в указанных пределах расчёт не зависит от состава пыли (от доли ферромагнитных атомов).

Влияние слабого тормозящего момента на ориентацию частиц. Рис. 10, a изображает плоскость, проходящую через момент вращения \mathbf{H} и ось симметрии \mathbf{e}_A . В силу симметрии вектор угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ также лежит в этой плоскости. Углы между векторами — θ , θ_H и θ_ω указаны на чертеже. I и $I\gamma$ — моменты инерции около \mathbf{e}_A и \mathbf{e}_T . Можно написать:

$$\boldsymbol{\omega} = \mathbf{e}_A \omega \cos \theta_\omega + \mathbf{e}_T \omega \sin \theta_\omega, \quad (5.9)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{e}_A H \cos \theta + \mathbf{e}_T H \sin \theta = \mathbf{e}_A I \omega \cos \theta_\omega + \mathbf{e}_T I \gamma \omega \sin \theta_\omega. \quad (5.10)$$

Из этих уравнений

$$\cos \theta_\omega = \frac{H}{I \omega} \cos \theta; \quad \sin \theta_\omega = \frac{H}{I \gamma \omega} \sin \theta. \quad (5.11)$$

Так как $\theta_H = \theta - \theta_\omega$, то

$$\begin{aligned}\cos \theta_H &= \frac{H}{I\gamma\omega} (\gamma \cos^2 \theta + \sin^2 \theta); \\ \sin \theta_H &= \frac{H}{I\gamma\omega} (\gamma - 1) \sin \theta \cos \theta.\end{aligned}\quad (5.12)$$

Кинетическая энергия вращения

$$R = \frac{1}{2} [I (\omega \cos \theta_\omega)^2 + I\gamma (\omega \sin \theta_\omega)^2]. \quad (5.13)$$

Подставляя (5.11), получаем:

$$\frac{2I\gamma R}{H^2} = \gamma \cos^2 \theta + \sin^2 \theta, \quad (5.14)$$

откуда

$$\frac{2R}{H\omega} = \cos \theta_H. \quad (5.15)$$

Основные уравнения движения имеют вид

$$\dot{\mathbf{H}} = \mathbf{L} = V(\chi_0 - \chi') \omega^{-2} (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega}) (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) + V \frac{\gamma''}{\omega} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (5.16)$$

$$\dot{R} = \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{L} = -V \frac{\gamma''}{\omega} [\omega^2 B^2 - (\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{B})^2], \quad (5.17)$$

где точка означает производную по времени. Для того чтобы оце-

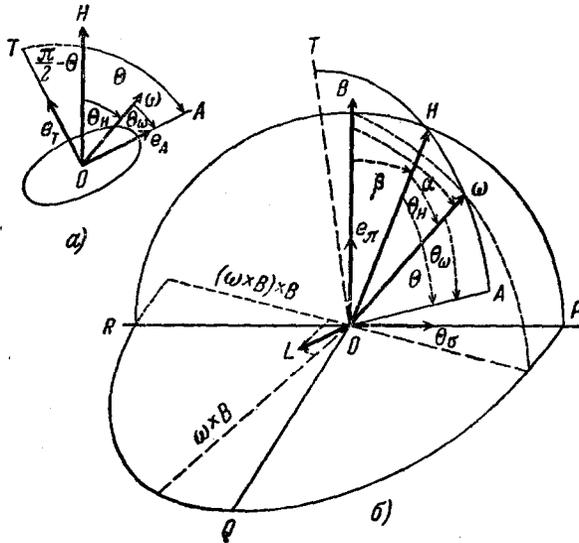


Рис. 10.

нить кумулятивный эффект, нужно усреднить $\dot{\mathbf{H}}$ и \dot{R} по нутации. Для этого рассмотрим рис. 10, б). Вследствие нутации плоскость,

содержащая OT , \mathbf{H} , $\boldsymbol{\omega}$ и OA , вращается с постоянной угловой скоростью $\dot{\psi}$ около \mathbf{H} , так что θ , θ_ω и θ_H остаются постоянными. Легко видеть, что $\overline{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}}$ направлено по OQ , т. е. вдоль $\mathbf{H} \times \mathbf{B}$ и $\overline{(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}$ — по OR , т. е. в плоскости \mathbf{B} и \mathbf{H} . Отсюда следует, что первый член правой части (5.16) вызывает прецессию \mathbf{H} вокруг \mathbf{B} , не изменяя ни β , ни \mathbf{H} . Поэтому его можно не учитывать при расчёте ориентации. Средняя величина второго члена равна

$$\begin{aligned} V \frac{\gamma''}{\omega} \overline{(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}} &= V \frac{\gamma''}{\omega} (\overline{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}}) \times \mathbf{B} = \\ &= -V \frac{\gamma''}{\omega} \omega B^2 \sin \beta \cos \theta_H \mathbf{e}_\sigma. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Следовательно, \mathbf{H} по спирали приближается к \mathbf{B} , причём проекция \mathbf{H} на \mathbf{B} постоянна. В проекциях это можно записать:

$$\overline{\dot{H}_\pi} = 0; \quad \frac{dH_\sigma}{dt} = \frac{d(H_\pi \operatorname{tg} \beta)}{dt} = -V \frac{\gamma''}{\omega} \omega B^2 \sin \beta \cos \theta_H. \quad (5.19)$$

Отсюда можно определить скорость изменения β — одного из основных параметров, определяющих ориентацию

$$\overline{\dot{\beta}} = -\frac{\gamma''}{\omega} \frac{VB^2}{I\gamma} \sin \beta \cos \beta (\gamma \cos^2 \theta + \sin \theta). \quad (5.20)$$

В пределе $\beta = 0$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{B}$.

Скорость изменения другого параметра ориентации θ определяется уравнениями:

$$\frac{dH^2}{dt} = \frac{d}{dt} (H_\pi^2 + H_\sigma^2) = -2V \frac{\gamma''}{\omega} \omega B^2 H \sin^2 \beta \cos \theta_H, \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} \overline{\dot{R}} &= -V \frac{\gamma''}{\omega} \omega^2 B^2 (1 - \overline{\cos^2 \alpha}) = \\ &= -V \frac{\gamma''}{\omega} \omega^2 B^2 \left(1 - \cos^2 \theta_H \cos^2 \beta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_H \sin^2 \beta \right), \end{aligned} \quad (5.22)$$

где $\overline{\cos^2 \alpha}$ преобразован с помощью сферической тригонометрии.

Продифференцируем (5.14), разрешим относительно $\dot{\theta}$ и усредним. Используя (5.15) и (5.12), получим:

$$\begin{aligned} \overline{\dot{\theta}} &= -\frac{I\gamma R}{H^2 (\gamma - 1) \sin \theta \cos \theta} \left\{ \frac{\overline{\dot{R}}}{R} - \frac{1}{H^2} \frac{dH^2}{dt} \right\} = \\ &= \frac{I\gamma V \gamma'' B^2 \omega}{H^2 (\gamma - 1) \sin \theta \cos \theta} \sin^2 \theta_H \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \beta \right) = \\ &= \frac{\gamma''}{\omega} \frac{VB^2}{I\gamma} (\gamma - 1) \sin \theta \cos \theta \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \beta \right). \end{aligned} \quad (5.23)$$

Физический смысл (5.23) заключается в том, что угол между осью симметрии и \mathbf{H} непрерывно растёт, пока не достигнет 90° , после чего $\theta = 0$ ($\cos \theta = 0$), ось симметрии частицы перпендикулярна к полю, частица вращается вокруг малой оси, ориентированной вдоль поля.

Вычисление интеграла распределения $F(a)$. Описанная выше полная упорядоченность в реальных условиях может не иметь места из-за столкновений пылинок с атомами, главным образом водорода. Время между двумя столкновениями

$$t_{H,a} = \frac{1}{\pi a^2 v_{HN} n_H} = \frac{2 \cdot 10^{-5}}{a^2 n_H T^{1/2}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ сек.}, \quad (5.24)$$

а время релаксации распределения

$$\tau = \frac{t_{H,a} m_d}{m_H} = \frac{2.5 \cdot 10^{19} \rho_2 a}{n_H T^{1/2}}. \quad (5.25)$$

Рассмотрим сначала случай, когда за время τ изменение β и θ невелико, так что тормозящий момент играет роль малого возмущения. Изменение функции распределения частиц по углам β и θ в единицу времени из-за столкновений можно грубо оценить с помощью

$$\left. \frac{dF}{dt} \right|_c = -\frac{F}{\tau}. \quad (5.26)$$

В случае равномерного распределения $F = 0$, в случае же полной упорядоченности малых осей, служащих одновременно осями вращения, $F = \frac{1}{3}$. Тормозящий момент изменяет за 1 сек. F на $\left. \frac{dF}{dt} \right|_m$, и условие стационарности имеет вид

$$F = \tau \left. \frac{dF}{dt} \right|_m. \quad (5.27)$$

Нужно вычислить $\left. \frac{dF}{dt} \right|_m$, исходя из $\bar{\beta}$ и $\bar{\theta}$. Каждую пылинку можно характеризовать точкой в пространстве β, θ ; плотность этих точек равна $f(\beta, \theta, a)$ (4.9), причём точки движутся со скоростью

$$\mathbf{v} = \bar{\beta} \mathbf{e}_\beta + \bar{\theta} \mathbf{e}_\theta. \quad (5.28)$$

Уравнение неразрывности для этих точек имеет вид

$$\frac{df}{dt} = -\text{div}(\mathbf{v}f). \quad (5.29)$$

Величину производных оценим, считая, что система проходит через состояние, близкое к состоянию равномерного распределения f_e :

$$\frac{df_1}{dt} = -\frac{\partial}{\partial \beta} (\dot{\beta} f_e) - \frac{\partial}{\partial \theta} (\dot{\theta} f_e). \quad (5.30)$$

Дифференцируя (4.14) под знаком интеграла, подставляя в (5.27) и используя (5.30), получаем:

$$F_l(a) = \tau \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} (\cos^2\beta \cos^2\theta + \frac{1}{2} \sin^2\beta \sin^2\theta) \times \\ \times \left[\frac{\partial}{\partial\beta} (\overline{\beta f_e}) + \frac{\partial}{\partial\theta} (\overline{\theta f_e}) \right] d\beta d\theta, \quad (5.31)$$

где значок l у F означает, что рассматривается линейное приближение (возмущение слабое), т. е. $F_l \ll \frac{1}{3}$. Используя (4.8), (5.20) и (5.23) и произведя интегрирование, получаем:

$$F = F_l = \frac{\Gamma(\gamma) V_l'' B^2 \tau}{I \omega_e}, \quad (5.32)$$

где $\Gamma(\gamma)$ — постоянная, зависящая от вытянутости сфероид и равная для удлиненных частиц ($\gamma > 1$)

$$\Gamma(\gamma) = \frac{2}{15\gamma^{1/2}(\gamma-1)^{1/2}} \left[\frac{2\gamma+1}{\gamma-1} \operatorname{arcsch}(\gamma-1)^{1/2} - 3 \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} \right]. \quad (5.33)$$

Значения $\Gamma(\gamma)$ и другие величины для различных $x = a_A/a_T$ приведены в табл. I. Вычисление γ производилось по формуле

$$\gamma = \frac{I\gamma}{I} = \frac{\rho_l V (a_A^2 + a_T^2)/5}{\rho_g V (a_T^2 + a_T^2)/5} = \frac{1}{2} \left(\frac{a_A^2}{a_T^2} + 1 \right). \quad (5.34)$$

После некоторых упрощений имеем приближенно для интересующего нас интервала x

$$F_l = \frac{6,31 \cdot 10^6 B^2}{aT^{1/2} n_H T_g}. \quad (5.35)$$

Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда время релаксации распределения велико по сравнению со временем поворота осей под действием парамагнитного торможения. В этом случае частицы вращаются вокруг малых осей, ориентированных вдоль \mathbf{B} , и $F = \frac{1}{3}$. Следовательно, если $F_l \ll \frac{1}{3}$, то $F = F_l$; если $F_l \gg \frac{1}{3}$, то $F = \frac{1}{3}$; в промежуточном интервале возможна грубая интерполяция. Если

$$B = 10^{-5}, a = 2 \cdot 10^{-5}, T = 70^\circ, n_H = 10, T_g = 10^\circ,$$

то $F = 0,04$, т. е. упорядоченность сравнительно невелика, но быстро растёт с ростом напряженности поля. С помощью (4.20) можно подсчитать, что, для того чтобы объяснить наблюдаемое максималь-

ное значение $p/A_{pg} = 0,025$ при $F = 0,04$ и $\cos \nu = 1$, отношение $\sigma_A/\sigma_T (= Q_1/Q_2)$ должно быть равно 2,3. Это значение слишком велико (см. табл. I и II). Поэтому при указанных значениях параметров поляризация будет меньше наблюдаемой. Если принять $B = 2 \cdot 10^{-5}$, то $F = 0,15$ и $\sigma_A/\sigma_T = 1,26$, что близко к возможной величине, но всё ещё велико.

Учитывая приближённый характер расчёта, можно сказать, что поле порядка нескольких единиц на 10^{-5} может объяснить наблюдаемую поляризацию. Требуемое значение напряжённости поля несколько велико (см. ниже), и это составляет трудность теории, но не решающую. Кроме теорий, основанных на предположении о наличии магнитного поля, были предложены другие механизмы ориентации, например воздействие относительного движения пыли и газа^{50, 51} или давления радиации, поле которой в Галактике не изотропно⁵². Последний эффект оказался незначительным и может не приниматься во внимание. Первый эффект был рассмотрен для идеализированных условий. Предполагалось, что столкновения атомов газа с пылинками полностью неупругие, относительная скорость их больше тепловой скорости атомов, пылинки имеют вид игл очень малой толщины. Механизм ориентации сводится к тому, что если иглообразной пылинке атом передаёт некоторый импульс, приложенный в любой точке, причём направление импульса совпадает с направлением скорости атома (удары неупругие), то вращательный момент, появившийся при этом, будет перпендикулярен к скорости атома. Пылинка начнёт вращаться в плоскости, проходящей через её длинную ось и вектор скорости атома. Совокупность пылинок будет вращаться в разных плоскостях, но все они будут проходить через вектор относительной скорости, как меридианы через полюс. Повторные удары не изменят картины, так как все новые моменты лежат в той же плоскости, перпендикулярной к скорости. Вероятность того, что длинная ось пылинки будет в некоторый момент направлена на «полюс», определяется не долей площади сферы вблизи полюса, как при хаотическом вращении, а долей длины меридиана вблизи полюса, которая относительно больше. Фактор упорядоченности, определяемый как отношение сумм проекций длинных осей частиц на направление относительной скорости и на перпендикулярное направление, равен в идеальном случае

$$\frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \varphi d\theta} = \frac{\pi}{2}. \quad (5.36)$$

В реальных условиях при учёте частичной упругости удара, конечной толщины пылинки, тепловых скоростей атомов и т. п. эффект уменьшается, но некоторая преимущественная ориентация сохраняется. Количественные расчёты здесь провести трудно, так как недостаточно известны свойства пылинок, кроме того, не ясно, как долго может продолжаться движение пылинки в газе со сверхзвуковой скоростью.

Правда, в работе⁵¹ указано, что сверхзвуковая скорость не очень существенна, и эффект будет иметь место и при дозвуковых скоростях, но он, несомненно, будет значительно меньше. Голд предполагает, что упорядочение движением может быть существенно, в частности, на краю газовых облаков, где расширение газа под действием градиента давления создаст относительную скорость. Однако этот механизм не может объяснить общую поляризацию света звёзд в Галактике, так как для него нужно предположить, что имеются быстрые относительные движения газа и пыли перпендикулярно к плоскости Галактики, что мало вероятно. Главное же, и это относится к любому механизму, предполагающему ориентацию в некотором направлении, таким образом нельзя объяснить зависимость поляризации от галактической долготы (это обстоятельство почему-то не отмечалось в литературе).

Касаясь связи ориентации частиц с поляризацией света, Голд замечает без доказательства, что анализ ван де Холста (§ 4), требующий для объяснения наблюдаемой поляризации сильной упорядоченности частиц, не охватывает всех случаев и что тонкие иглы при некотором распределении их длин могут, повидимому, дать закон λ^{-1} для поглощения и более сильную поляризацию.

6. СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для получения заметной поляризации пылинки должны быть одинаково ориентированы почти на всём пути от звезды до наблюдателя, особенно если учесть данные § 4 о степени упорядоченности, необходимой для объяснения наблюдений. Поэтому наличие только хаотических полей, образованных турбулентными движениями, не может объяснить поляризацию. Поле должно быть почти однородным на расстояниях порядка 1000 парсек и направлено вдоль рукава. Однако сам по себе факт межзвёздной поляризации света ещё не доказывает, что поле во всём рукаве имеет одинаковое направление. Поскольку пыль концентрируется в облака, достаточно, чтобы поле имело одинаковое направление только в облаках, а между облаками оно может иметь произвольное направление⁵³. Одинаковая ориентация поля в облаках могла бы, повидимому, возникнуть при их систематическом движении относительно разреженного газа, например из-за движения вдоль рукава. Но наличие вытянутых туманностей¹¹ показывает, что поле в рукавах, повиди-

тому, однородно и вне облаков, что это внешнее, а не внутреннее, индуцированное самим движением облака, поле. При этом одинаковая ориентация пылинок внутри облака означает, что поле проникает и внутрь облака. Поскольку поле не может за время жизни облака проникнуть в него извне (время релаксации магнитного потока больше 10^{10} лет), приходится, повидимому, считать, что облака всегда находятся в поле; при их рассеянии магнитный поток распределяется по большему объёму, а при концентрации — вновь собирается. Рассматривать эти вопросы подробнее пока ещё преждевременно.

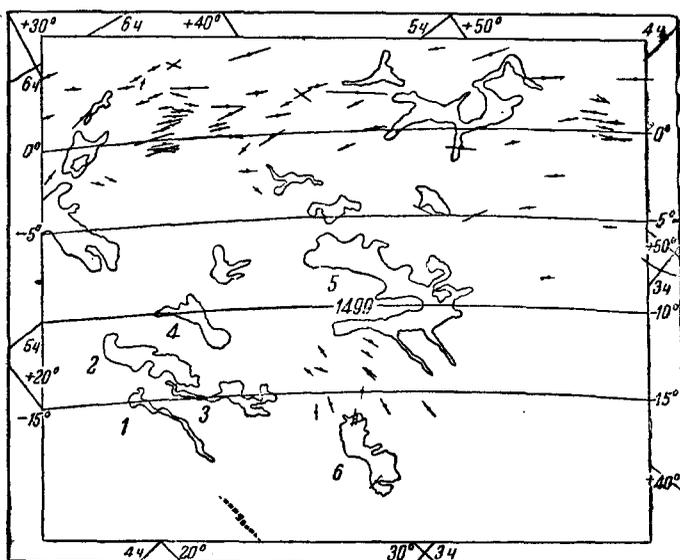


Рис. 11.

Интересно сопоставление данных, полученных из поляризации света, и из вытянутости тёмных и светлых туманностей, проведённое Г. А. Шайном⁵⁴. На рис. 11, заимствованном из этой работы, схематически изображены очертания ряда тёмных и одной эмиссионной туманности (NGC 1499) и поляризация света звёзд (направление электрического вектора), по данным Хильтнера¹⁹ и Бэра⁵⁶, в области созвездий Персея и Тельца. В середине нижней части рисунка видна группа горячих звёзд, поляризация которых сильно отклоняется от галактического экватора и обнаруживает систематическое изменение с изменением положения звезды. Существенно, что все эти звёзды находятся на близком, примерно одинаковом, расстоянии, так что свет от них проходит, повидимому, через одно облако (или группу облаков). Хорошо заметно согласие

ориентации плоскости колебаний электрических векторов и длинных тёмных туманностей, а также волокон в эмиссионной туманности NGC 1499. Туманность, расположенная ниже звёзд, также вытянута в этом направлении, хотя поле внутри неё направлено иначе.

В нижней части рисунка пунктирными линиями отмечены очень тонкие, длинные, светлые волокна в Плеядах, видимо, не связанные со звёздами. Их направление сильно отклоняется от галактического экватора и параллельно вытянутым тёмным туманностям. Повидимому, здесь имеет место флюктуация магнитного поля большого масштаба, охватывающая область размером в несколько сот парсек в созвездиях Персея и Тельца. Подобное же соответствие отмечено в созвездии Лебедя. В области $\alpha = 20^{\text{h}}5^{\text{m}}$, $\delta = +35^{\circ}$ имеется поле туманностей, показывающих преимущественную ориентацию в направлении, почти перпендикулярном к галактическому экватору. Поляризация звёзд в этой области также преимущественно близка к этому направлению. Во второй области $\alpha = 20^{\text{h}} - 22^{\text{h}}$, $\delta = 40^{\circ} - 50^{\circ}$ между туманностями «Америка» и «Пеликан» тянется полоса тёмной материи, проектирующейся на светлую туманность и вызывающей её кажущееся разделение. Эта полоса разбивается на множество более тонких параллельных полос. В той же области имеется несколько звёзд, поляризация которых велика и направлена вдоль полосы. Важно независимое указание Бэра⁵⁶, что у восточного края «Пеликана» поляризация велика и ориентирована параллельно тёмным волокнам. В светлых пылевых туманностях в звёздном скоплении Плеяды (созвездие Тельца) имеются искривлённые волокна. В работе⁵⁶ было отмечено, что звёзды в этой области обнаруживают поляризацию, приблизительно параллельную волокнам*).

Каждый из приведённых фактов можно было бы считать случайным, хотя некоторые из них охватывают десятки звёзд, но вся совокупность фактов, особенно в области Персей—Телец, как будто довольно надёжно свидетельствует о наличии магнитных полей большого масштаба, которые определяют и ориентацию вытянутых туманностей и волокон, и поляризацию света.

Интересен характер поля около остатков вспышек новых и сверхновых звёзд, имеющих обычно форму волокнистых туманностей. Оказалось, что в IC 443 в Близнецах, отождествлённой как источник радиоизлучения, помимо кольца⁵⁴, имеется большое число волокон, ориентированных одинаковым образом, под большим углом к галактическому экватору. В NGC 6960-92 также имеется резко выраженная тенденция к одинаковой ориентации волокон⁵⁷. Эти и несколько других случаев говорят, что в окрестностях сверхновой существует локальное магнитное поле, которое, возможно,

*) Под поляризацией здесь всюду понимается направление электрического вектора; в работе⁵⁶ используется магнитный вектор и там говорится о перпендикулярности поляризации направлению волокон.

является замороженным полем самой звезды, унесённым с её поверхности оболочкой⁵⁴. Далее, в этой работе приводится ряд аргументов в пользу того, что волокна, характерные для большинства туманностей, также возникают при участии локальных магнитных полей. Однако этот вопрос уже выходит за рамки настоящего обзора.

Весьма важным является вопрос о напряжённости магнитного поля в рукавах. Для ориентации пылинок и объяснения поляризации напряжённость должна быть от 10^{-5} до 10^{-4} . Для удержания туманностей от расширения в направлении, перпендикулярном к полю¹¹, последнее должно иметь напряжённость больше или порядка 10^{-5} эрстед. Чандрасекар и Ферми¹⁷ сделали попытку определить напряжённость ещё двумя независимыми способами.

Первый основан на наблюдаемой дисперсии направлений плоскости поляризации в отдельных областях, которая говорит о дисперсии направлений силовых линий. Искривление силовых линий происходит, по мнению авторов, из-за хаотических движений облаков поперёк общего поля. Это движение можно рассматривать как магнитно-гидродинамическую волну³, скорость распространения которой $V = (4\pi\rho)^{-\frac{1}{2}}H$. Отклонение силовой линии от начального положения определяется уравнением

$$y = a \cos k(x - Vt). \quad (6.1)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= -ak \sin(x - Vt); & y &= ak V \sin(x - Vt); \\ V^2 \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 &= y^2. \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

Скорость смещения силовой линии y равна скорости движения газа в данном направлении $v/\sqrt{3}$; $\frac{dy}{dx}$ равно среднему наклону линии α . Отсюда

$$H = \sqrt{\frac{4}{3}} \pi\rho \frac{v}{\alpha}. \quad (6.3)$$

Полагая $\rho = 2 \cdot 10^{-24}$, $v = 5$ км/сек и $\alpha = 0,2$ радиана, Чандрасекар и Ферми получили $H = 7 \cdot 10^{-6}$. На самом деле α , повидимому, несколько меньше¹⁸ и равно скорее 0,12 радиана; плотность в облаках, которые нас в данном случае интересуют, поскольку в них содержится в основном пыль, равна $2 - 4 \cdot 10^{-23}$, пространственная скорость облаков порядка $10 - 12$ км/сек. С учётом этих данных H примерно равно 10^{-4} . Это значение, вполне достаточное для упорядочения механизмом Девиса и Гринштейна, возможно завышено, так как отклонение плоскости поляризации производится движением облака, перпендикулярным к галактической плоскости, а дисперсию скоростей мы взяли из данных о межзвёздных линиях поглощения,

которые характеризуют движение в плоскости Галактики. Возможно, что дисперсия скоростей в перпендикулярном к плоскости Галактики направлении меньше, тогда соответственно уменьшается и H . Г. А. Шайн применил (6.3) для расчёта H по дисперсии направлений вытянутых деталей в созвездии Лебедя (угол $\alpha = \pm 15^\circ$). Принимая $v = 5$ км/сек и $\rho = 5 \cdot 10^{-23}$ (рассматриваются сравнительно плотные образования, видимые в эмиссии), он получил значение $H \approx 2 \cdot 10^{-5}$, а для тёмных туманностей $H \approx 10^{-5}$.

Второй метод¹⁷ оценки напряжённости магнитного поля основан на расчёте устойчивости спирального рукава. Последний рассматривается как круговой цилиндр с радиусом 250 парсек. Рассматривается равновесие газа под действием сил газового и магнитного давления и гравитации. Последняя определяется главным образом звёздами. Этот метод даёт $H \approx 6 \cdot 10^{-6}$. Резюмируя, можно сказать, что разные методы дают для напряжённости однородного поля значения порядка $10^{-5} - 3 \cdot 10^{-5}$. Близкие оценки дают условие удержания космических лучей в пределах Галактики и радиоастрономические данные, но для них главную роль играет, повидимому, не однородное поле, а хаотические поля, образующие сферическую подсистему. Это следует из почти сферической формы радиоизлучающей области в нашей Галактике и в туманности Андромеды, что означает, что космические лучи удерживаются не в рукавах, а в сферической подсистеме газа.

Взаимоотношение между хаотическими и регулярным полем до сих пор не ясно. Повидимому, в спиральных рукавах, занимающих менее 1% объёма сферической Галактики, преобладает регулярное поле, хаотические движения сказываются только на искривлении силовых линий. Вне рукавов регулярного поля, повидимому, нет, основную роль играют индуцированные турбулентным движением хаотические поля. Вопрос о происхождении регулярного поля до сих пор представляется совершенно неясным. Была рассмотрена^{8,58} возможность его образования в результате дифференциального вращения Галактики, в которой внутренние части движутся с большей угловой скоростью, чем более внешние. При этом силовые линии должны вытягиваться в направлении сдвига и должно образоваться некоторое преимущественное направление магнитного поля. Однако в процессе такого вытягивания ещё много неясного. Кроме того, поскольку за время жизни Галактики совершилось менее ста её оборотов, указанный процесс мог бы усилить начальное поле большого масштаба примерно в 100 раз (хаотическое поле таким способом не усиливается). Представить себе образование регулярного поля с напряжённостью $10^{-7} - 10^{-6}$ почти так же трудно, как и в 100 раз более сильного, если учесть время релаксации поля в Галактике и максимальную плотность тока (при стационарных условиях) при средних значениях проводимости и градиентов температуры и плотности⁸. Может быть, это начальное регулярное

поле есть остаток поля, бывшего в метагалактической среде, из которой образовалась Галактика. Там это поле могло быть индуцировано, например, движением большого масштаба, как в магнитно-гидродинамической волне. Обсуждать все эти вопросы ещё преждевременно.

Регулярное магнитное поле является, повидимому, основным фактором, способствующим сохранению спиральной структуры. Как было отмечено¹¹, газ спиральных рукавов быстро бы рассеялся в Галактике, если бы его не сдерживали магнитные силы. Кроме газа, спиральные рукава содержат горячие звёзды, повидимому, недавно образовавшиеся. Звёзды магнитным полем не удерживаются, поэтому образование звёзд в спиральных ветвях показывает, что материал, из которого они образовались, имел скорее форму диффузной материи, чем компактных тяжёлых тел. Таким образом, проблема регулярного магнитного поля Галактики тесно связана с вопросами о природе спиральной структуры, об образовании звёзд и туманностей, о взаимоотношении звёзд и диффузной материи и, наконец, с вопросом образования Галактики в целом и является одной из важнейших проблем современной астрофизики.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. G. Cowling, *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.* **106**, 218 (1946).
2. А. Я. Киппер, Труды четвёртого совещания по вопросам космогонии, М., 1955.
3. Х. Альфвен, *Космическая электродинамика*, ИЛ, 1952.
4. Проблемы космической аэродинамики, ИЛ, 1953.
5. Магнитная гидродинамика, сер. Проблемы современной физики, вып. 2, 1954.
6. *Gas Dynamics of Interstellar Clouds*, Amsterdam, 1955.
7. R. D. Richtmeier, E. Teller, *Phys. Rev.* **75**, 1729 (1949).
8. С. Б. Пикельнер, ДАН СССР **88**, 229 (1953); Изв. Крымск. астрофиз. обс. **10**, 74 (1953).
9. В. Л. Гинзбург, УФН **51**, 343 (1953).
10. И. С. Шкловский, Астр. журн. **30**, 15 (1953); *Радиоастрономия*, Гостехиздат, 1955.
11. Г. А. Шайн, Астр. журн. **32**, 110 (1955).
12. W. A. Hiltner, *Astroph. Journ.* **109**, 471 (1949); **114**, 241 (1951).
13. J. S. Hall, *Science* **109**, 166 (1949); *Publ. Naval. Obs.* **17**, 1 (1950).
14. В. А. Домбровский, Докл. АН Арм. ССР **12**, № 4 (1950).
15. W. A. Hiltner, *Phys. Rev.* **78**, 170 (1950); *Observatory* **71**, № 863, 151 (1951).
16. В. А. Домбровский, Астр. журн. **30**, 603 (1953); ДАН СССР **82**, 537 (1952).
17. S. Chandrasekhar, E. Fermi, *Astroph. Journ.* **118**, 113 (1953).
18. G. Stranahan, *Astroph. Journ.* **119**, 465 (1954).
19. W. A. Hiltner, *Astroph. Journ.* **120**, 41, 454 (1954); **114**, 241 (1951).
20. A. A. Hoag, *Astron. Journ.* **58**, 42 (1953).
21. W. Adams, *Astroph. Journ.* **109**, 354 (1949).
22. B. Stremgren, *Astroph. Journ.* **89**, 526 (1939); *Астрофизический сборник*, ИЛ, 1949, стр. 222.

23. L. Spitzer, M. Savedoff, *Astroph. Journ.* **111**, 593 (1950).
 24. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн, ДАН СССР **90**, 741 (1953).
 25. В. А. Амбарцумян, Ш. Г. Горделадзе, Бюлл. Абаст. обс. **37**, № 2 (1938).
 26. В. А. Амбарцумян, Бюлл. Абаст. обс. **17**, № 4 (1940).
 27. П. П. Паренаго, *Астр. журн.* **22**, 129 (1945).
 28. J. H. Oort, *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.* **106**, 159 (1946).
 29. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер, *Астр. журн.* **31**, 105 (1954).
 30. B. J. Bok, *Les particules solides dans les astres*, Belgique, 1955, стр. 480.
 31. H. A. Kramers, D. ter Haar, *Bull. Astr. Netherl.* **10**, 137 (1946).
 32. J. H. Oort, H. C. van de Hulst, *Bull. Astr. Netherl.* **10**, 187 (1946).
 33. H. C. van de Hulst, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 392.
 34. G. Mie, *Ann. de Phys.* **25**, 377 (1908).
 35. J. A. Stratton, H. G. Houghton, *Phys. Rev.* **38**, 159 (1931).
 36. H. Holl, *Optic.* **1**, 213 (1946).
 37. H. C. van de Hulst, *Recherches astr. obs. Utrecht* **11**, 1 (1946).
 38. L. G. Henyey, J. L. Greenstein, *Astroph. Journ.* **93**, 70 (1941).
 39. A. Güttler, *Zeits. f. Astroph.* **31**, 1 (1952).
 40. A. Güttler, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 428.
 41. С. А. Каплан, *Астр. журн.* **29**, 326 (1952).
 42. R. Gans, *Ann. de Phys.* **37**, 881 (1912).
 43. C. Schaeffer, F. Grossman, *Ann. de Phys.* **31**, 455 (1910).
 44. L. Davis, J. L. Greenstein, *Astroph. Journ.* **114**, 206 (1951).
 45. H. C. van de Hulst, *Astroph. Journ.* **112**, 1 (1950).
 46. Е. Янке, Ф. Эмде, *Таблицы функций*, 1948, стр. 272, фиг. 116.
 47. L. Spitzer, J. W. Tukey, *Astroph. Journ.* **114**, 187 (1951).
 48. E. Fick, *Zeits. f. Physik* **140**, 308 (1955).
 49. C. J. Gorter, *Paramagnetic Relaxation*, New York, 1947.
 50. T. Gold, *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.* **112**, 215 (1952).
 51. T. Gold, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 591.
 52. Ван де Холст, *Проблемы космической аэродинамики*, ИЛ, 1953, стр. 74.
 53. С. Б. Пикельнер, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 595.
 54. Г. А. Шайн, *Астр. журн.* **32**, № 5, 381 (1955).
 55. J. S. Hall, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 543.
 56. A. Ber, *Les particules solides dans les astres*, 1955, стр. 547.
 57. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, *Изв. Крымск. астрофиз. обс.* **8**, 3 (1952).
 58. T. G. Cowling, *Ciel et Terre* **69**, 177 (1953).
-