

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА****В. М. Эльзассер*)****СОДЕРЖАНИЕ**

Основные динамические понятия.	529
Магнитно-гидродинамические волны.	537
Турбулентность и неустойчивость.	540
Модели «динамо»	545
Вековые вариации магнитного поля Земли	554
Палеомагнетизм	560
Магнетизм Солнца и звезд	568
Поля в разреженном космическом газе	577

ОСНОВНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ

Представьте себе планету, окруженную весьма вязкой атмосферой и населенную разумными существами. Если бы астрономы этой планеты открыли турбулентность, столь существенную в астрофизике, между учеными сразу же возник бы спор о природе этого явления. Может ли оно описываться с помощью классической физики, оперирующей с непрерывными величинами. Или, напротив, для него существенна молекулярная структура, что вовсе не очевидно из лабораторных опытов? Или, быть может, объяснение турбулентности требует такого изменения основных физических законов, которое существенно лишь для объектов с большими линейными размерами и становится пренебрежимо малым в масштабах лаборатории? В земных условиях мы часто сталкиваемся с явлениями турбулентности, которые, несомненно, описываются уравнениями классической гидродинамики, хотя их математическое исследование представляет огромные трудности даже в простейших случаях. Это полностью относится и к магнитной гидродинамике. Магнитные поля Земли, солнечных пятен, многочисленных звезд и межзвездного газа могут быть исследованы с помощью классической физики. Далее будет ясно, почему трудно, а зачастую невозможно воспроизвести эти крупномасштабные явления в лаборатории. Причины состоят в определенных условиях, накладываемых на размеры системы, а не в каком-либо принципиальном нарушении классических уравнений поля. Ведь невозможность получить видимый свет с помощью магнетрона не говорит о несостоятельности уравнений Максвелла.

За исключением сильно разреженных газов, где классическая теория иногда оказывается неприменимой, мы всегда можем основываться в своих расчетах на законах гидродинамики, справедливых, в частности, в движущейся жидкости, которая обладает электропроводностью и в которой существуют электромагнитные поля.

*) W. M. Elsasser, American Journal of Physics 23, 590 (1955); 24, 85 (1956).

Движение жидкости описывается уравнениями Навье-Стокса

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \text{grad } U + \nu \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} [\mathbf{I} \times \mathbf{B}]. \quad (1)$$

Здесь ρ , p , U , ν имеют смысл плотности, давления, гравитационного потенциала и кинематической вязкости соответственно. Последний член в правой части уравнения, обсуждение которого будет проведено ниже, представляет собой пондеромоторную силу, действующую на жидкость.

Электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла. В этом обзоре, как правило, мы будем пользоваться рационализированными мкс-единицами. Подробный анализ размерностей¹ показывает, что во всех случаях магнитно-гидродинамических движений, встречающихся в геофизике и астрофизике, можно пренебречь током смещения. Можно не учитывать также все чисто электростатические эффекты и пренебрегать релятивистскими (т. е. эффектами более высокого порядка, чем $\frac{v}{c}$).

Уравнения электромагнитного поля при этом приобретают вид

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{B} = \mu \mathbf{I}. \quad (2)$$

Магнитное поле, как всегда, удовлетворяет дополнительному условию $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Поскольку рассматриваемая жидкость обладает электропроводностью, при движении ее относительно поля возникает ток индукции. Следовательно, полный ток можно написать в виде

$$\mathbf{I} = \sigma \mathbf{E} + \sigma [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (3)$$

где второй член справа представляет ток индукции. Последние члены в уравнениях (1) и (3) соответственно представляют связь между полем и движением жидкости; если эти члены не малы, жидкость и поле не являются более независимыми и должны рассматриваться как единая динамическая система. Пондеромоторный член в уравнении (1) может быть записан согласно (2) в виде

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\rho} [\mathbf{I} \times \mathbf{B}] = \frac{1}{\mu \rho} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}]. \quad (4)$$

Далее можно исключить \mathbf{E} , взяв ротор от второго из уравнений (2) и используя уравнение (3) и первое уравнение из (2). Тогда имеем

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + \nu_m \Delta \mathbf{B}. \quad (5)$$

При этом было использовано векторное тождество

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = -\Delta \mathbf{B},$$

справедливое в силу условия $\text{div } \mathbf{B} = 0$.

Величину

$$\nu_m = \frac{1}{\mu \sigma} \quad (6)$$

назовем магнитной вязкостью. Подстановка выражения (4) для пондеромоторных сил в уравнение (1) приводит к системе уравнений, содержащих только векторы \mathbf{v} и \mathbf{B} ; основные уравнения для системы поле — жидкость даются теперь комбинацией уравнений (1) и (5). Мы молча предположили, что μ и ρ всюду постоянны; это упрощающее предположение будет сохранено в большинстве последующих расчетов. Переписывая уравнение (3) с помощью уравнений (2) и (6) в виде

$$\nu_m \text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (7)$$

оценим порядок величины каждого из трех членов. Пусть L , T , V —

характерный размер, период и скорость движения соответственно. Из первого уравнения (2) мы видим, что E по порядку величины равно VB . Таким образом, оба слагаемых в правой части уравнения (7) порядка VB . Левая часть (7) по порядку величины равна $\frac{\gamma_m}{L} V$. Если предположить, что V и γ_m постоянные, то левую часть уравнения (7) можно сделать сколь угодно малой при переходе к системе с достаточно большими линейными размерами. Введем две безразмерные постоянные

$$R = \frac{LV}{\gamma}, \quad R_m = \frac{LV}{\gamma_m}, \quad (8)$$

где γ — обычная кинематическая вязкость, а γ_m — магнитная вязкость, определенная уравнением (6). Величина R представляет собой хорошо известное число Рейнольдса. Вязкий член Δv в уравнении (1) в $\frac{1}{R}$ раз меньше, чем член, характеризующий динамическое ускорение. Известно, что условием возникновения турбулентности в жидкости является большое значение R . Назовем R_m магнитным числом Рейнольдса. Легко видеть, что левая часть уравнения (7) меньше правой в $\frac{1}{R_m}$ раз.

Таким образом, если R_m велико, что имеет место в жидкой системе космических размеров, то оба члена в правой части уравнения (7) почти компенсируют друг друга и истинные электрические токи, отвечающие данному магнитному полю, могут стать очень малыми. Этот результат является следствием только больших линейных размеров системы. Для его получения необходимо, чтобы проводники находились в движении, но совсем не обязательно, чтобы они были жидкими. Если применить подобное рассмотрение к уравнению (5), мы найдем, что отношение диссипативного члена $\gamma_m \Delta \mathbf{v}$ к двум другим по порядку величины равно $\frac{1}{R_m}$. Полная аналогия с гидродинамическим уравнением (1) служит оправданием для обозначений γ_m и R_m .

Однако необходимо подчеркнуть, что аналогия между этими величинами и соответствующими гидродинамическими величинами является несколько неполной. R_m , например, не может служить мерой перехода от ламинарного к турбулентному течению в магнитной гидродинамике.

Если в проводящей жидкости существует магнитное поле, то ponderomotorные силы (4) таковы, что они стремятся сохранить силовые линии неискаженными. Следовательно, они придают жидкости некоторую эффективную упругость, которую иногда называют «магнитной вязкостью». Это определение не имеет ничего общего с принятым выше. Позднее мы кратко остановимся на таких механических действиях поля и на их влиянии на стабильность движения жидкости. Это различие не будет существенно для дальнейшего, поскольку мы занимаемся чисто кинематическими проблемами, т. е. дифференциальным уравнением (5), в котором поле скоростей предполагается заданным.

Можно дать простую физическую интерпретацию магнитному числу Рейнольдса R_m . Рассмотрим электрический проводник, в котором течет система токов. В отсутствие электродвижущих сил эти токи будут затухать экспоненциально. Можно найти время затухания обычными методами, например с помощью уравнения (5), положив в нем $\mathbf{v} = 0$; это приводит к времени затухания порядка $\tau \sim \frac{L^2}{\gamma_m}$. Отсюда, используя уравнение (8), имеем

$$R_m = \frac{\tau V}{L} = \frac{\tau}{T}, \quad (9)$$

где T относится к механическим движениям жидкости и представляет время, необходимое для прохождения жидкой частицей пути, эквивалентного длине L проводника. Тот факт, что R_m велико для систем космических масштабов, соответствует большим временам самопроизвольного затухания электрических токов и магнитных полей по сравнению с периодами гидродинамических движений. Жидкость может претерпевать значительную внутреннюю деформацию в течение промежутка времени, за который самопроизвольное затухание электромагнитного поля будет еще очень мало. Это является характерным для космической магнитной гидродинамики. В лабораторных условиях такое соотношение времен не может быть воспроизведено, так как времена затухания электрических токов редко превышают миллисекунды.

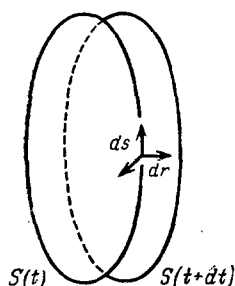


Рис. 1. Контур.

Чтобы отчетливей представлять себе характерные особенности космической магнитной гидродинамики, произведем некоторые количественные оценки. Для ядра Земли, состоящего из расплавленного металла, можно принять $\sigma = 10^6$ мкс, что составляет одну десятую проводимости обычного железа. Это отвечает значению $\nu_m \sim 1$. Если мы возьмем $V \sim 0,01$ см/сек и $L \sim 10^4$ км, то получим $R_m \sim 10^3$. Для Солнца, как показал Каулинг³, время самопроизвольного затухания системы токов, охватывающих всю поверхность, имеет порядок 10^{10} лет, что, как ясно из уравнения (9), отвечает весьма большим значениям R_m . Солнечные пятна часто имеют размеры Земли, и оценка ν_m по данным Каулинга дает $\nu_m \sim 10$. Скорости порядка 1 км/сек приводят к величине $R_m \sim 10^9$. Проводимость сильно ионизованных газов, образующих космическую материю, велика. Она на много порядков превышает проводимость металлов. Следовательно, при скоростях в несколько км/сек и при больших линейных размерах космических систем получаются чрезвычайно большие значения R_m .

К каким же следствиям приводит малость механического периода по сравнению с временем затухания магнитного поля? Можно отчетливо представить себе это с помощью важной интегральной формулы, полученной Каулингом. Для ее вывода применим теорему Стокса к первому уравнению (2); тогда, используя уравнение (7), получим

$$\int \frac{\partial B_n}{\partial t} d\sigma = - \int \mathbf{E} d\mathbf{s} = \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\mathbf{s} - \nu_m \int \text{rot } \mathbf{B} d\mathbf{s}. \quad (10)$$

В первом интеграле слева можно вынести $\frac{\partial}{\partial t}$ за знак интеграла, если контур закреплен в пространстве. С другой стороны, предположим, что поверхность и контур движутся вместе с потоком, вырезая за время dt цилиндрический объем (рис. 1). Рассмотрим магнитный поток через элемент боковой поверхности цилиндра. Если написать $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$, то можно выразить поток как

$$\int (d\mathbf{r} \times d\mathbf{s}) \mathbf{B} = -dt \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\mathbf{s}.$$

Отсюда можно заключить, что

$$\frac{\partial}{\partial t} \int B_n d\sigma - \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\mathbf{s} = \frac{d}{dt} \int B_n d\sigma, \quad (11)$$

где справа стоит субстанциональная производная, относящаяся к потоку через поверхность, движущуюся вместе со средой.

Чтобы пояснить уравнение (11), отметим, что первый интеграл представляет собой изменение потока из-за $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ при закрепленном в пространстве контуре. Тогда второй интеграл представляет изменение потока при постоянном \mathbf{B} , вызванное смещением поверхности. Это делается очевидным, если применить к объему, изображенному на рис. 1, формулу $\int B_n d\sigma = 0$, которая для замкнутой, закрепленной в пространстве поверхности, вытекает прямо из $\text{div } \mathbf{B} = 0$. Наконец, подставляя уравнение (11) в уравнение (10), получим

$$\frac{d}{dt} \int B_n d\sigma = \gamma_m \int \text{rot } \mathbf{B} d\sigma, \quad (12)$$

где правая часть порядка $\frac{1}{R_m}$. Для идеального проводника ($R_m = \infty$) получим

$$\frac{d}{dt} \int B_n d\sigma = 0. \quad (13)$$

Уравнения (12) и (13) справедливы также и для сжимаемых жидкостей, поскольку предположений о несжимаемости при выводе не делалось. Физически это значит, что в идеальном жидком проводнике магнитные силовые линии переносятся вместе с жидкостью; они как бы «вмерзают» в жидкость. Можно показать, что интеграл Каулинга (13) эквивалентен дифференциальному уравнению (5), если в последнем опустить диссипативный член. Можно проинтегрировать это уравнение для идеального проводника по времени и получить выражение для поля в момент времени t через значение поля при $t=0$ и через конечное смещение жидкости⁴.

Для жидкости с конечной проводимостью правая часть уравнения (12) представляет «торможение» силовых линий средой; этот же эффект под названием «диффузии» поля описывается последним членом в уравнении (5). Из хорошо известных принципов следует, что действие этой силы приводит к сглаживанию силовых линий; вообще говоря, диффузионные члены стремятся уменьшить энергию поля. При выводе уравнений (12) и (13) не были использованы гидродинамические уравнения движения; полученные результаты являются следствием электродинамики движущихся проводников больших размеров.

Вернемся теперь к основным уравнениям магнитной гидродинамики (1) и (5). В них входят смешанные члены, которые отвечают взаимодействию между полем скоростей \mathbf{v} и магнитным полем \mathbf{B} . Закон сохранения энергии может быть выведен обычным образом. Однако для каждого поля в отдельности энергия не сохраняется, поскольку может происходить переход энергии движения жидкости в энергию магнитного поля и наоборот. Это легко показать с помощью теоремы Каулинга. Последняя гласит, что силовые линии деформируются движением жидкости так, что полный поток сохраняется. Простейшим случаем движения, приводящего к усилению магнитного поля, служит движение, при котором поле скоростей перпендикулярно к локальному магнитному полю. Это проиллюстрировано на рис. 2, где скорость предполагается направленной по оси x , а профиль скоростей показан на рисунке слева. Предположим, что жидкость начинает двигаться при $t=0$ и что в этот момент магнитное поле однородно и направлено по оси y , как показано пунктиром. По истечении некоторого промежутка времени силовые линии примут форму

сплошных линий, изображенных на том же рисунке. Возникла x -компонента B ; ее энергия добавляется к энергии начального поля. Полная энергия магнитного поля увеличилась на величину, равную работе, совершенной за счет кинетической энергии жидкости. Разумеется, существует множество вариантов изображенного на рис. 2 процесса с более сложной геометрией потока или начального поля.

Этот пример приводит нас к центральной проблеме магнитной гидродинамики, а именно к вопросу о возбуждении и сохранении наблюдаемых космических магнитных полей в движущихся проводящих жидких средах. Простая схема усиления, изображенная на рис. 2, может расцениваться

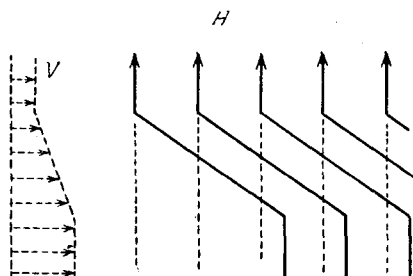


Рис. 2. Усиление магнитного поля перпендикулярным полем скоростей.

не более как указание на возможное объяснение происхождения наблюдаемых полей. Ниже будет показано, что такая точка зрения является очень удобной для объяснения явления. Остановимся на замечании о малой эффективности каких-либо иных источников космического магнетизма.

Исключая экстравагантные спекулятивные предположения, имеются два возможных источника таких магнитных полей: первый—это ферромагнетизм, второй—электромагнитное поле, создающие токи в

космических проводниках. Ферромагнетизм едва ли представляет интерес как причина солнечного и звездного магнитных полей, но в былые времена он считался лучшим объяснением земного магнетизма. В настоящее время известно, что поле Земли возникает в жидком металлическом ядре. Физические условия в ядре таковы, что ферромагнитные вещества существовать не могут.

Идея о создании токов в космическом проводнике электромагнитным полем на первый взгляд кажется более привлекательной. Термоэлектродвижущие силы, вызванные различием температуры между полюсом и экватором Земли при одной и той же глубине приводят к возникновению системы токов, которая возбуждает тороидальное магнитное поле (название будет разъяснено впоследствии). Недавно было высказано предположение, что наблюдаемое поле представляет собой комбинацию таких эффектов с гидромагнитной индукцией⁵, хотя представления о термоэлектричестве глубоко внутри Земли носят скорее качественный характер.

В случае разреженных ионизованных газов аналогичные электромагнитные поля могут возникнуть за счет различия инерциальной массы положительного и отрицательного ионов (различная диффузия плазмы в гравитационном и других полях). Была создана теория таких явлений⁶, и существуют лабораторные опыты, подтверждающие их наличие в ионизованных газах и даже в ртути⁷. Эти эффекты довольно слабы, по крайней мере в лаборатории, и требуют тщательного экранирования поля Земли и других магнитных полей.

Перейдем к общей критике гипотез об электромагнитном происхождении магнитных полей.

Эффективность подобного механизма должна сравниваться с эффективностью чисто индукционного гидромагнитного усиления. Такое сравнение отвергает электромагнитную гипотезу. Процессы гидромагнитного усиления имеют чисто кинематический характер и не зависят от материальных констант среды.

Опустив последний член в уравнении (5), получим в дифференциальной форме уравнение, аналогичное (13); таким образом

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (14)$$

Это приближение тем лучше, чем больше характеристические линейные размеры системы. Размерный характер этого соотношения достаточно прост. Если символически записать интеграл уравнения (14) в виде $B(t) = FB(0)$, где F — линейный оператор, то F будет зависеть от безразмерной комбинации $\frac{VT}{L}$. Для системы данного размера L время усиления может быть сделано как угодно малым за счет достаточного увеличения скорости. Это, конечно, не является аргументом в пользу существования систематического усиления, начиная с очень малых масштабов. Обсуждение этого вопроса будет проведено ниже. Предполагая наличие систематических процессов усиления, мы можем сразу заключить, что время, необходимое для достижения полем насыщения, порядка $\frac{V}{L}$, где V — характерная скорость движения среды.

Рассмотрим далее магнитное поле электромагнитного происхождения. Пусть этому процессу отвечает член $\sigma \mathbf{E}_i$ в правой части уравнения (3), который приводит к появлению члена $\text{rot} \mathbf{E}_i$ в правой части уравнения (5). Чтобы иметь простую модель, поддающуюся анализу размерностей, предположим, что среднее действие индукционного члена $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ в беспорядочном поле скоростей может быть уподоблено процессу турбулентного перемешивания. Как и в гидродинамике, введем турбулентный магнитный коэффициент диффузии ν'_m , который по порядку величины равен $R_m \nu_m$ и поэтому велик по сравнению с ν_m . Вместо уравнения (5) мы получим:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nu'_m \Delta \mathbf{B} + \text{rot} \mathbf{E}_i. \quad (15)$$

Не следует думать, конечно, что уравнение (15) правильно передает динамические процессы, но оно пригодно для оценок порядка входящих в него величин. Развитие магнитного поля в твердом теле под действием наведенного электромагнитного поля также может быть описано уравнением (15), если вместо ν'_m написать $\nu_m = \frac{1}{\mu\sigma}$ согласно уравнению (6). Время роста поля до насыщения обратно пропорционально значению ν_m . В случае турбулентности, когда $\nu'_m = R_m \nu_m$, из уравнений (6) и (8) следует, что $\frac{1}{\nu'_m} \sim \frac{1}{LV}$. Время роста магнитного поля уменьшено по сравнению со случаем твердого проводника фактором $\frac{1}{R_m}$; в простой модели оно того же порядка, что и время установления при индуктивном гидромагнитном усилении, величина которого обсуждалась в связи с уравнением (14). С другой стороны, стационарное значение магнитного поля, созданного наведенными токами, также обратно пропорционально ν'_m . Это следует из подстановки $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$ в уравнение (15). Таким образом, поле насыщения, соответствующее наведенным токам, уменьшается на фактор порядка $\frac{1}{R_m}$ по сравнению с твердым проводником. Это служит оправданием сделанному ранее утверждению, что физические предпосылки гидромагнетизма, а именно механические перемещения в жидких проводниках больших размеров,

в бóльшей степени способствуют индуктивному усилению магнитных полей, чем наведенные электродвижущие силы.

Таким образом, мы должны детально разобрать механизм индуктивного усиления, описываемый уравнением (14). Следует рассмотреть два вида процессов, ведущих к возникновению космических магнитных полей. Одним из них является турбулентность. Если существует взаимодействие между движением жидкости и магнитным полем, а диссипацией энергии можно вообще пренебречь, то к такой невязкой гидромагнитной системе применимы законы статистической механики. Приняв это, легко прийти к выводу, что статистическое равновесие по отношению к переходам энергии между движением и полем достигается при следующем распределении энергии:

$$[\rho v^2]_{\text{ср}} = \left[\frac{B^2}{\mu} \right]_{\text{ср}}. \quad (16)$$

Однако при наличии турбулентности, которая является диссипативным процессом, система уже не находится в состоянии термодинамического равновесия. Поэтому не нужно воспринимать условие равномерного распределения (16) слишком серьезно. Оно является лишь удобным средством для изучения сложного наблюдаемого явления. Учитывая статистическую беспорядочность движения жидкости, можно заключить, что энергия поля в среднем растёт, если вначале она была значительно меньше равновесной. Достаточно, чтобы в начальный момент в среде существовало очень слабое случайное поле, которое со временем должно непрерывно расти. Существенно, что магнитные поля, возникшие из таких слабых полей, имели бы случайные характеристики. Поле Земли, например, имеет, без сомнения, значительную случайную компоненту, так что модель статистического усиления имеет область применимости. С другой стороны, некоторые свойства космических магнитных полей скорее можно считать имеющими стабильный характер. Таковы средний дипольный момент Земли, циклы солнечных пятен, характеристики магнитных звезд, стационарные или периодические. Трудно представить себе, что их происхождение вызвано чисто случайным усилением, без каких-либо упорядоченных движений.

Такое упорядочение тока в техническом генераторе, динамо-машине, достигается за счет применения изоляторов, коллекторов и т. п. В гидромагнитной среде — «гидромагнитном динамо» — упорядочение тока может достигаться лишь за счет чисто динамических свойств движения жидкости. Среда с $R_m \ll 1$ не могла бы, конечно, работать как динамо-машина, так как поле в такой системе затухало бы прежде, чем возникнет усиление. Исследование магнитно-гидродинамической «динамо-машины» естественно разбивается на два этапа. Вначале можно изучать кинематическую задачу, решая уравнение (5) относительно поля при заданной скорости v . При этом можно доказать принципиальную возможность генерации магнитных полей («динамо-эффекта»), хотя в природе реализация такого механизма сильно затруднена. Но когда величина поля индукции приближается к равновесной, ponderomotorные силы, действующие на жидкость, становятся сравнимыми с чисто механическими силами. Именно в этой области начинается настоящая магнитная гидродинамика. Совместное решение уравнений (1) и (5), даже в простейших случаях, представляет исключительные трудности.

Теперь мы обратимся к обзору результатов, полученных из основных уравнений для ряда специальных проблем. Во второй части, посвященной не столь узко теоретический характер, будут освещены вопросы теории применительно к астрофизике и геофизике.

МАГНИТНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Обычный звук представляет собой продольные колебания, обусловленные конечной сжимаемостью среды. В несжимаемой среде, в рамках обычной гидродинамики, не существует никакого волнового движения. Однако это перестает быть справедливым при наличии сильного магнитного поля. Как показал Альфвен⁸ в 1942 г., в этом случае могут существовать поперечные волны — так называемые волны Альфвена. В дальнейшем мы будем считать выполненными условия несжимаемости, $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$, и примем без доказательства, что рассматриваемые волны являются поперечными.

Чтобы вывести уравнение для волн Альфвена, воспользуемся некоторыми, хорошо известными векторными тождествами. Для индукционного члена в уравнении (5) в силу $\operatorname{div} \mathbf{B} = \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$, имеем:

$$\operatorname{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \operatorname{grad}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \operatorname{grad}) \mathbf{B}. \quad (17)$$

Для поперечной силы (уравнение (4)) можно написать:

$$(\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \operatorname{grad}) \mathbf{B} - \frac{1}{2} \operatorname{grad} (\mathbf{B}^2). \quad (18)$$

Теперь линеаризуем гидромагнитные уравнения, положив $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$, где \mathbf{b} , \mathbf{v} малы, и пренебрегая квадратами величин \mathbf{b} и \mathbf{v} и их произведениями. Мы предположим, что главная, статическая часть поля \mathbf{B}_0 однородна, т. е. не зависит от x, y, z, t . В этих предположениях выражения (17) и (18) сводятся к

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) &= (\mathbf{B}_0 \operatorname{grad}) \mathbf{v}, \\ (\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}) &= (\mathbf{B}_0 \operatorname{grad}) \mathbf{b} - \operatorname{div} (\mathbf{B}_0 \mathbf{b}). \end{aligned} \quad (19)$$

Благодаря поперечности \mathbf{b} последний член с дивергенцией равен нулю. Кроме того, $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}$ с точностью до \mathbf{v}^2 . Предполагая, что диссипация энергии отсутствует, $\nu = \eta_m = 0$ и подставляя уравнение (19) в гидромагнитные уравнения (1) и (5), получим

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\mu \rho} (\mathbf{B}_0 \operatorname{grad}) \mathbf{b} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p, \quad \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \operatorname{grad}) \mathbf{v}.$$

Пусть \mathbf{B}_0 направлено по оси z . Тогда эти уравнения принимают простой вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{B_0}{\mu \rho} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial z}, \quad \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}. \quad (20)$$

В уравнениях гидродинамики член с градиентом давления опущен по следующей, довольно очевидной причине. Уравнение (20) не должно содержать производных $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$. Эти уравнения соответствуют волнам, распространяющимся в направлении оси z и не зависящим от x и y , т. е. плоским волнам. Очевидно, что для таких волн вектор $\operatorname{grad} p$ должен быть направлен по оси z . Но векторы \mathbf{v} и \mathbf{b} всегда перпендикулярны z ; отсюда следует, что $\operatorname{grad} p = 0$. (Более подробный расчет показывает, что $\operatorname{grad} p$ будет второго порядка малости по сравнению с \mathbf{v} , \mathbf{b} .) Последовательно исключая в уравнениях (20) переменные \mathbf{v} и \mathbf{b} , получим волновые уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} &= 0, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{b}}{\partial t^2} = 0, \\ c^2 &= \frac{B_0^2}{\mu \rho}. \end{aligned} \quad (21)$$

Таким образом, скорость распространения поперечных волн Альфвена имеет вид $c = \frac{B_0}{\sqrt{\mu\rho}}$, причем дисперсия отсутствует. Кроме того, отметим, что из уравнения (20) видно, что векторы \mathbf{v} и \mathbf{b} параллельны друг другу. Если мы выделим плоскость поляризации, то скорость, так же как и индуцированное магнитное поле, будет лежать в этой плоскости. Как отметил Альфвен, это волновое движение очень схоже с волнами, распространяющимися вдоль упругой нити. Магнитное поле \mathbf{B}_0 порождает продольное натяжение, которое должно существовать и в нити, чтобы она могла совершать поперечные колебания. Если жидкость смещается перпендикулярно к направлению \mathbf{B}_0 , линии магнитного поля следуют за этим смещением в силу закона сохранения потока (уравнение (13)).

Пондеромоторные силы стремятся вернуть силовые линии в начальное положение, но они проскакивают положение равновесия и осциллируют. Подставляя в уравнение (20) \mathbf{v} и \mathbf{b} в виде гармонических волн с фактором $\exp i(kz - \omega t)$, где $\frac{\omega}{k} = c$, легко получить, что $b^2 = \mu v^2$. Иными словами, в какой-то момент имеется равномерное распределение энергии возмущения между движением и индуцированным полем. Этот вывод справедлив и для линейной комбинации (интеграл Фурье) плоских волн в силу их взаимной ортогональности.

Основное физическое значение волнового движения в жидкости состоит в том, что оно обеспечивает возможность переноса энергии со скоростью, большей, чем скорость самого потока. Энергия локального возмущения в несжимаемой немагнитной среде может переноситься только вместе с потоком, так как в такой среде не может существовать волнового движения. В сильно сжимаемой жидкости энергия локального возмущения может диссипировать в виде звуковых волн, но эффективность такого процесса обычно мала. Если в среде имеется сильное магнитное поле, то для волн Альфвена $v = \frac{b}{\sqrt{\mu\rho}}$ и $c = \frac{B_0}{\sqrt{\mu\rho}}$, откуда $\frac{v}{c} = \frac{b}{B_0}$, и из неравенства $b \ll B_0$ следует, что $v \ll c$. Любое возмущение с плотностью энергии, малой по сравнению с плотностью энергии полного поля, быстро распространяется вдоль силовых линий. Это распространение может происходить в положительном или отрицательном направлении по оси z , так как волновые уравнения (21) допускают как решение вида

$$v = v(z - ct), \quad b = b(z - ct)$$

так и решение вида

$$v = v(z + ct), \quad b = b(z + ct).$$

Паркер⁹ показал, что любое возмущение с энергией, меньшей чем B_0 , может быть представлено линейной комбинацией волн Альфвена с точностью до членов второго порядка малости по сравнению с $\frac{b}{B_0}$. Таким образом, оказывается, что наличие сильного магнитного поля является необходимым и достаточным условием миграции локального возмущения со скоростью, превышающей конвекционную. Под «сильным» полем здесь понимается такое поле, энергия однородной компоненты которого значительно превышает равновесное значение, выражаемое уравнением (16). Но осуществляются ли в природе условия, необходимые для возникновения магнитно-гидродинамических волн? Магнитное поле Земли заведомо больше равновесного, но следствия из

этого факта применительно к возможности волнового движения пока еще не выяснены.

В солнечном пятне, магнитное поле которого равно $0,2 \text{ мкс}$ (2000 гаусс), а скорость равна 1 км/сек , равномерное распределение достигается при плотности $\rho_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$. Такое значение плотности отвечает расстояниям, много меньшим радиуса фотосферы. Для более высоких слоев скорость волны Альфвена, при сделанных предположениях, численно выражается формулой $c = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{v_m}{\text{сек}}$. Многими авторами отме-

чалось, что волны Альфвена играют, по-видимому, существенную роль в наблюдаемых областях солнечных пятен.

Кратко остановимся на некоторых других теоретических работах по магнитно-гидродинамическим волнам. Как отметил Вален¹⁰, магнитно-гидродинамические уравнения (1) и (5) удовлетворяются также волновыми решениями с конечной амплитудой, т. е. с произвольным значением $\frac{b}{B_0}$. Это справедливо при условии, что осуществляется равно-

распределение энергии колебаний, т. е. имеет место равенство $b^2 = \mu v^2$. Эти волновые решения являются частными интегралами магнитно-гидродинамических уравнений. Они уже не удовлетворяют, в противоположность волнам малой амплитуды, принципу суперпозиции. Только сумма волн, распространяющихся в одном направлении, по-прежнему является решением, в то время как волны конечной амплитуды противоположных направлений, вообще говоря, принципу суперпозиции не удовлетворяют. Так как при $b \sim B_0$ скорость волнового движения сравнима со скоростью турбулентных пульсаций v , наблюдение волн конечной амплитуды представляет трудную задачу.

Ферраро¹¹ и Робертс^{12а} вывели формулу для преломления и отражения волн Альфвена на границе двух сред с разными плотностями. Ленерт¹² исследовал распространение этих волн при наличии кориолисовой силы и нашел, что существует два типа волн, поляризованных по кругу, которые распространяются с разными скоростями. Данагей^{12а} и Робертс^{12в} исследовали затухание магнитно-гидродинамических волн. Де-Гофман и Теллер¹³ рассматривали ударные магнитно-гидродинамические волны. Дальнейшее исследование ударных волн было выполнено Гелффером¹⁴ и Ластом¹⁵. Бафос¹⁶ дал общую классификацию магнитно-гидродинамических волн, удержав в решении все члены, совместимые с линеаризацией основных уравнений.

В цитированных выше статьях, в основном, разбирались вопросы волнового движения в астрофизических условиях. Были исследованы также те сравнительно малые магнитно-гидродинамические эффекты, которые можно получить в условиях лаборатории. Ландквист¹⁷ изучал решения линеаризованных уравнений с точки зрения возможности проведения лабораторных опытов с волнами. Он выполнил эксперимент с волнами кручения в сосуде, наполненном ртутью, при наличии сильного магнитного поля. Для таких опытов более подходящим, чем ртуть, является жидкий натрий вследствие высокой электропроводности и малой плотности. Ленерт¹⁸ выполнил обширные исследования с волнами кручения в цилиндрическом сосуде, заполненном жидким натрием. Он также довел до конца теоретические вычисления и получил в целом удовлетворительное согласие с экспериментом. В лабораторных условиях затухание существенно даже в таких веществах как натрий. Отметим в заключение, что Андерсен¹⁹ рассмотрел вопрос о возмущении волн сжатия в морской воде магнитным полем Земли.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И НЕСТАБИЛЬНОСТЬ

Вернемся теперь к вопросам магнитно-гидродинамической турбулентности. Важность этих вопросов для любой удовлетворительной теории очевидна из предыдущего. В турбулизованной среде возможно усиление, основанное на существовании перепада скоростей, как это показано на рис. 2. Процессы усиления происходят с некоторой частотой по статистическим законам. Эти процессы рассматривал Батчелор²⁰. Его исследования основывались на статистических соотношениях, выведенных из уравнения магнитной индукции (5). Формальная структура этого уравнения не нова. Можно показать²¹, что уравнение магнитной индукции полностью аналогично уравнению Гельмгольца для вихря скорости ω :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \omega) + \nu \Delta \omega. \quad (22)$$

Свойства вихря скорости ω достаточно хорошо известны благодаря опытам в спиральных трубках. Аналогия, существующая между уравнениями (5) и (22), дала возможность Батчелору получить сведения о свойствах магнитного поля в турбулентной проводящей среде. Он пишет: «В теории турбулентности хорошо известно, что частицы жидкости, в среднем, стремятся диффундировать в стороны. Этот процесс удлинняет линии, которые движутся вместе с жидкостью. В том случае, когда $\nu \neq 0$, вихревые линии отстают от движения жидкости, но тем не менее стремятся удлинниться». Если применить такие же рассуждения к магнитным силовым линиям, можно заключить, что слабое поле будет расти вследствие растяжения силовых линий. Аналогия с вихревыми линиями кажется достаточно разумной, пока магнитное поле столь мало, что соответствующими пондеромоторными силами можно пренебречь (следует помнить, что последние квадратичны по полю). Исследуемый процесс описывается линейными дифференциальными уравнениями. Поэтому магнитное поле экспоненциально растет со временем. Этот факт впервые был отмечен Шлутером и Бирманом²².

Следующее весьма правдоподобное предположение состоит в том, что равновесию магнитно-гидродинамической турбулентности, при быстром росте исходного слабого поля, отвечает закон равнораспределения (16). Утверждение же Батчелора о том, что для крупномасштабных пульсаций соответствующее магнитное поле не должно достигать величины, отвечающей равнораспределению, неочевидно. Имеются, кроме того, ограничения для динамической аналогии между \mathbf{V} и ω . В обычной турбулентности при заданном поле скоростей динамические силы, действующие на жидкость, имеют вид:

$$(\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v} = (\omega \times \mathbf{v}) - \frac{1}{2} \text{grad}(\mathbf{v}^2).$$

В гидромагнитной турбулентности силы выражаются суммой этого выражения и пондеромоторных сил, описываемых уравнением (4) или (18). Эти формулы уже не симметричны относительно ω и \mathbf{V} .

Детальная структура спектра турбулентности зависит, очевидно, от относительной величины двух вязкостей — ν и ν_m . В обычной турбулентности наименьшим масштабом пульсаций является тот, для которого вязкие силы становятся сравнимыми с инерциальными. Предположим, что имеется равнораспределение энергии, хотя бы только в коротковолновой части спектра. Тогда в случае магнитно-гидродинамической турбулентности кажется естественным, что наименьший

масштаб турбулентности определяется наибольшим значением из ν и ν_m . Правда, Батчелор считает, что магнитное усиление при $\nu_m > \nu$ вообще отсутствует. Но этот вывод требует более серьезного обоснования.

Эльзассер¹ оценил отношение $\frac{\nu}{\nu_m}$ для ионизованных космических газов, основываясь на простом газокинетическом рассмотрении. Оказалось, что для водорода

$$\frac{\nu}{\nu_m} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{\alpha}{\rho}, \quad (23)$$

где α — степень ионизации, ρ — плотность в единицах *мкс*. В межзвездных газах с их малой плотностью значение $\frac{\nu}{\nu_m}$ очень велико. Это значит, что эффектом магнитной диффузионности (т. е. выделением Джоулева тепла) можно полностью пренебречь по сравнению с действием механической вязкости. С другой стороны, в глубине звезд, при наличии гидромагнитных полей, диссипация энергии происходит почти исключительно электромагнитным путем.

Кинематические свойства поля турбулентности могут быть выражены при помощи понятия корреляции между скоростями частиц жидкости, находящихся на некотором расстоянии. Этот метод был развит в обычной немагнитной турбулентности, в основном, Ван-Карманом и Говардом и был обобщен на случай магнитно-гидродинамической турбулентности Чандрасекаром²³. Дальнейшая разработка метода была проведена Лундквистом²⁴, а Крживоблокий²⁵ обобщил теорию Чандрасекара на случай сжимаемых жидкостей. Наконец, Ленерт²⁶ изучил свободный распад магнитно-гидродинамической турбулентности под действием однородного внешнего магнитного поля. Он нашел, что при наличии такого поля турбулентный режим не может оставаться ни однородным, ни изотропным. Возникают сильные осесимметричные свойства, так как Фурье-компоненты гасятся преимущественно в направлении поля. С другой стороны, это действие магнитного поля нейтрализуется во вращающейся системе кориолисовой силой, если ось вращения наклонена относительно магнитного поля. Ленерту удалось теоретически разобрать этот вопрос и объяснить эффект затухания турбулентности в ртути при наложении магнитного поля, наблюдавшийся в опыте, к описанию которого мы сейчас перейдем.

Такие опыты впервые были выполнены Гартманом²⁷, который прогонял ртуть через трубку прямоугольного сечения. Он нашел, что в условиях турбулентного режима разность давлений на концах трубки, необходимая для поддержания постоянного потока, уменьшается с ростом магнитного поля. Легко сообразить, что магнитное поле должно задерживать возникновение турбулентности. В самом деле, силы, вызываемые магнитным полем, делают жидкость более «густой», т. е. повышают эффективную пульсационную вязкость. Аналогичные опыты в прямоугольных изогнутых трубках были выполнены недавно Мургастройдом²⁸. Кроме того, начало турбулентности зависит от напряженности магнитного поля. Эта зависимость может быть эмпирически выражена с помощью определенных безразмерных параметров, в общем согласии с имеющимися теоретическими представлениями. Даже при наибольших возможных числах Рейнольдса ($Re=10^5$) турбулентность с успехом может подавляться достаточно сильным магнитным полем. Наконец, Ленерт²⁹ наблюдал вихревое движение, развившееся в ртути между неподвижным и вращающимся цилиндрами. Вращательный момент при заданной угловой скорости повышался с ростом напряженности поля. Это прямо противоположно тому, чего можно было бы ожидать на основании

представлений о простом подавлении турбулентности. Правда, при определенных условиях опыта наблюдалось заметное уменьшение вращательного момента при включении поля. В разобранных работах, в основном, использовались магнитные поля порядка 10 000 гаусс.

Трудности в магнитной гидродинамике, как и в обычной, проистекают от нелинейности основных уравнений. В настоящее время только линейные уравнения допускают исчерпывающее математическое исследование. В гидродинамике известно несколько задач, которые могут быть решены точно. К их числу относится, например, задача о ламинарном течении с большой вязкостью, достаточно медленном, чтобы можно было пренебречь членом $(v \text{ grad})v$ в уравнениях движения. Формулы Пуазейля и Стокса для вязкого течения являются примерами таких задач. Методы решения этих гидродинамических задач могут быть обобщены на случай медленного вязкого течения проводящей среды в однородном внешнем магнитном поле. Случай вязкого течения между двумя бесконечными параллельными плоскостями рассматривался Стюартом³⁰, а случай ламинарного течения в прямоугольной трубке—Шерклифом³¹.

Как правило, конечно, уравнения магнитной гидродинамики существенно нелинейны. Линеаризация такой системы дифференциальных уравнений означает использование теории возмущений. Теория возмущений приводит либо к решениям, осциллирующим около положения равновесия, что отвечает устойчивому состоянию, либо к растущим по амплитуде со временем решениям, что указывает на неустойчивость начального состояния. В обычной гидродинамике этот метод хорошо известен и используется, например, для определения перехода от ламинарного течения к турбулентному, который наступает, когда определенные волновые движения ламинарного течения становятся неустойчивыми. Для периодически затухающего вязкого течения Рэлея развил метод возмущений, позволяющий вычислить возникновение хорошо известных конвективных ячеек Бенара в вязкой жидкости при наличии градиента температуры. Чандрасекар в ряде замечательных работ³² обобщил эти методы на случай магнитной гидродинамики. Эти работы посвящены вопросам устойчивости проводящей жидкости при наличии магнитных полей и кориолисовых сил. Постановка задачи соответствует действительным астрофизическим условиям. Вычисления количественно подтвердили представление о тормозящем действии магнитного поля на начало конвективного движения. Более того, вычисления привели к другим количественным выводам, предугадать которые интуитивно было нелегко.

Недостаток места вынуждает нас, не вдаваясь в подробности вычислений, просто указать основные результаты этих замечательных работ Чандрасекара.

Первая группа статей³³ касается начала клеточной конвекции Бенара. В жидкости, не обладающей электропроводностью, такая конвекция наступает при числах Рэлея, превосходящих критическое значение, равное примерно 1000. Числом Рэлея называется безразмерная комбинация, составленная из коэффициента теплопередачи, вязкости, перепада температуры и толщины слоя жидкости в четвертой степени. Если к жидкости, обладающей электропроводностью, приложено магнитное поле, то критическое число Рэлея R_c становится функцией другого безразмерного параметра Q , равного $\frac{B^2 d^2}{\rho \nu}$, где d — толщина

слоя жидкости. Асимптотически, при больших числовых значениях числа Рэлея, между R_c и Q имеется прямая пропорциональность. Все эти теоретические результаты были количественно проверены в превосходных опытах Накагава³⁴.

Далее Чандрасекар³⁵ исследовал устойчивость вязкой проводящей жидкости, заключенной между вращающимися цилиндрами, в присутствии магнитного поля. Начало неустойчивости (ведущей, в конечном счете, к турбулентности) зависит от величины параметра Q . С ростом Q растет и R_c , т. е. затрудняется наступление турбулентности. В случае электропроводящей среды в магнитном поле это явление носит более отчетливый характер, чем при термической неустойчивости. Математический аппарат, который использовался для исследования действия магнитного поля на устойчивость движения, может быть применен и для определения влияния кориолисовых сил на конвективную устойчивость³⁶. Вращение оказывает стабилизирующее влияние на систему, поскольку критическое число Рэлея является возрастающей функцией безразмерного параметра $T = 4\omega^2 d^4 / \nu^2$. Асимптотически, при больших числовых значениях R_c становится пропорциональным $T^{2/3}$. Еще более сложен случай одновременного действия магнитного поля и кориолисовой силы на конвективный слой. В работах Чандрасекара³² содержатся результаты этих пространственных вычислений. В результате совместного действия магнитного поля и кориолисовой силы обнаруживаются весьма любопытные явления. Может быть, лучше привести слова самого автора:

«Для значений Q , несколько меньших 1000, полное число ячеек, которые находятся на краю области устойчивости, резко уменьшится с $a = 18,2$ до $a = 3,4$. Иными словами, если мы исходим из начального состояния, в котором $T = 10^6$ и нет магнитного поля, а затем постепенно повышаем напряженность поля, то сперва ячейки, которые оказываются на границе стабильной области, будут вытягиваться; но когда магнитное поле повысилось до значения, соответствующего $Q = 1000$, в жидкости будут одновременно существовать ячейки двух совершенно различных размеров — сильно растянутые и растянутые много меньше. Когда магнитное поле становится выше этой величины, критическое число Рэлея начинает уменьшаться. Однако для достаточно больших Q торможение благодаря магнитному полю будет преобладать и определять положение. Это является неожиданным следствием вычислений, и я не думаю, что можно было предсказать это».

В обсуждавшихся выше вопросах устойчивости жидкость считалась несжимаемой и не учитывались те изменения плотности (обычно малые), которые вызывают конвективное движение. Но иногда мы сталкиваемся с вопросами устойчивости астрофизических объектов, обладающих малой плотностью, как, например, оболочки звезд или газ в межзвездном пространстве. Там жидкость может довольно свободно менять свою форму. Неустойчивость в этом случае означает, что система переходит в равновесную конфигурацию из первоначальной, которая обычно довольно сильно отличается от равновесной. Так, Джинс показал, что очень большое однородное облако газа неустойчиво относительно взаимного внутреннего гравитационного отталкивания и будет распадаться на части. Этот вывод имеет огромное значение для космогонических теорий. Возмущение в таком газе неустойчиво, если его длина волны превышает значение $c \left(\frac{\pi}{G\rho} \right)^{1/2}$, где

c — скорость звука в газе, а G — гравитационная постоянная. Чандрасекар показал³⁷, что этот критерий устойчивости остается неизменным при наличии кориолисовой силы или магнитного поля.

Рассмотрим разреженный газ, в котором существует сильное магнитное поле (скажем, оболочку магнитной звезды или атмосферу над солнечным пятном). Все механические силы, действующие на

жидкость, кроме поперечных, которые описываются уравнением (4), выразим через скалярный потенциал. Гидростатическое равновесие может быть достигнуто лишь в том случае, если выражение (4) также является градиентом некоторого скаляра. Дифференциальное уравнение

$$(\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}) = \operatorname{grad} \varphi \quad (24)$$

выражает необходимое условие гидростатического равновесия при наличии магнитного поля. Следуя Лундквисту^{4,38}, который первый исследовал такие магнитно-гидродинамические равновесные поля, мы можем преобразовать уравнение (24) с помощью тождества (18). В результате преобразования уравнение (24) приобретает вид:

$$(\mathbf{B} \operatorname{grad}) \mathbf{B} = \operatorname{grad} \psi, \quad (25)$$

где $\psi = \varphi + \frac{1}{2} B^2$. Легко показать, между прочим, что единственное решение уравнения (25) для $\operatorname{grad} \psi = 0$ есть однородное поле $\mathbf{B} = \text{const}$. Однако должны существовать нетривиальные решения уравнения (24) для $\nabla \varphi = 0$. Они были подробно исследованы Лустом и Шлутером³⁹, которые пользовались подстановкой $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, где α — некоторая скалярная функция. Предполагая сферическую симметрию, они нашли, что существуют решения, для которых магнитное поле полностью заключено в слое между двумя концентрическими сферами. Общее решение состоит из системы таких сферических слоев. Жидкость внутри любого сферического слоя может вращаться как целое, не взаимодействуя с соседними слоями. Несколько более простой случай, касающийся атмосферы, был рассмотрен Дангеем⁴⁰. Замкнутые силовые линии были заключены в слоях, ограниченных параллельными плоскостями, перпендикулярными гравитационному полю.

Значительное внимание привлек вопрос о стабильности космического магнитного поля, имеющего форму бесконечно длинного цилиндра. Лундквист⁴ нашел, что цилиндр со спирально закрученными линиями поля, в определенных условиях, становится неустойчивым относительно изгиба, перпендикулярного к оси. Чандрасекар и Ферми⁴¹ рассматривали такой цилиндр как модель спиральной ветви Галактики. В радиальном направлении действуют нормально к оси цилиндра три силы, а именно — давление газа, магнитная сила и гравитация. Численные значения величин для спиральной ветви, в которой мы находимся, показывают, что давление газа составляет сравнительно малую часть от двух других сил, так что равновесие межзвездного газа в нашей спиральной ветви существенно зависит от соотношения магнитных сил, которые стремятся расширить газ, и гравитации. Если бы не было магнитного поля, газ устремился бы в центр ветви, превратился в звезды и более как таковой не существовал бы. Таким образом, наличие межзвездного газа само по себе является серьезным теоретическим доводом в пользу существования в Галактике магнитного поля. Чтобы уравновесить гравитацию, это поле должно быть порядка $6 \cdot 10^{-6}$ гаусс. На существование в Галактике магнитных полей ранее указывали наблюдения поляризации света звезд (см. ниже). Чандрасекар и Ферми приступили к подробному исследованию свойств стабильности длинного магнитного цилиндра. Такой цилиндр оказался неустойчивым относительно всех периодических поперечных деформаций границы, длина волны которых превышает критическую величину. Эта величина зависит от напряженности поля, которое оказывает стабилизирующее влияние. Спиральная ветвь Галактики может иметь оба знака динамической неустойчивости, но в отсутствие магнитного поля вычисленное время жизни

такой системы не превышает 10^8 лет. Можно показать, что магнитное поле порядка 10^{-6} гаусс увеличивает время жизни системы до 10^9 лет. Эта величина уже является удовлетворительной.

Мы не включили в обзор многочисленные теоретические работы, посвященные той же проблеме, но в иной геометрии. Не освещены также исследования механических колебаний звезд под действием внутреннего магнитного поля. Эти работы представляют, в первую очередь, чисто астрономический интерес. Как отметил Чандрасекар, магнитное поле уменьшает колебательную стабильность звезд и поэтому удлиняет основной период колебаний. Периоды магнитных переменных звезд (см. ниже), как правило, много больше, чем периоды, вычисленные для немагнитных звезд. Если это удлинение полностью связано с внутренним полем, то в ряде случаев это поле должно быть очень велико (порядка сотен тысяч гаусс).

МОДЕЛИ «ДИНАМО»

Каким образом, в результате процессов усиления, возникают наблюдаемые космические магнитные поля? К этому основному вопросу магнитной гидродинамики, известному как проблема «динамо», мы сейчас и перейдем. Вопрос этот представляет серьезные математические трудности вследствие существенной нелинейности задачи. В линейном приближении не удастся выявить наиболее важные свойства изучаемой системы. Поэтому остается полагаться на интуитивные полуколичественные выводы. С процессами статистического усиления магнитных полей при турбулентном режиме мы уже встречались. Однако многие из наблюдаемых полей настолько регулярны, что едва ли могут быть объяснены случайным движением.

Некоторые авторы рассматривали космические магнитные поля как остатки ранее существовавшего поля, созданного в отдаленные времена какими-то космогоническими процессами. Эта идея основывается на том, что время жизни магнитного поля в протяженной среде, обладающей электропроводностью, значительно превышает возраст Вселенной. Заключение о большом времени жизни справедливо для таких космологических объектов как звезды, облака межзвездного газа и т. д. Надо признать, что происхождение магнитных полей Галактики все еще остается неясным. Независимо от этого, к предположению о сохранении первородного магнитного поля следует относиться с известной осторожностью. Выше было показано, что время жизни магнитных полей в жидкости определяется не молекулярными константами, а скоростью турбулентного перемешивания. Это должно уменьшить вычисленное время на много порядков. Внутренние области звезд находятся в покое. Поэтому представляет большой интерес вопрос о том, сможет ли магнитное поле сохраниться внутри звезды в течение времени порядка ее возраста. Это не относится, однако, к ряду случаев магнетизма звезд, доступных непосредственному наблюдению. Примером может служить магнитное поле на Солнце, в частности в солнечных пятнах. Хотя, судя по всему, внутренние части Солнца неподвижны, они окружены конвективной оболочкой, которая известна как водородная конвективная зона. Название связано с тем, что ниже этой области температура настолько велика, что водород нацело ионизован. Возрастающая с глубиной ионизация водорода ведет к повышению удельной теплоемкости, что приводит к конвекционной неустойчивости. Точная глубина этого слоя не известна, но она может быть порядка 15—20% от радиуса Солнца. Перемешивание в этом слое достаточно интенсивно для сохранения магнитного поля до тех пор, пока не вступит в действие соответствующий механизм, поддерживающий поле.

Возражения, выдвигавшиеся против магнитно-гидродинамического «динамо», носили, в основном, общетеоретический характер. Обычно они основывались на грубой интерпретации закона сохранения магнитного потока, выражаемого хотя бы интегральной теоремой Каулинга (13). В трактовке магнитных «силовых линий» следует проявлять известную осторожность. Как подробно показал Мак-Дональд⁴², условие $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ не влечет за собой замкнутости силовых линий, или их уход на бесконечность. Силовые линии могут быть «эргодическими», т. е. могут иметь бесконечную длину в конечном объеме. Они могут начинаться или кончаться в какой-либо «сингулярной» точке или — линии поля, которая определяется условием $\mathbf{B} = 0$. Кроме того, в теореме сохранения Каулинга для нормальной компоненты потока через данную поверхность не подразумевается постоянство полного потока в данный объем. Полный поток может неограниченно расти либо за счет движения, показанного на рис. 2, либо за счет движения более общего типа, к обсуждению которого мы сейчас перейдем. Эти соображения впервые были высказаны Альфвеном⁴³. С другой стороны, как отметили Бонди и Голд⁴⁴, механические движения в жидкости, обладающей бесконечной электропроводностью, хотя и ведут к усилению поля, но не обеспечивают стационарности. Отсутствие диссипации приводит к тому, что силовые линии беспорядочно запутываются в «клубок». Из этого следует, что теория «динамо» должна учесть, как существенную деталь модели, диффузионное сглаживание поля.

Впервые количественное изучение механизма «динамо» было выполнено Каулингом⁴⁵. Он использовал сильно упрощенную геометрическую модель, предположив, что силовые линии магнитного поля, так же как и траектории частиц жидкости, заключены в меридиональных плоскостях. Магнитное поле создавалось также в меридиональных плоскостях. Каулингу удалось строго доказать, что стационарное «динамо» в таких условиях существовать не может. Похоже, что этот вывод является частным случаем более общего утверждения о невозможности «динамо-эффекта» для двумерного движения, при котором частицы жидкости остаются на одной поверхности. Последнее утверждение строго не доказано, но может быть обосновано. В гидродинамике известно аналогичное, строго не доказанное утверждение о невозможности двумерного турбулентного движения. Таким образом, движение жидкости, обладающее высокой степенью симметрии, не приводит к стационарному усилению магнитного поля. Отсутствие «динамо-эффекта» объясняется тем, что движение в этом случае сводится к двумерному. Можно физически сформулировать условия, которые понижают степень симметрии движения и тем самым делают возможным усиление магнитных полей. Таким условием, по-видимому, является одновременное присутствие в космической жидкости конвекции и вращения. Конвекция переносит интенсивное движение из глубин космической жидкости на поверхность. Если продольная конвекция достаточно сильна, в жидкости возникают ячейки Бенара. Движение в ячейках происходит по смежным траекториям, ограниченными плоскостью. Поэтому стационарного усиления существовать не будет. Если же система вращается, траектории жидких частиц становятся трехмерными благодаря действию кориолисовых сил. Сейчас мы подробно рассмотрим этот механизм. Следует отметить, что магнитные звезды в большинстве своем быстро вращаются (см. ниже).

Рассмотрим сферу, наполненную жидкостью, которая участвует в радиальном конвекционном движении и во вращении вокруг оси, проходящей через центр сферы. Конвекция может происходить, скажем, за счет тепла, выделяющегося внутри. Мы будем рассматривать радиальную конвекцию как нерегулярное, вихревое движение, в котором часть жидких

частиц движется от центра, а часть к центру. Под действием кориолисовой силы угловая скорость частицы, движущейся от оси вращения, уменьшается, в то время как угловая скорость частицы, приближающейся к центру—увеличивается. Таким образом, при стационарном конвекционном режиме существует средний градиент угловой скорости, направленный так, что угловая скорость уменьшается по направлению к периферии.

Предположим, что внутри этой неоднородно вращающейся жидкости существует магнитное поле, силовые линии которого в начальный момент

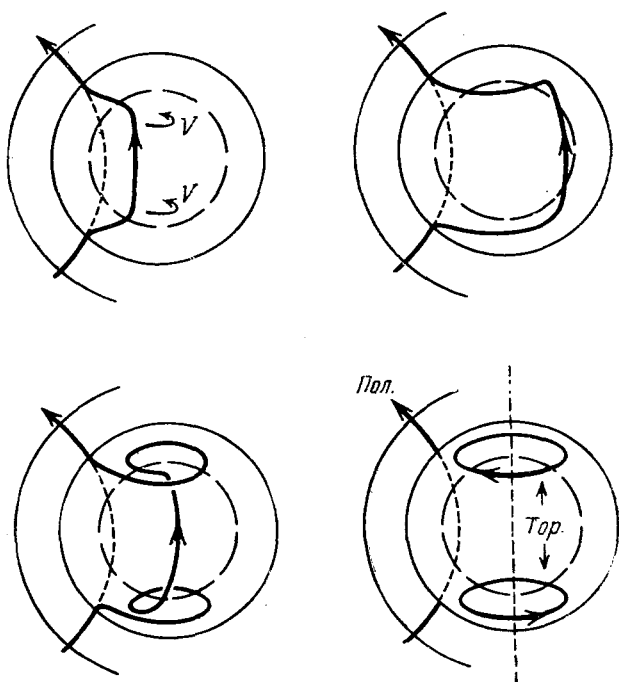


Рис. 3. Возбуждение тороидального поля в неоднородно вращающейся жидкой сфере.

времени были расположены в меридиональных плоскостях. Силовые линии, связанные с жидкими частицами, будут деформироваться, как указано на рис. 3. Из последнего рисунка видно, что результирующее поле может быть представлено как суперпозиция двух полей — полоидального и тороидального *). Силовые линии исходного поля лежат в меридиональных плоскостях. Силовые линии индуцированного поля, которое называется тороидальным, представляют собой окружности с центрами, лежащими на оси вращения. Эти результаты могут быть получены строго с помощью уравнения (5). Если переписать уравнение (5) в полярных координатах и воспользоваться тем, что лишь одна компонента скорости

*) Полоидальное и тороидальное поля, рассмотренные здесь только для вращательно симметричных полей, определены ниже более общим путем с помощью сферических гармоник [см. уравнения (30), (31)]. Эти поля являются поперечными (с равной нулю дивергенцией) решениями векторного волнового уравнения; они соответствуют векторам M и N в обозначениях Страттона. (Страттон, Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948 г.)

отлична от нуля, мы получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial B_r}{\partial t} &= \gamma_m [\Delta \mathbf{B}]_r; & \frac{\partial B_\theta}{\partial t} &= \gamma_m [\Delta \mathbf{B}]_\theta, \\ \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} &= \frac{i_\varphi}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi B_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\varphi B_\theta) \right] + \gamma_m [\Delta \mathbf{B}]_\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Здесь i_φ — единичный вектор в направлении φ . Компоненты $\Delta \mathbf{B}$ в криволинейных координатах, как известно, отличаются от выражений ΔB_r и т. п. Если положить $\gamma_m = 0$, можно сразу проинтегрировать последнее уравнение при условии, что B_r и B_θ постоянны. В этом случае тороидальное поле B_φ линейно растет со временем. Этот механизм усиления, очевидно, является развитием основной модели, приведенной на рис. 2.

Но этот механизм усиления не является стационарным, так как первичное полоидальное поле B_r , B_θ экспоненциально затухает. Если в последнее уравнение (26) подставить экспоненциальные решения первых двух уравнений, то обнаружится, что тороидальное поле B_φ также затухает после непродолжительного усиления. Система в целом сравнима с радиоактивным семейством, состоящим из долгоживущего материнского вещества и дочернего вещества с высокоэнергичным выходом. Если в начальный момент имеется только материнское вещество, энергетический выход системы будет расти, пока не накопится равновесное количество дочернего вещества, после чего выход будет постепенно уменьшаться из-за истощения запасов материнского вещества. Если механизм образования тороидального поля в Земле описывается уравнением (26), то возникает ряд вопросов как электродинамического, так и геофизического характера, которые были подробно разобраны Буллардом ⁴⁶. Характерной чертой тороидального поля является то, что оно исчезает в изоляторе или в вакууме, окружающем проводящий мир. Следовательно, измерения на поверхности Земли не могут обнаружить тороидального магнитного поля.

До сих пор существование полоидального магнитного поля просто постулировалось. Чтобы стал возможен стационарный механизм усиления, необходимо наличие процессов, поддерживающих исходное полоидальное поле. Можно легко обобщить приводившиеся выше выводы Каулинга, сказав, что никакое вращательно-симметричное движение жидкости не усиливает полоидальное поле, если полное поле представляет собой симметричную относительно вращений линейную комбинацию полоидального и тороидального полей. Отметим любопытную топологическую асимметрию процессов усиления. Усиление тороидального поля из исходного полоидального является вращательно-симметричным процессом. Обратное утверждение не справедливо. Таким образом, возникает необходимость в рассмотрении движений, не симметричных относительно оси вращения, так как гидромагнитное «динамо» является существенно трехмерным.

В качестве модели будем рассматривать асимметричное движение жидкости, которое налагается на неоднородное вращение, генерирующее тороидальное поле. Очевидно, что такая модель не может существенно зависеть от магнитной вязкости γ_m , так как последняя только стремится сгладить существующие свойства магнитного поля, но не создает новых. Мы сможем, следовательно, описывать процесс в первом приближении с помощью уравнения (14). Это уравнение допускает произвольное изменение масштаба длины L при условии, что одновременно изменяются масштабы скорости и времени VT . Таким образом, если такое движение вообще возможно, то его можно осуществить в произвольно малом объеме. Таким движением являются локальные конвекционные пульсации. Паркер ⁴⁷

показал, что локальные пульсации могут осуществить такой механизм усиления. Более того, имеются динамические причины в пользу справедливости такой модели. Существенной динамической чертой, кроме вращения, является действие кориолисовых сил на локальное движение. Будем представлять себе конвективный режим состоящим из ряда радиальных потоков, восходящих от центра. Остальная жидкость соответственно оседает к центру. Рассмотрим какой-нибудь восходящий поток. У основания жидкость должна втекать в поток, а на верхнем конце—растекаться. Рассмотрим для примера вихрь в потоке, направленном по земной оси.

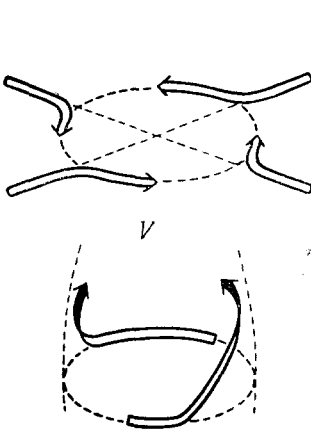


Рис. 4. Действие кориолисовых сил на жидкость, втекающую в восходящий вихрь.

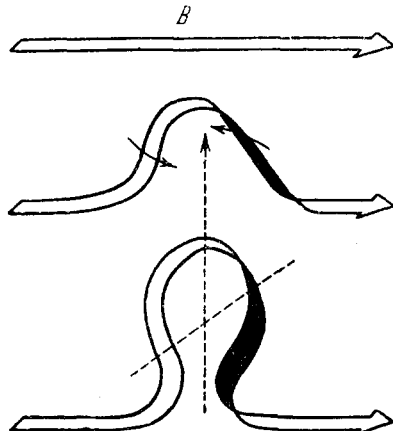


Рис. 5. Образование магнитных петель, перпендикулярныхначальному тороидальному полю, с помощью локальных движений того же типа, что изображен на рис. 4.

Поскольку жидкость стекается к центру, ее линии тока искривляются (в северном полушарии—вправо). Но наряду с этим жидкость участвует в восходящем движении, так что она движется по спирали (рис. 4). У верхнего конца потока жидкость растекается и кориолисова сила, действующая теперь в противоположном направлении, будет «разматывать» спираль. Если конвективный поток направлен не по оси вращения, геометрия движения по спирали будет несколько более сложной.

Рассмотрим, как такое спиральное движение будет деформировать тороидальное поле. Это изменение поля проиллюстрировано на рис. 5. Направление конвективного потока предполагается нормальным к силовым линиям поля. Мы видим, как силовые линии выгибаются и закручиваются. Если закручивание достигает 90° , в плоскости, перпендикулярной исходному полю, образуются замкнутые петли магнитных силовых линий. Подробные математические вычисления были проделаны Паркером, который показал, что действительная форма силовых линий немного сложнее, но при усреднении по большому числу смежных пульсаций эти детали исчезают. Отдельные петли будут срастаться. Этот процесс будет описан ниже. Правильный знак усиления полоидального поля (регенеративная обратная связь) достигается в том случае, когда восходящий поток связан с вращением, возникающим при втекании в него жидкости (направление вращения циклона, спроектированного на экваториальную плоскость, совпадает с направлением вращения Земли). Ясно, что обратный знак усиления (вырожденная обратная связь) возникает в том случае, когда оседание связано с притоком. Следовательно, для того чтобы эта

модель приводила к гидромагнитному «динамо», необходимо ввести специальный постулат, а именно предположить, что конвективное движение асимметрично по отношению к восходящим и нисходящим вихрям. Людям, знакомым с асимметрией движения в геофизической гидродинамике (например, в атмосфере), это предположение покажется правдоподобным. Напрашивается множество способов осуществления такой асимметрии, но, учитывая их умозрительный характер, едва ли интересно их перечислять. Следует отметить, что образование петель, приводящих к обратной связи, имеет место только при углах вращения вихря, меньших 180° , и в действительности не слишком превышающих 90° . Чтобы понять, что

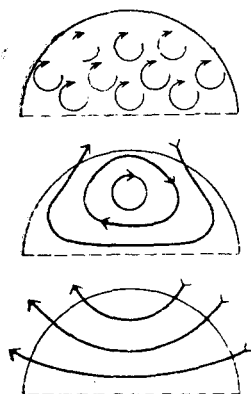


Рис. 6. Коалесценция петель приводит к регенерации полоидального дипольного поля.

это может быть именно так, мы должны принять во внимание механические силы, которые противодействуют образованию вихрей. Наиболее существенны среди них пондеромоторные силы, возникающие из-за деформации тороидального магнитного поля. Есть основание предполагать, что это поле сильное. Действительно, теория показывает, что тороидальное поле внутри жидкости будет, вообще говоря, значительно сильнее, чем полоидальное. Это является следствием той легкости, с которой тороидальное поле усиливается неоднородным вращением. Если предположить, что существует различие, геометрическое или динамическое, между восходящими и нисходящими конвективными вихрями, то легко объяснить преобладание одного вида обратной связи. Можно грубо представить себе, что силовые линии ведут себя как резиновые нити, которые сопротивляются деформации. Сила по уравнению (4) пропорциональна квадрату напряженности поля. Таким образом, легко видеть, что эффект чувствителен к

сравнительно слабым различиям динамики восходящих и нисходящих вихрей. Подробное исследование этого вопроса было бы достаточно трудным, так как результат зависит от множества параметров.

Возникает вопрос об устойчивости такого «динамо». Когда тороидальное поле становится достаточно сильным, механические силы будут приостанавливать закручивание вихрей и в конечном счете конвекция действительно прекратится. А что будет, когда поле станет слабым? Этот вопрос значительно более сложен. Если предположить, что в среднем закручивание вихрей меньше 90° , то уменьшение поля должно вести к усилению петель обратной связи и отсюда в конечном счете к усилению самого поля. Кажется неизбежным вывод, что устойчивый режим «динамо» возможен только при столь сильном тороидальном поле, которое уменьшает угол закручивания конвективных вихрей, созданных кориолисовой силой, ниже 90° .

До сих пор мы рассматривали только индивидуальные петли обратной связи. Последний шаг в изучении процесса обратной связи состоит в учете слипания петель (рис. 6) с последующим образованием общего полоидального поля. Соответствующие исследования выполнил Паркер⁴⁷. Чтобы сделать проблему доступной рассмотрению, он предположил, что магнитных петель настолько много, что применимо описание с помощью сглаженной скорости возникновения, которая является непрерывной функцией координат. Удобно выразить полоидальное поле через вектор-потенциал с помощью обычного соотношения

$$\mathbf{B}_{\text{пол}} = \text{rot } \mathbf{A}.$$

(27)

Очевидно, что в случае вращательно-симметричного полоидального поля A имеет лишь одну компоненту A_φ . Краткости ради будем обозначать ее просто через A . В таких обозначениях локальная петля обратной связи проявляется как «источник» A . (Это противоположно обычному предположению $\operatorname{div} A = 0$, но трудностей не возникает, так как мы усредняем по широте.) Приближенную схему механизма обратной связи можно представлять так: имеются источники вектор-потенциала A , пропорциональные напряженности тороидального магнитного поля B (мы пишем B вместо B_φ , для краткости) с коэффициентом пропорциональности, который равен скорости образования петель. Принимая во внимание диссипацию полоидального поля, мы приходим к уравнению

$$\frac{\partial A}{\partial t} - v_m \Delta A = \Gamma(r, \theta) B. \quad (28)$$

Переписав первое уравнение из (26) в переменных A и B и заменив v_φ на v , получим

$$\frac{\partial B}{\partial t} - v_m \Delta B = (\operatorname{grad} v) \times (\operatorname{grad} A). \quad (29)$$

Уравнения (28) и (29) представляют собой уравнения «динамо». Отметим, что градиент в уравнении (29) означает дифференцирование в меридиональных плоскостях. Символ Δ также имеет несколько иной смысл, чем обычно. (Он обозначает здесь операцию $\operatorname{grad} \operatorname{grad}$, примененную к компонентам вектора, как уже обсуждалось в связи с уравнением (26).) Уравнения «динамо» воплощают наши физические предположения об усилительной обратной связи. Они линейны и не столь сложны, чтобы их нельзя было проинтегрировать обычными способами.

Чтобы получить простое полоидальное поле из уравнения (28), Паркер положил $\Gamma B = \text{const}$ внутри сферы с радиусом $R \leq a$ и $\Gamma B = 0$ при $R < r < a$. Здесь a — радиус земного ядра. Это позволяет получить точное решение уравнения (28) обычным разложением на сферические гармоники или Бесселевы функции. По соображениям симметрии, в решение войдут только диполи, октополи и четные члены более высокого порядка. Результаты вычислений таковы, что для $R = a$ величина отношения октопольного поля к дипольному у поверхности ядра порядка 0,15 (соответственно порядка 0,045 у поверхности Земли). Если R становится чуть меньше a , величина отношения очень быстро падает. Поэтому в этой модели нетрудно объяснить преобладающий дипольный характер полоидального поля Земли. Наконец, следует отметить, что описанное здесь «динамо», строго говоря, не является стационарным генератором. Этот механизм усиления является стационарным только в среднем, так как он основан на индивидуальных завихрениях, которые, возникая, закручивают силовые линии тороидального поля, а затем исчезают.

Иной подход к проблеме земного «динамо», предложенный Буллардом⁴⁶, был разработан Такучи и Шимазу⁴⁸ и более подробно Буллардом и Гелманом⁴⁹. Подход этот кинематический, иными словами, предполагается существование определенного поля скоростей, не обусловленного динамическими причинами. Если положить $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$ и считать поле скоростей заданным, то решение уравнения (5) сводится к отысканию собственных значений и собственных функций магнитного поля B при заданных граничных условиях на поверхности проводящей сферы. Метод, используемый для интегрирования уравнения (5), состоит в представлении магнитного поля B и скорости v в виде рядов по

ортогональным сферическим векторам. Пусть $Y_n^m = P_n^m(\cos \theta) \cdot \cos m\varphi$ (или $\sin m\varphi$) есть сферическая гармоника. Обозначим через T и \bar{S} векторы тороидального и полоидального типа соответственно и найдем их компоненты

$$\left. \begin{aligned} (T_n^m)_r &= 0, \quad (T_n^m)_\theta = \frac{T_n^m(r)}{r \sin \theta} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi}, \\ (T_n^m)_\varphi &= \frac{T_n^m(r)}{r \sin \theta} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta}, \\ (\bar{S}_n^m)_r &= \frac{n(n+1)}{r^2} S_n^m(r) Y_n^m, \\ (\bar{S}_n^m)_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial S_n^m(r)}{\partial r} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \theta}, \\ (\bar{S}_n^m)_\varphi &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial S_n^m(r)}{\partial r} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi}, \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где $T_n^m(r)$ и $S_n^m(r)$ — пока неопределенные функции расстояния r .

Далее следует выбрать наиболее простое движение жидкости, приводящее к процессам обратной связи. Буллард нашел, что такое простейшее движение состоит из двух ортогональных компонент. Первая компонента типа T_1^0 отвечает неоднородному вращению относительно земной оси. Соответствующую радиальную зависимость удобно выбрать в виде простой алгебраической функции $T(r) = r^3(1-r)^2$, которая проходит через максимум и обращается в нуль на поверхности сферы. Вторая компонента скорости, очевидно, не должна обладать вращательной симметрией, так как в противном случае «динамо» неосуществимо. Буллард нашел, что в качестве второй компоненты удобно выбрать S_2^2 . К тому же он выбрал удобную алгебраическую зависимость от r . Физически S_2^2 представляет собой систему четырех радиальных потоков, попеременно восходящих и нисходящих, сконцентрированных у четырех равноотстоящих точек на экваторе. Такая система сама по себе еще не осуществляет обратной связи между тороидальным и полоидальным полем. Необходимое асимметричное кручение силовых линий достигается совокупным действием этого движения и неоднородного вращения T_1^0 . Полное движение жидкости представляется в виде $T_1^0 + \varepsilon S_2^2$, где ε — параметр, который можно подобрать. Затем магнитное поле разлагается в ортогональный ряд по вышеуказанным типам движения. Если это разложение подставить в дифференциальное уравнение (5), предполагая стационарность, мы получим бесконечную систему связанных дифференциальных уравнений для радиальных функций $S_n^m(r)$ и $T_n^m(r)$. Чтобы приближенно решить эту систему, обрывают ряд сферических гармоник на каком-либо члене. Остается система с конечным числом дифференциальных уравнений. Указанные авторы, в частности Буллард и Гелман, решали эту систему численно, на большой электронной вычислительной машине Британской национальной физической лаборатории. Оказалось, что членом самого низкого порядка в решении является полоидальный диполь S_1 . Имеются три члена с $n=2$, один из которых представляет собой тороидальное поле, симметричное относительно вращений вокруг земной оси. (Самая младшая гармоника в разложении тороидального поля — квадратупольная, так как поле имеет противоположные знаки в разных полушариях. Это видно из рис. 3.) Имеются три члена с $n=3$ и пять с $n=4$. Мы не можем останавливаться на подробном вычислении относительных величин и вида радиаль-

ных собственных функций в этой схеме. Это решение проблемы «динамо» имеет один серьезный недостаток. Чтобы не было сомнений, является ли полученный ряд стационарным решением уравнения индукции (5), надо доказать, что он сходится. Численные оценки показывают, что сходимость, если и существует, то очень медленная. Попытки доказать сходимость пока не увенчались успехом.

Вернемся к физически более наглядным процессам обратной связи, описываемым уравнениями «динамо» (28) и (29). Паркер⁴⁶ показал, что эти уравнения допускают волновые решения, «динамо-волны». Рассмотрим сферический слой, настолько тонкий, что можно пренебречь кривизной и считать его плоским. Введем декартову систему координат с осью x , направленной на восток, осью y , направленной на север, осью z , перпендикулярной к граничной плоскости и направленной вверх. Пусть

$$B = B_0 e^{i\omega t - ik y}, \quad A = A_0 e^{i\omega t - ik y}. \quad (31)$$

Подставляя эти выражения в уравнения (28) и (29), мы будем предполагать $\Gamma = \text{const}$ и $(\text{grad } v \times \text{grad } A) = \gamma A_0$, где γ — какая-то постоянная. Последнее равенство соответствует однородному перепаду скорости, в сочетании с линейностью A_0 . Иными словами, $\frac{\partial v_x}{\partial z} = \text{const}$, $\frac{\partial A_{0x}}{\partial y} = \text{const}$, причем $\frac{\partial A_{0x}}{\partial y}$ представляет полоидальное поле в направлении z . После подстановки в уравнения (28) и (29) мы получаем обычным путем характеристическое уравнение (из условий обращения в нуль детерминанта системы):

$$i\omega + \nu_m k^2 = (\Gamma \gamma)^{\frac{1}{2}}. \quad (32)$$

Таких решений, чтобы и ω и k были действительными, не существует; значит, волны экспоненциально возрастают или затухают и во времени, и в пространстве. Если положить $\omega = \omega_1 + i\omega_2$, мы найдем

$$k = \nu_m^{-\frac{1}{2}} [(\Gamma \gamma)^{\frac{1}{2}} + \omega_2 - i\omega_1]^{\frac{1}{2}}, \quad (33)$$

что отвечает волне с экспоненциально растущей амплитудой, распространяющейся на юг. Рис. 7 хотя и не соответствует в точности

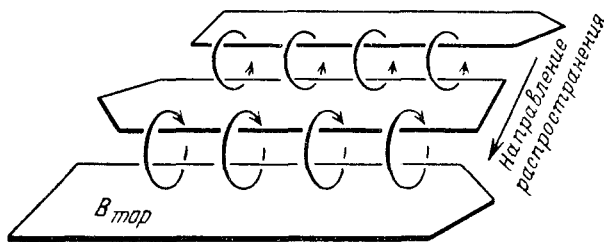


Рис. 7. Схема «динамо-волн».

волновым решениям (32) и (33), но передает физическую сущность «динамо-волн» с помощью представлений об изменяющемся тороидальном поле, связанном с переменной системой петель обратной связи полоидального поля. В «динамо-волнах» полоидальное и тороидальное поля сдвинуты по фазе на 90° . Паркер отметил, что эти волны родственны

явлениям, которые наблюдаются в конвективной зоне Солнца во время цикла солнечных пятен, когда магнитное поле систематически мигрирует между верхней и нижней гелиографическими широтами. Таким образом, «динамо-волны» представляются по крайней мере началом будущей теории циклов солнечных пятен. Мы вернемся к этому вопросу ниже, когда будем обсуждать наблюдаемые свойства магнитного поля Солнца.

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Выше были изложены основы теории стационарного усиления магнитного поля Земли (так называемый механизм «динамо»). В основе этой теории лежит несколько допущений. По существу, достаточно предположить, что в жидком металлическом ядре Земли происходит конвекционное движение. Характеристики ядра хорошо известны из сейсмических и других геофизических данных⁵⁰ (радиус ядра составляет $0,55 R$, где R — радиус Земли). Обычно предполагалось, что конвекция вызывается радиоактивностью. Однако Юри^{51, 52} показал, что наличие в ядре значительных количеств радиоактивных веществ весьма маловероятно. Поэтому в качестве возможных источников энергии следует рассматривать такие процессы, как химическое разделение и кристаллизация. Во всяком случае, энергия, необходимая для создания конвекции, которая приводит в действие механизм «динамо», относительно мала. Поэтому вопрос об источниках энергии не представляет серьезной геофизической проблемы. Нагревание ядра источником энергии, поддерживающим стационарную конвекцию и магнитное поле, не превышает нескольких сотен градусов за всю историю Земли, если даже не учитывать тепловых потерь через оболочку. В оценке учтены ограничения, налагаемые вторым законом термодинамики. Такое повышение температуры является вполне приемлемым. Основные проблемы земного магнетизма носят явно динамический характер. Земля представляет систему, в которой существует термическая конвекция при наличии весьма значительных кориолисовых сил. Магнитное поле приводит к появлению в системе пондеромоторных сил. Принимая во внимание, что после ста лет существования динамической метеорологии наши знания о циркуляциях воздуха в атмосфере, которые легко наблюдаемы, находятся все еще в зачаточном состоянии, не удивительно, что столь же сложные проблемы динамики земного ядра не поддаются простому решению. Тем не менее, основы рассмотренной выше теории «динамо» представляются хорошо установленными. Общие геофизические положения земного магнетизма были детально освещены автором в другом обзоре, так что мы не будем возвращаться к обсуждению этих специальных вопросов.

Вся совокупность магнитных явлений на поверхности Земли может быть подразделена на три группы. К первой относится средний дипольный момент, который является единственным непосредственным свидетельством существования стационарного механизма усиления магнитного поля внутри ядра. Ко второй группе явлений, связанных с ядром, относятся более высокие сферические гармоники магнитного поля, начиная с квадрупольных (они, как будто, не имеют стационарной компоненты и подвержены вековым вариациям). Третью группу образуют магнитные поля внешнего происхождения, вариации ионосферы, а также магнитные бури (обсуждение этого важного явления будет проведено в последней части).

Геомагнитные вековые вариации, от случая к случаю, наблюдались с давних пор. В изучении вековых вариаций хорошо известна роль Гаусса, который исследовал их с помощью представления в виде сферических

гармоник. Однако лишь к концу XIX века была методически изучена, с этой точки зрения, большая часть земной поверхности. В результате многочисленных измерений, выполненных главным образом институтом Карнеги под руководством Л. А. Бауера, а затем И. А. Флеминга^{53, 54}, были получены обширные данные о вековых вариациях за несколько десятилетий. Этот материал был исчерпывающе обработан Вестайном⁵⁵ и представлен, в основном, в виде карт вековых вариаций. Своей наглядностью эти карты интенсивности и скорости вековых вариаций превосходят другие способы обработки данных. Мы не воспроизводим здесь карт, так как они занимают слишком много места. Несколько карт было приведено в цитированном выше обзоре⁵⁶, который напечатан в распространенном журнале. Судя по результатам наблюдений⁵⁶, источники геомагнитных вековых вариаций находятся глубже земной коры. Этот вывод кажется правдоподобным, так как трудно предположить, что наблюдаемые изменения скорости происходят в твердом теле. Более того, наблюдаемые вековые вариации, по-видимому, возникают в верхних пластах ядра. Глубина этого слоя по оценкам имеет порядок 50—100 км. Мы не можем наблюдать вариации, происходящие в ядре на больших глубинах, вследствие экранирующего действия вышележащих слоев электропроводящей жидкости. Математическая теория этого явления аналогична теории скин-эффекта. Отношение длины экранирования для Земли к соответствующей длине обычного скин-эффекта равно отношению соответствующих периодов.

Вековые вариации можно рассматривать как возмущение среднего поля (полоидального и тороидального) крупномасштабными пульсациями жидкости, развивающимися у поверхности ядра. Карты Вестайна показывают, что вековые вариации имеют вид ряда положительных и отрицательных «горбов», беспорядочно разбросанных по поверхности Земли. Следует отметить, что эти «горбы» представляют значения $\frac{\partial B}{\partial t}$, а не вели-

чины B . Измерить случайную компоненту напряженности B значительно труднее, чем соответствующие значения производной. Поэтому распределение случайной компоненты B может быть получено лишь в общих чертах. Геометрические и кинематические свойства отдельных областей поля вековых вариаций были подвергнуты детальному изучению^{57, 58}. Мак Дональд⁵⁹ спроектировал поле вековых вариаций с поверхности Земли на поверхность ядра (предполагалось, что проводимость коры равна нулю).

Чтобы понять содержание этих исследований, рассмотрим обратную задачу. Пусть требуется определить потенциал на некоторой сфере, если задана потенциальная функция на внутренней сфере вдвое меньшего радиуса (предполагается, что все источники заключены внутри малой сферы). Совершенно очевидно, что проектирование на внешнюю сферу приведет к сглаживанию локальных особенностей потенциала. Можно количественно показать, что при проектировании на внешнюю сферу детали строения передаются лишь для областей, угловой размер которых превышает 20—25°.

Наблюдателя на поверхности Земли можно сравнить с человеком, фотографирующим на длине волны, равной по порядку величины деталям структуры изучаемого объекта. Он воспримет фотографируемый объект как множество отдельных рассеивателей. Локализацию и относительную интенсивность рассеивателей он сможет грубо определить, в то время как их детальная структура ускользнет от его внимания. Рельеф вековых вариаций на поверхности Земли указывает на существование более резких изменений поля на границе ядра, детальную картину которых

выяснить невозможно. Одну из карт Вестайна можно представить с помощью 65 «горбов» стандартной формы и разной интенсивности.

Представляет интерес исследование поля случайной компоненты и вековых вариаций с помощью сферических функций. Расчеты проводились с помощью членов до 6-го порядка включительно ($n=6$). Если пределом разрешения для проектирования на ядро является величина $\sim 25^\circ$ широты, то поле на поверхности Земли должно быть настолько сглажено, чтобы коэффициенты ряда по сферическим функциям обращались в нуль при $n=15$. В настоящее время точность данных не настолько велика, чтобы можно было производить исследование до членов такого высокого порядка. Благодаря преобладанию сферических гармоник более высокого порядка случайная компонента поля и вековые вариации растут с глубиной значительно быстрее, чем поле диполя. Среднее значение случайной компоненты поля (квадрупольные и более высокие члены), судя по оценкам, составляет около 5% среднего значения поля диполя. Если предположить, что основной вклад вносят сферические гармоники с $n=6$, то при переходе к ядру случайная компонента поля изменится в 16 раз сильнее, чем поле диполя. Следовательно, на границе ядра среднее значение случайной компоненты поля будет того же порядка величины, что и среднее значение поля диполя. Не следует думать, что средний диполь представляет единственную компоненту полного случайного поля у поверхности ядра, отвечающую самой младшей гармонике. Направление оси среднего диполя (наклоненной на $11,5^\circ$ относительно географической оси) сравнительно устойчиво. Средний диполь, в частности, не принимает участия (см. ниже) в общем западном дрейфе, свойственном всем гармоникам выше $n=1$. Физически это означает, что в соответствии с общими представлениями теории «динамо» поле диполя возникает в глубине ядра, в отличие от случайных компонент поля и их вариаций, возникающих в пограничном слое.

До сих пор речь шла, в основном, о пространственной зависимости геомагнитных вариаций. Поле вековых вариаций непосредственно выражает временную зависимость случайной компоненты геомагнитного поля. На рис. 8 представлен образец кривой, полученной в магнитной обсерватории (точки обозначают ежегодные средние значения напряженности и трех ее компонент). График построен в единицах γ , где $\gamma=10^{-5}$ гаусс. Часто за несколько лет поле претерпевает значительные изменения. По-видимому, они вызываются локализованными «горбами», которые, перемещаясь вблизи поверхности ядра, случайно оказываются поблизости от станции наблюдения. Более того, как явствует из рис. 8, может существовать вторая производная поля по времени, обусловленная значительными изменениями первой производной в течение нескольких лет. Это обстоятельство устанавливает верхний предел для проводимости коры, через которую эти вариации поля должны пройти, прежде чем достигнуть поверхности Земли.

Карты Вестайна показывают⁵⁵, что в среднем вековые вариации имеют порядок 50γ в год, достигая иногда значений 150γ в год и несколько больших. Если предположить, что такая средняя вариация существует в течение 40 лет, то получающаяся в результате величина $2000 \gamma = 0,02$ гаусс является весьма характерной для среднего случайного поля. К тому же периоды в 40 лет чрезвычайно характерны для вековых вариаций. Таким образом, та точка зрения, что случайное поле, включая все компоненты его, начиная с квадрупольной, является результатом вариаций и не имеет стационарной компоненты, хорошо согласуется с наблюдениями. Согласно теории, эти случайные компоненты поля создаются в верхних слоях ядра. Естественно возникает искушение попытаться количе-

ственно связать эти переменные поля с вихрями в жидкости поблизости от поверхности ядра. Вычисления, выполненные сотрудниками автора, показали, что математическая сторона проблемы чрезвычайно сложна, осо-

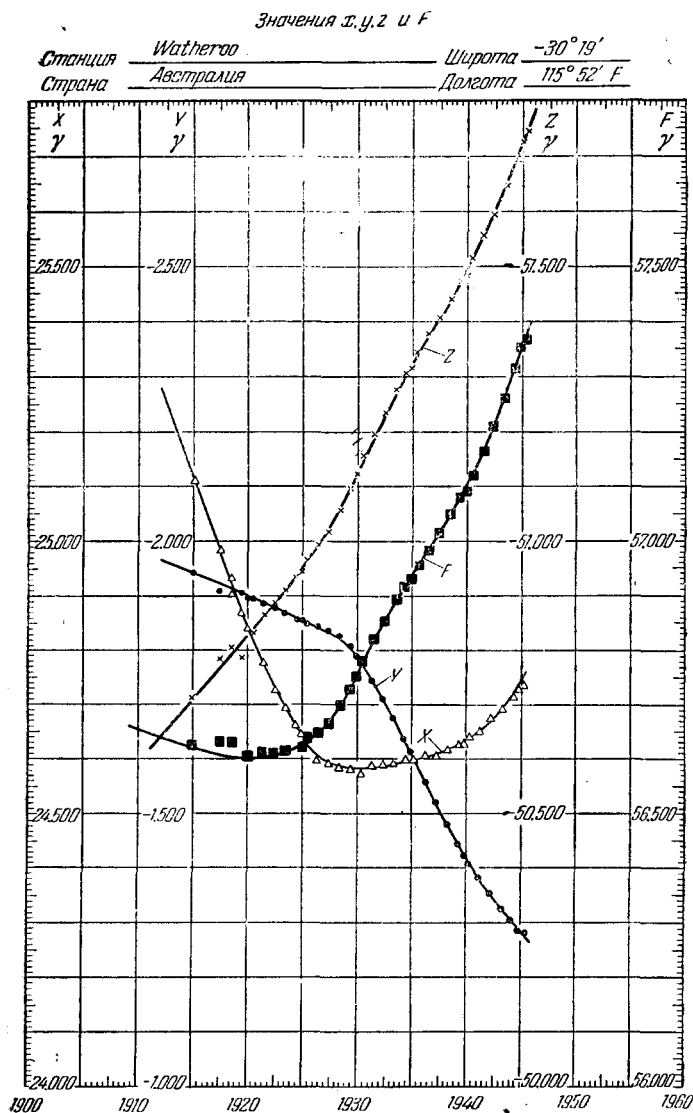


Рис. 8. Эта запись магнитной обсерватории показывает, что вторая производная поля по времени велика (из каталога Вестайна).

бенно вследствие природы граничных условий. Пока не удастся установить непосредственного соответствия между вихревым движением в жидкости и максимумами вековых вариаций.

Наиболее любопытной чертой геомагнитных вековых вариаций является так называемый западный дрейф. Вековые вариации наряду с ростом и спадом подвержены случайным перемещениям. Но на это нерегулярное движение накладывается среднее движение целых областей с востока на запад со скоростью $0,18^{\circ}$ в год. Это обстоятельство было установлено

и детально исследовано Буллардом с сотрудниками⁶¹. На рис. 9, заимствованном из их статьи, показан западный дрейф одной из низших сферических гармоник с 1830 г. до настоящего времени (для сравнения стоит упомянуть, что ось среднего диполя за тот же период переместилась лишь на 8° к западу). Угловая скорость западного дрейфа, в пределах точности наблюдений, как будто не зависит от широты.

Западный дрейф, оказывается, тесно связан с нерегулярностями в наблюдаемой скорости вращения Земли⁶². Сведения об этих нерегулярностях были получены после исключения из наблюдаемой скорости вращения систематического замедления, обусловленного приливным трением.

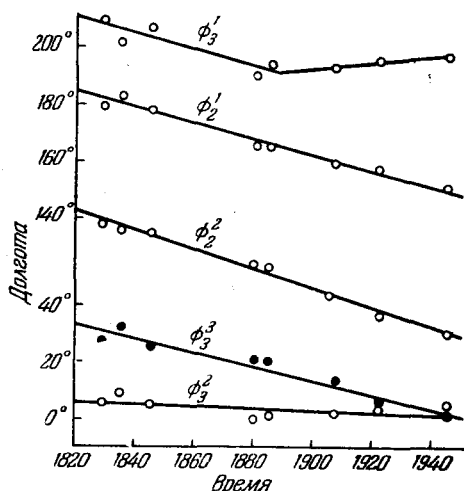


Рис. 9. Западный дрейф гармоник (по Булларду с сотрудниками).

Результаты сравнивались с показаниями наиболее точных часов, которыми служило планетарное движение (для будущих наблюдений уже могут быть использованы абсолютные атомные часы). Чтобы получить количественное представление об изменении угловой скорости Земли, можно выбрать промежуток времени между 1890 и 1900 гг. За эти годы изменение угловой скорости было несколько больше среднего и равно $\frac{d\omega}{dt} = 1,5 \cdot 10^{-20} \text{ сек}^{-2}$. Это соответствует

отклонению земных часов на 10 сек за 10 лет. Было показано⁶³, что эти флуктуации, по всей видимости, не могут вызываться какими-либо процессами в земной коре или оболочке, в океане или в атмосфере. По всей вероятности, это обусловлено существованием изменяющегося со временем взаимодействия между ядром

и оболочкой. Такое объяснение правдоподобно, если считать, что западный дрейф указывает на наличие стационарного вращательного момента, действующего между ядром и оболочкой. Это предположение было подтверждено Вестайном⁶⁴, которому удалось получить кривую изменения скорости западного дрейфа за время, начиная с 1900 г., после которого геомагнитные данные отличаются достаточной степенью точности. Оказалось, что эта кривая параллельна кривой, изображающей отклонения скорости вращения, но имеет обратный знак. Это свойство кривых будет объяснено ниже.

Приступим к интерпретации западного дрейфа и нерегулярностей во вращении Земли. Из наблюдений следует, что оболочка вращается быстрее, чем верхние слои ядра, в которых возникают вековые вариации (можно считать, для конкретности, что глубина этого слоя равна 50 км). В первой части обзора было установлено, что во вращающейся турбулизованной жидкости угловая скорость должна уменьшаться по направлению от центра. Кроме того, угловая скорость оболочки в стационарном состоянии должна равняться угловой скорости самого верхнего слоя ядра. Таким образом, неоднородное вращение, полученное из механических соображений, должно иметь знак, противоположный наблюдаемому. Наблюдаемый западный дрейф может быть объяснен только с помощью предположения о существовании взаимодействия между оболочкой и ядром посредством магнитных пондеромоторных сил. Аналогично, отрицатель-

ный знак корреляции между нерегулярностями вращения и нерегулярностями западного дрейфа не может быть объяснен с помощью механической связи, но также требует введения зависящего от времени вращательного момента между ядром и оболочкой. При этом подразумевается, что оболочка обладает некоторой электропроводностью, так как в изоляторе магнитные пондеромоторные силы развиваться не могут. Обсуждение вопроса об электропроводности оболочки мы пока отложим. Из формул (1)–(4) следует, что механические силы магнитного поля имеют вид векторного произведения $\text{rot } \mathbf{B}$ на \mathbf{V} . Оказывается, что $\text{rot } \mathbf{B}$ возникает за счет убывания тороидального поля при удалении от центра, в то время как величина \mathbf{V} является радиальной компонентой полоидального поля.

Векторное произведение $\mathbf{V} \times \text{rot } \mathbf{B}$ представляет вектор, направленный по параллели (в направлении ϕ). Проинтегрировав по всей оболочке, получим результирующий магнитный вращательный момент, действующий на нее. Этот эффект является обычной униполярной индукцией, причем оболочка служит обмоткой униполярного индукционного мотора. В стационарном состоянии разностный вращательный момент между ядром и оболочкой должен уравниваться противоположно направленным моментом трения. Это трение не обязательно имеет механическую природу. Можно показать, что действие локализованных магнитных вихрей совершенно аналогично механическому трению. Кроме того, в случае нерегулярных флуктуаций вращательного момента следует предположить, что силы, действующие на верхние слои ядра, быстро передаются к нижним слоям посредством значительного магнитного поля, имеющегося в ядре. В противном случае момент инерции будет недостаточным для эффективной передачи момента вращения оболочки и от нее.

Для объяснения западного дрейфа Буллард⁶¹ предложил схематическую модель, состоящую из трех твердых контактирующих шаровых слоев, которые могут вращаться один относительно другого. Два внутренних слоя обладают высокой проводимостью и служат аналогом ядра. Они вращаются один относительно другого, причем внутренний обладает большей угловой скоростью, так что в целом система является грубой моделью «динамо». Третий, внешний, шаровой слой обладает незначительной электропроводностью и служит аналогом оболочки. Тогда можно показать, что внешний шаровой слой стремится вращаться быстрее, чем промежуточный. Это соответствует западному дрейфу. Эльзассер и Такучи⁶⁵ исследовали магнитно-гидродинамические свойства верхних слоев ядра. Они показали, что флуктуации порядка нескольких десятых гаусса в тороидальной компоненте поля ядра, которые проникают в оболочку, достаточны для объяснения наблюдаемых нерегулярностей вращения.

Если внутренняя поверхность оболочки является шероховатой (т. е. обладает «горным» рельефом, который мог быть создан в результате химического взаимодействия между ядром и оболочкой), то скорость жидкости на границе должна быть равна скорости самой оболочки. С другой стороны, на больших глубинах угловая скорость в ядре должна расти по мере удаления от поверхности. Чтобы согласовать существование западного дрейфа с теорией⁶⁵, необходимо предположить, что распределение скоростей и тороидального поля в верхней части ядра имеет вид, изображенный на рис. 10 (мы здесь пренебрегли относительно малым тороидальным полем, проникающим в кору, а через v обозначили скорость движения относительно оболочки).

Естественно, что вопрос об электропроводности оболочки, а тем более о распределении проводимости с глубиной чрезвычайно важен для геофизики. Первая попытка разрешить эту проблему была связана с обстоятельными исследованиями Чэпмена и его школы, посвященными магнитным

эффектам в ионосфере, которые имеют период порядка суток. Было предположено, что эти переменные магнитные поля обязаны своим происхождением электрическим токам, распределенным над Землей. Эти токи индуцируют внутри Земли «токи изображения». Подробные исследования показали⁶⁶, что эти эффекты совместимы с крайне низкой проводимостью до глубины порядка 700 км. На больших глубинах, однако, проводимость должна быстро расти, достигая, по меньшей мере, $10^{-2} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ на глубине в 900 км. Значения проводимости на больших глубинах, в нижней части оболочки, должны удовлетворить двум несколько противоречивым требованиям. С одной стороны, проводимость должна быть достаточно велика, чтобы переменные поля, вызывающие нерегулярности в угловой

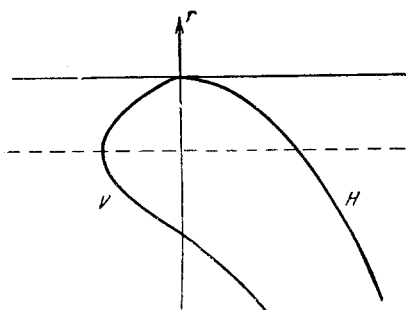


Рис. 10. Изменение с глубиной зональной скорости и тороидального поля в ядре. Слева—Запад, справа—Восток.

скорости вращения оболочки, могли генерировать в ней необходимые механические силы. С другой стороны, кривые, приведенные на рис. 8, показывают, что вторая производная имеет почти прерывистый характер. Это говорит о том, что из ядра через оболочку свободно передается весь спектр за время, составляющее всего лишь несколько лет. Количественное рассмотрение⁶⁷ показывает, что проще всего можно удовлетворить этим условиям с помощью физически приемлемого предположения о резком возрастании проводимости с глубиной. По оценкам Ранкорна⁶⁸, проводимость в коре на большой глубине составляет по порядку величины $1 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Эта величина сравнима со значением проводимости в несколько тысяч $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для ядра, состоящего из железа. Изучение распределения электропроводности в оболочке только начинается, но является чрезвычайно перспективным. Процессы проводимости в оболочке могут носить полупроводниковый характер. Это было экспериментально подтверждено^{68, 69} лабораторными опытами с такой распространенной в оболочке породой, как оливин. Или, иначе, проводимость может носить ионный характер, который должен быть преобладающим в породах при высокой температуре. Однако подвижность ионов должна быть несколько подавлена высокими давлениями (порядка 10^6 атмосфер), существующими в нижней части оболочки. Это утверждение пока не проверено.

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ

Палеомагнетизм занимается изучением магнитного поля Земли в доисторические времена. Источником необходимых сведений служат горные породы, глинозем, а также изделия человеческих рук, как, например, кирпич, обладающий остаточным магнетизмом. Возможны два основных способа намагничивания таких тел, а именно: 1) охлаждение от температур выше точки Кюри до обычных в присутствии магнитного поля Земли и 2) осаждение (хотя бы на дне озер) намагниченных частиц, ориентированных магнитным полем Земли. Последний процесс обычно осложнен тем, что форма частиц, если они не сферические, а, скажем, типа диска или стержня, также будет оказывать влияние на ориентацию при осаждении. Наука о палеомагнетизме имеет множество ответвлений в петрографию, минералогию и кристаллографию. Здесь мы вынуждены ограничиться кратким замечанием о важности этих отраслей знания для полу-

чения сведений о древней истории земного магнетизма. Магнетизм горных пород издавна привлекал внимание петрографов и геологов, и с начала века литература по этому вопросу достигла значительного объема. Явление, однако, было настолько сложным, что изучение эмпирических закономерностей в найденных образцах не привело к существенным результатам. Положение изменилось, когда стало возможным детально интерпретировать палеомагнетизм, исходя из физических представлений о кристаллической структуре и магнитных доменах. Решением этого сложного вопроса мы во многом обязаны теоретическим исследованиям Найла⁷⁰ и работе Нагата⁷¹ с сотрудниками. Оказалось, что остаточный магнетизм горных пород и других материалов представляет явление, во многом отличное от обычного ферромагнетизма, который можно наблюдать, скажем, в стальном образце. Во-первых, постоянным магнетизмом обладает лишь незначительная часть всей массы породы, обычно взвешенная в виде мелких зерен; хотя эти зерна сильно намагничены, остаточный магнетизм всей породы, как правило, чрезвычайно мал. Во-вторых, магнитная компонента большей частью состоит из окислов железа, начиная с Fe_2O_3 и кончая сложными окислами, содержащими и другие металлы, как то Ti и Mn . Эти окислы, как отметил Найл, не являются обычными ферромагнетиками. Это антиферромагнетики.

Для выяснения вопроса об устойчивости магнетизма горных пород необходимо подробное изучение физической и химической природы намагниченных зерен. Это было бы довольно просто, если бы все породы были либо устойчивы, либо неустойчивы. К сожалению, оказалось, что некоторые породы (образовавшиеся, по предположению, в присутствии магнитного поля Земли) устойчивы, в то время как другие более или менее неустойчивы и подвергались перемагничиванию. Мы не можем вдаваться в подробности физико-химических условий устойчивости, которые, сплошь и рядом, еще не совсем ясны. Ясно, что данные лабораторных измерений и теоретических расчетов необходимы, но отнюдь недостаточны, вследствие чрезвычайно больших промежутков времени, характерных для палеомагнетизма. Поэтому, дополнительно, необходимо прибегнуть к какому-то критерию устойчивости, который бы характеризовал породу в естественных условиях. Внутренняя самосогласованность такого критерия дала бы возможность доказать, что определенные породы были магнитно-устойчивы на протяжении всего геологического прошлого. К счастью, такие критерии существуют. Наиболее значительные из них были предложены Грэмом⁷². Метод заключается в изучении пласта породы, который подвергся изгибу после своего образования. Локальную пространственную ориентацию такого пласта можно определить. Если измерить остаточный магнетизм в точках пласта, имеющих разный наклон, то окажется, что магнитный вектор имеет широкий разброс по направлениям. Если бы оказалось, что измеряемые векторы направлены по магнитному полю Земли, было бы ясно, что магнетизм пород неустойчив и имели место перемагничивания. Можно восстановить направление векторов намагничивания относительно недеформированного пласта, внося поправку на значение локального наклона. Если в результате этой операции первоначальные векторы с широким разбросом по направлениям станут почти параллельными, сгруппировавшись вокруг какого-то среднего направления, значит порода может рассматриваться как магнитно-устойчивая. Полученное среднее направление можно принять за направление магнитного поля Земли в период образования породы. Это иллюстрируется рис. 11, заимствованным у Грэма. (На рисунке представлена стереографическая проекция полусферы на экваториальную плоскость.) Существует и другой критерий, несколько противоположный первому. Пусть имеется обширный

пласт, обладающий довольно однородным остаточным магнетизмом. Если в результате эрозии образуется галька, попадающая в осадочные отложения, то распределение векторов намагничивания в гальке будет случайным. Если, к тому же, образование осадочных отложений произошло вскоре после образования самого пласта, то случайное распределение намагничивания в гальке по направлениям свидетельствует о магнитной устойчивости породы.

Подобными или аналогичными методами в последние годы было исследовано множество пород. Значительные трудности вызывает тот факт, что существуют, по-видимому, магнитно-устойчивые, неустойчивые и

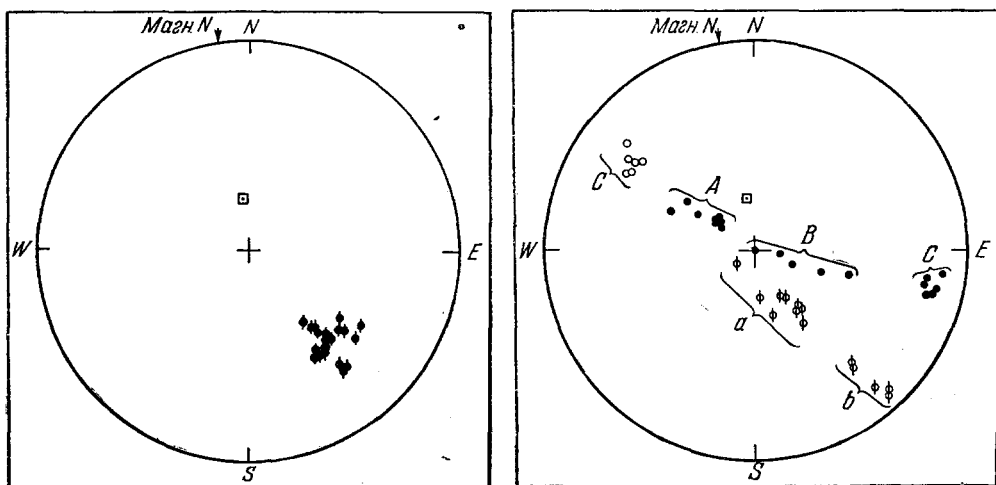


Рис. 11. Иллюстрации магнитной устойчивости. Распределение векторов намагничивания: в пространстве (справа); относительно поверхности залегания (слева) (по Грэмму).

частично устойчивые породы. Подробности читатель может найти в книге Нагата⁷¹ или в последнем обзоре Ранкорна⁷³. Мы приведем основные результаты этих исследований, поскольку они проливают свет на прошлое магнитного поля Земли.

Одним из источников сведений служат лавы вулканических извержений, дата которых известна из исторических документов; другим источником являются такие изделия, как кирпич, который подвергся обжигу и последующему охлаждению от точки Кюри в известное время. Теллир⁷⁴ изучил множество таких образцов во Франции и соседних странах. Возможно, его находки принадлежали ранее стенам печей для обжига и были извлечены сравнительно недавно при раскопках Карфагена. Наблюдаемые изменения направления намагниченности согласуются с той точкой зрения, что вековые вариации в прошлом имели тот же порядок величины, что и сейчас. Кроме того, изучение кирпичей позволяет определять не только направление, но и абсолютную величину поля, которое было в прошлом. Оказывается, что напряженность поля в Романский период была в 1,5 раза больше, чем сейчас. Это показывает, что среднее поле диполя убывало и в прошлом, хотя скорость убывания была значительно меньше, чем 5% в столетие. Последняя величина была получена из прямых наблюдений со времен Гаусса⁵⁰. (Сколько-нибудь значительные изменения геомагнитного поля изменяют полное количество космической радиации, достигающей Земли, а значит, и скорость образования

радиоуглерода. Период полураспада радиоуглерода равен примерно 6000 лет. Поэтому вычисления должны быть мало чувствительны к изменениям поля за более короткие промежутки времени. Кривые, приведенные Либби⁷⁵, показывают, что вплоть до 5000-летней давности исторические данные хорошо согласуются с результатами, полученными методом радиоуглерода. Это свидетельствует о том, что современное поле диполя не столь значительно отличается от поля, усредненного по более длительному промежутку времени.)

Существенные сведения о магнетизме в доисторическом прошлом были получены экспедицией института Карнеги⁵³, изучавшей глину и глинозем

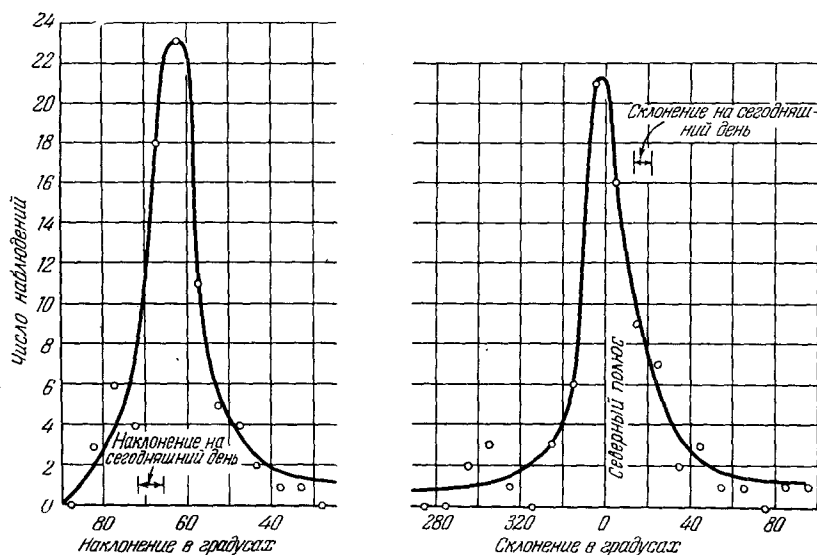


Рис. 12. Статистика палеомагнитного склонения и наклонения (главным образом, мезозой) (по Торресопу, Марфи и Грэмму).

и в особенности пробы, взятые со дна Атлантического океана вблизи Гренландии. Из этой работы, которую мы не можем подробно излагать, вытекают два поучительных факта. Несмотря на разброс в данных, можно с достаточным основанием утверждать, что известные нам вековые вариации существуют по меньшей мере десятки тысяч лет. Более того, оказывается, что нерегулярные вариации поля группируются скорее относительно истинного географического северного полюса, чем относительно современного положения магнитного полюса. Вообще говоря, отклонение оси магнитного диполя относительно географической на $11,5^\circ$ кажется исключительно большим. Отклонение, усредненное по большим промежуткам времени, по-видимому, должно быть вдвое меньше наблюдаемого. Мысль о том, что усредненное по времени геомагнитное поле представляет диполь, ориентированный вдоль земной оси, подтверждается результатами статистической обработки обширных данных⁷⁶, полученных при исследовании плоских осадочных отложений на северо-востоке США (рис. 12).

Большая часть исследованных пород относится к третичной эре, так что возраст их лежит между 5 и 50 миллионами лет. Небольшая часть пород еще старше. К этим образцам не применимы критерии устойчивости, описанные выше. Однако, весьма маловероятно, что остаточный магнетизм таких пород может изменяться соответственно миграции оси диполя,

периоды которых достигают лишь нескольких тысяч лет. Значительно более вероятно, что наблюдаемое направление намагничивания, даже у магнитно-неустойчивых пород, является результатом усреднения по более длительным промежуткам времени. Из рис. 12 видно, что измеренные значения магнитного склонения группируются вокруг истинного Северного полюса. Наиболее вероятное значение магнитного наклона примерно на 6° меньше соответствующего среднего, наблюдаемого в настоящее время. Это свидетельствует о том, что местоположения магнитного полюса группируются вокруг настоящего положения в Лабрадоре, а не относительно географического полюса.

Из теории «динамо» следует, что при усреднении по достаточно большим промежуткам времени географическая и геомагнитная оси будут совпадать. Тот факт, что геомагнитная ось может столь значительно отклоняться от географической, указывает на несовершенство положенной в основу теории гипотезы о большом числе петель обратной связи (см. выше). По-видимому, в действительности число петель обратной связи меньше. Другим свидетельством неполной однородности механизма обратной связи служит изменение абсолютной величины поля диполя со временем.

Уже давно стало понятно, что исследование магнетизма пород может послужить способом проверки гипотезы о блуждании полюса, неоднократно выдвигавшейся геологами*). Основанием послужили данные палеоклиматологии, в особенности остатки палеозойского оледенения в Африке и в районе Тихого океана. Предполагалось, что полюс в Каменноугольный период находился несколько севернее Гавай, а затем постепенно мигрировал по довольно замысловатой кривой к тому месту, где он находится в настоящее время⁷⁷. Такое движение влечет за собой деформацию эллипсоидальной коры. Это в свою очередь приводит к возникновению напряжений сдвига. Напряжения сдвига могут быть вычислены⁷⁸ и, по меньшей мере, не противоречат наблюдаемым тектоническим сдвигам. Подобные гипотезы требуют динамического обоснования. В настоящее время динамической теории миграции полюса не существует, однако некоторые общие соображения были высказаны Голдом⁷⁹. Будем рассматривать миграцию полюса как скольжение твердой коры и, быть может, верхней части оболочки относительно более глубоких частей Земли. Предположим, что относительная форма коры остается неизменной. Совершенно неправдоподобно, что такой процесс может быть обратимым (после примера с падающей кошкой, которая всегда приземляется на лапы). Энергия движений, происходящих в ядре, например, нормально к оси вращения, недостаточна для осуществления пластической деформации эллипсоидальной коры, если даже продолжительность этих движений велика. Именно необратимые эффекты, которые описываются диссипативными членами в уравнениях движения, имел в виду Голд. Предположим, для наглядности, что под действием тектонических сил где-нибудь в верхних слоях Земли образовался «горб». В случае твердого телоскопа это приведет к обычной прецессии, как и в случае асимметрического волчка. Очевидно, что в системе, подверженной внутренним деформациям, единственной конфигурацией, обладающей длительной устойчивостью, является такая, в которой «горбы» сдвинуты к экватору. Следовательно, необходимо принять, что существуют силы, которые приводят к такой конфигурации. Эти силы могут вызывать медленное пластическое скольжение верхних слоев по нижним. Голд отмечает также, что может

*) Не следует смешивать с гипотезой о «континентальном дрейфе», которая не обоснована в рамках механики твердого тела и единодушно отвергается геологами.

создаться такое положение, при котором полюс как бы «попадает в капкан» и не может значительно изменить своего положения без большого возмущения. Голд считает, что современное положение полюса удовлетворяет этому условию. В ближайшем будущем, несомненно, будет создана математическая теория твердого гироскопа, испытывающего медленную необратимую деформацию.

Для разрешения вопроса о миграции полюса создание такой теории совершенно необходимо. Первым за систематическое изучение этой проблемы взялся Ранкорн, которому принадлежит обзор современного состояния геомагнитных данных⁷³. В кембрийский период, по данным Ранкорна, Северный географический полюс находился несколько южнее Гавай; в силурийский период полюс был уже в Северной Японии, а в эоцене — у северных берегов Восточной Сибири — недалеко от его современного положения. Поскольку миграция полюса, в основном, происходила в ранние периоды истории Земли, становится понятным, почему данные о направлении намагничивания пород, принадлежащих к более поздним геологическим периодам, согласуются с современным направлением магнитного поля. Основные данные Ранкорна были получены в Англии, из палеозойских пород. Эти выводы можно было проверить путем изучения палеозойского магнетизма в более широких масштабах, так как миграция полюса вызывает изменения магнитного поля на всем земном шаре. Недавно Грэм⁸⁰ получил новые данные из измерений в палеозойских породах, главным образом в Нью-Мексико и в Аризоне, которые, в пределах ошибок измерений, приводят к тому же положению полюса, что и английские данные. Эти результаты недавно были подтверждены Ранкорном⁸¹, на основании измерений в породах с аналогичным залеганием.

Наконец мы перейдем к одному из наиболее любопытных явлений, веские указания на которое, если не полную уверенность в его существовании, дает нам палеомагнетизм. Речь идет о многократном изменении направления магнитного поля Земли на обратное за время ее существования. Это перемещение полюса не сводится к более быстрой миграции, а является «переворачиванием» на 180° , которое происходит практически мгновенно в геологической шкале. Если процессы «переворачивания» связаны с изменениями или флуктуациями в механизме «динамо», то характерные времена должны быть одинаковыми и лежать в пределах нескольких тысяч лет. Подобные промежутки времени пренебрежимо малы в геологической шкале. Обратное направление остаточного намагничивания в лавах и других породах отмечалось уже давно, но затем было открыто любопытное явление, которое значительно усложнило исследование. Речь идет о спонтанном обращении направления остаточного намагничивания в породах. До открытия этого явления факт обращения магнитного поля Земли казался очевидным. Как ни странно, существует не один механизм спонтанного обращения остаточного намагничивания пород, а по крайней мере четыре. Они были исчерпывающе разобраны Найлом⁷⁴, которому мы обязаны теорией этих явлений.

В данной статье не место обсуждать эти интересные особенности физики твердого тела, но, чтобы удовлетворить любопытство читателя, мы отметим два из этих процессов. Предположим, что в сложном кристалле имеются два сорта ионов или атомов, A и B . Вследствие ферромагнитной связи спины частиц A взаимно параллельны, в то время как A и B антипараллельны вследствие антиферромагнитной связи. Если магнитный момент B больше, чем A , то результирующий момент будет направлен по B . Предположим, что путем процессов диффузии B постепенно замещается ионами C , спин которых подчиняется той же связи, что и B , но магнитный момент по величине меньше момента A . В результате такого замещения направ-

ление намагничения доменов кристалла изменится на обратное. Другой механизм состоит в следующем. Предположим, что зерна ферромагнитных веществ *A* и *B* начинают расти поблизости друг от друга. Тогда зерна будут ориентироваться таким образом, чтобы каждое поглощало магнитный поток другого, т. е. они будут расположены как два антипараллельных магнита, один за другим. Теперь допустим, что магнитный момент *A* больше, чем *B*, так что результирующий момент образца направлен по *A*. Если под действием химической реакции вещество *A* постепенно выщелачивается, то остаются зерна *B*, и направление остаточного намагничения изменяется на обратное.

Очевидно, что основным условием существования такого механизма «переворачивания» момента является сохранение спинов магнитных доменов при химической реакции. Найл не только объяснил механизм этих явлений, но в ряде случаев экспериментально доказал, что они существуют. Кроме уже отмеченных процессов, к обращению намагничения пород может приводить охлаждение от температур, превышающих точку Кюри. Нагата⁷¹ обнаружил и подробно исследовал породы, обладающие таким свойством.

Спонтанное обращение намагничения кажется несколько надуманным явлением. Тем не менее оно имеет большое значение при изучении магнетизма пород. Так, при аэромагнитной съемке Адирондакских гор Геологической службой США было обнаружено множество аномалий. Анализ показал⁸², что, в среднем, химический состав образцов, намагниченных по полю, отличается от состава образцов с противоположным направлением намагничения. В Японии⁸³ были обнаружены замечательные образцы с противоположным намагничением, относящиеся к классу, описанному Найлом. В свете этих фактов необходимо проверить, не является ли обращение намагничения в породах во всех случаях спонтанным, вызванным химическими причинами. Геологи часто находят в местах, которые когда-то были вулканически активны, отложения слоев лавы, расположенные друг над другом. Если бы в этих слоях, имеющих совершенно одинаковую химическую структуру, наблюдалось взаимно противоположное направление остаточного магнетизма, то вероятность действительного обращения магнитного поля Земли стала бы значительной. В последние годы было обнаружено множество таких случаев⁷³. Кроме того, в настоящее время стало известно^{84,85}, что порода, лежащая под натекающей лавой, приобретает то же направление намагничения, что и последняя, независимо от петрографических особенностей материала. Это, без сомнения, является следствием нагревания магнитной компоненты породы выше точки Кюри путем контакта с лавой. Под влиянием всей совокупности данных многие ученые пришли к выводу, что обращения магнитного поля Земли действительно имели место в геологическом прошлом. На рис. 13 и 14 (по Ранкорну⁷³) в виде примера приведены результаты измерений. В обоих случаях черные кружки отвечают одному направлению поля, а белые — противоположному. На рис. 13 приведены данные, полученные в базальтах на реке Колумбия (миоцен), а на рис. 14 — данные из выжженного песчаника в Скотленде (поздний прекембрийский период). Из рисунков ясно видно, что в случайном распределении преобладают векторы прямо противоположного направления. Сравнение этих двух рисунков может служить также иллюстрацией миграции полюса за истекший период (см. также рис. 11).

Более подробные сведения можно найти в статье Ранкорна⁷³, где имеются и ссылки. Здесь мы отметим лишь подробные данные Хосперса по многократным обращениям остаточного намагничения в исландских лавах; большую работу, проведенную над японскими лавами Кавай и др.;

исследование Рока во Франции и Хосперса в Ирландии. Результаты, полученные в последнее время Ранкорном при изучении лав в Аризоне, слу-

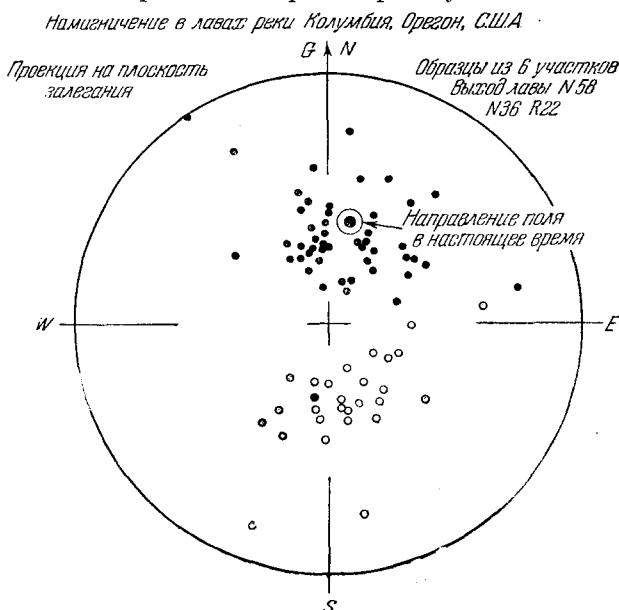


Рис. 13. Остаточное намагничение в лавах в бассейне реки Колумбия. Прямое и обратное направление намагничения почти равновероятны (по Кэмпбелу).

жат дополнительным подтверждением неоднократного обращения магнитного поля Земли. Большинство исследованных лав относится к третичному периоду. В дайках в г. Пилансберге, в Южной Африке, в многочисленных вулканических интрузиях, которые возникли в палеозое или еще ранее, обычно наблюдается обращение намагничения, изученное Гужем. Вопрос об осадочных породах оставался нерешенным, пока, сравнительно недавно, Клегг и Стабс, исследуя породы в Англии, не получили самосогласованных результатов. По их данным, оба направления остаточного магнетизма равновероятны.

Судя по оценкам Ранкорна, за всю геологическую историю магнитное поле Земли должно было изменить направление на противоположное несколько тысяч раз. Имеются также некоторые указания на то, что противоположные полярности должны быть равновероятны, но для окончательного суждения необходимо дальнейшее накопление опытных данных.

Динамической теории обращений магнитного поля пока не существует. При наличии некоторой доли фантазии легко придумать соответ-

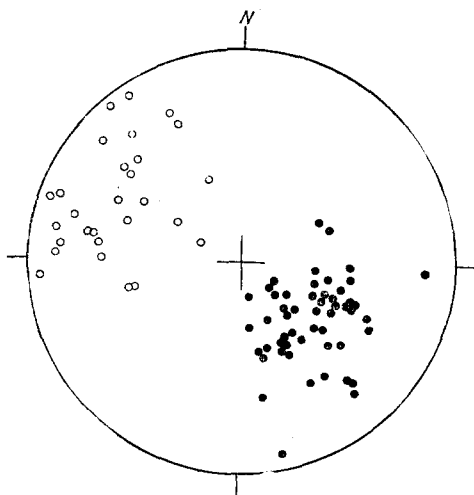


Рис. 14. Остаточное намагничение в песчанике из Скотленда (палеозой). Прямое и обратное направление намагничения почти равновероятны (по Ирвингу).

ствующую модель, и даже не одну. Однако мы не будем на этом останавливаться. Заслуживает внимания тот факт, что проблема «динамо» имеет два типа решений, существование которых подтверждается опытом. Во-первых, стационарные в среднем решения, как в случае Земли; во-вторых, решения типа «динамо-волн» в случае Солнца. Следовательно, изменение конвективного режима (хотя бы неустановившееся усиление) может возбудить в глубине ядра тороидальное поле, которое затем будет расти и распространяться наружу с помощью процессов, аналогичных миграции в солнечном «динамо».

МАГНЕТИЗМ СОЛНЦА И ЗВЕЗД

Существование магнитного поля на Солнце и звездах следует непосредственно из спектроскопических данных. В спектрах Солнца и звезд, как правило, наблюдается значительное уширение линий. Это происходит отчасти благодаря турбулентности в слоях, где возникают линии, отчасти вследствие доплеровского уширения, которое вызывается быстрым вращением (особенно в «новых» звездах). Фактически зеemanовское расщепление спектральных линий становится наблюдаемым, начиная с полей, напряженность которых превышает 1000 гаусс. Такие поля существуют, например, в солнечных пятнах. При более слабых полях возникает лишь дополнительное магнитное уширение, которое обнаруживается по частичной поляризации краев спектральных линий. Обычно исследуется продольный эффект Зеемана, соответствующий компоненте поля по направлению наблюдения. В таком случае при «нормальном» зеemanовском расщеплении линии имеют вид дублета, компоненты которого поляризованы по кругу в противоположных направлениях. Когда фактически расщепление не имеет места, частичная круговая поляризация краев спектральной линии еще может быть определена с помощью специальных анализаторов. Зеemanовский эффект проявляется на большинстве линий солнечного спектра, но лишь некоторые из них, в особенности линии железа и хрома, являются особо удобными для исследования. Их преимущество объясняется отчетливым характером линий, расположенных на большом расстоянии, и относительной простотой картины зеemanовского расщепления.

Магнитные поля на Солнце подробно изучались в обсерватории Маунт Вильсон в течение двадцати лет после открытия Хэйлом магнетизма солнечных пятен (1908). Большинство данных о магнетизме Солнца было получено именно там. Магнитная разрешающая сила этих измерений была порядка 50 гаусс. Сравнительно недавно Бэбкок⁸⁶ изобрел фотоэлектрический прибор для изучения магнетизма Солнца, который работает с 1952 г. Этот прибор полностью автоматический. С его помощью можно просматривать всю поверхность Солнца, непрерывно сравнивая поляризацию двух краев спектральных линий. Оптические свойства этого прибора столь замечательны (разрешающая сила использованной решетки равна 600 000, дисперсия—11 мм/Å), что дальнейшее повышение разрешающей силы было бы бесполезным вследствие конечной естественной ширины линии. На рис. 15 изображено несколько характерных снимков. Вертикальное отклонение вверх или вниз относительно базисной линии характеризует напряженность поля. Расстояние между соседними базисными линиями примерно равно 1 гауссу. Несколько лет назад Бэбкок⁸⁷ обнаружил магнитное поле в ряде звезд. После этого было изучено значительное количество магнитных звезд. Оптические приспособления, совершенно аналогичные тем, которые использовались при изучении Солнца, монтировались на 100-дюймовый, а иногда и на 200-дюймовый телескоп. Затем фотографировался спектр. Точность этих сложных измерений, за-

висящих в значительной степени от природы звездного спектра и диффузности линий, конечно, не может сравниться с точностью измерений на Солнце. Наиболее вероятная ошибка составляет обычно несколько сотен гаусс.

Несколько слов о структуре Солнца помогут лучше понять природу его магнетизма. Прежде всего следует ясно представлять, что слой, который мы можем видеть, называемый фотосферой, резко ограничивает по глубине область, доступную непосредственному наблюдению. Характерная высота солнечной атмосферы (высота, на которой плотность изменяется в e раз), составляет примерно 100 км в области фотосферы⁸⁸. Отсюда ясно, что достаточно нескольких сотен километров, чтобы перейти из разреженной, практически прозрачной области, в плотную, практически непрозрачную. Таким образом, фотосфера представляет собой слой, глубина которого много меньше радиуса Солнца, равного $7 \cdot 10^5$ км. Мы находимся в положении человека, который смотрит в микроскоп на препарат, но может видеть лишь его тонкий срез.

Основным вопросом магнитной гидродинамики Солнца и звезд является вопрос об устойчивости залегания в различных слоях. В случае устойчивого залегания в слое, движение (если оно вообще существует) может происходить только вдоль эквипотенциальных поверхностей (или сколь угодно близко к ним). Из общих соображений следует (см. выше), что двумерное движение не приводит к такому закручиванию силовых линий, которое вызывает неограниченное усиление магнитного поля. Следовательно, механизм «динамо» может поддерживаться лишь в той области, где существует трехмерное движение. Практически это означает, что должна существовать термическая конвекция, которая возникает при неустойчивом залегании. Хорошо известная модель звезды, предложенная Эддингтоном, в которой перенос энергии излучением играет основную роль внутри звезды, приводит к весьма устойчивому залеганию со значительным ограничением всех возможных движений. Раньше считалось, что источником звездной энергии является углеродный цикл. Его зависимость от температуры резко выражена. Поэтому считалось, что область, где протекает этот цикл, должна быть конвективно неустойчивой. Таким образом сложилось представление о конвективном ядре Солнца. Остальные части Солнца рассматривались как весьма устойчивые. Магнитное поле не может генерироваться в неподвижной среде. Поэтому понадобилось немало изобретательности, чтобы придумать модель переноса магнитного поля из солнечного ядра, где, по предположению, поле возникает, через устойчивые слои к поверхности⁸⁹. В последние годы наши представления о внутреннем строении Солнца претерпели коренные изменения. Во-первых, место основного источника энергии вместо углеродного цикла занял водородный. Этот процесс значительно менее чувствителен к температуре,

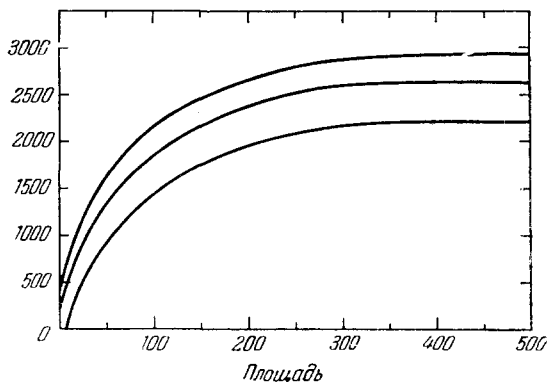


Рис. 15. Статистическое распределение (среднее значение и среднее отклонение) напряженности магнитного поля (в гауссах) в солнечных пятнах. По оси абсцисс отложена площадь полной тени. Единицей измерения является $10^{-6} S$, где S — площадь солнечного диска (по Рихардсену).

так что, если конвективное ядро и существует (что вызывает сомнение), то его конвективная активность, по-видимому, мала. Во-вторых, было показано, что внешние слои Солнца конвективно неустойчивы. Эта область получила название водородной конвективной зоны. Легко видеть, что слой, в котором удельная теплоемкость газа растет с глубиной (а значит, с температурой), менее устойчив, чем слой, в котором удельная теплоемкость постоянна. (Читатель, незнакомый с этим явлением, может найти определение устойчивости залегания как функции удельной теплоемкости и градиента температуры в любой книге по метеорологии.) Водородная конвективная зона лежит в температурном интервале, где удельная теплоемкость атомарного водорода удваивается вследствие его возрастающей ионизации. Так как водород, несомненно, является основной составной частью звезд, он оказывает существенное влияние на их свойства. На Солнце верхняя граница водородной конвективной зоны лежит поблизости от нижнего края фотосферы. Недавние вычисления⁹⁰ дали для глубины этой зоны значения, лежащие между 65 и 165 тыс. км. Иными словами, глубина водородной конвективной зоны составляет 10—25% радиуса Солнца. Слои солнечной атмосферы, лежащие над водородной конвективной зоной, характеризуются устойчивым залеганием. Становится все более и более очевидным, что так называемая солнечная активность⁹¹, т. е. отклонение условий в оболочке Солнца от средних, которое иногда сопровождается явлениями исключительной силы, является побочным продуктом динамики конвективной зоны. По мере роста наших знаний об этих явлениях становится совершенно ясным, что магнитные поля играют важную роль в слоях Солнца, доступных наблюдению. В конвективной зоне, по-видимому, действует эффективный механизм типа «динамо», совпадающий с описанным в первой части статьи или подобный ему. Поэтому явления на Солнце скорее описываются не обычной механикой жидкости, а магнитной гидродинамикой.

Магнитные поля солнечных пятен имеют наиболее ярко выраженную магнитно-гидродинамическую природу. Сводка соответствующих результатов наблюдений, содержащихся в обширной литературе, имеется в цитированных выше книгах, а также в книге Ансольда⁹² и в монографии Николе⁹³. Прежде всего отметим, что все солнечные пятна сопровождаются магнитными полями, причем, как правило, величина поля пропорциональна размерам пятна. На рис. 14 приведены кривые, полученные Рахардсеном. На средней кривой изображена количественная зависимость между средней площадью пятна и средней напряженностью поля в гауссах. Нижняя и верхняя кривые показывают статистические отклонения от среднего. По оси абсцисс отложена площадь «полной тени». Единицей измерения является одна миллионная доля площади солнечной полусферы. (Полная тень—это темная центральная часть пятна, переходящая в менее темные края, называемые полутенью.) Из рис. 15 видно, что в пятнах достаточно больших размеров среднее магнитное поле составляет 2600 гаусс. Наблюдаются и такие сильные поля, напряженность которых достигает 4500 гаусс. В центре пятна вектор поля перпендикулярен поверхности Солнца, но по мере удаления от центра его направление все более отклоняется от нормали.

Ниже приведены средние углы наклона вектора поля относительно радиуса Солнца в зависимости от расстояния, отнесенного к полному расстоянию между центром пятна и его краем:

относительное расстояние	0	0,3	0,6	0,9
поверхностное отклонение	0°	18°	49°	73°

Характерным для солнечных пятен является радиальное движение жидко-

сти, направленное наружу, которое обнаруживается по доплеровскому смещению линий (эффект Эвершеда). Скорость этого движения имеет порядок 1 км/сек , достигая у края полутени наибольшей величины, которая равна примерно 2 км/сек . Следует напомнить, что солнечные пятна имеют чрезвычайно анизотропную структуру. Достаточно сравнить характерное расстояние по высоте, составляющее около 100 км в фотосфере, с горизонтальной протяженностью пятна, достигающей 10^5 км у больших пятен. Скорость вытекания достаточно велика, так что вещество, из которого состоит пятно, обновляется за короткое время. Поэтому кажется мало вероятным, чтобы диффузия, даже турбулентная, могла существенно изменить поле за то время, пока оно переносится движущейся средой. Значит, наблюдаемый наклон магнитных силовых линий должен происходить в слоях фотосферы. Трубки тока, без сомнения, тянутся от пятна и до более глубоких слоев конвективной зоны. Таким образом, мы приходим к сложной картине распределения поля в пятне. Вещество должно втекать в пятно вдоль силовых линий, чтобы предотвратить преждевременное затухание поля, так как время жизни пятна составляет обычно несколько недель.

Для динамики солнечных пятен весьма существенны ponderomotorные силы магнитного поля⁹⁴. Чтобы оценить их, рассмотрим цилиндрическую трубку, внутри которой магнитное поле однородно и равно B , а вне трубки обращается в нуль. Это поле оказывает на поверхность цилиндра «магнитное давление», равное $\frac{B^2}{2\mu}$ или, в системе CGS, $\frac{B^2}{8\pi}$. В случае большого пятна,

среднее поле которого порядка 2000 гаусс, давление достигает величины $3 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$. С другой стороны, гидростатическое давление газа в фотосфере Солнца составляет 10^4 — 10^5 дин/см^2 , достигая $3 \cdot 10^5 \text{ дин/см}^2$ лишь у основания видимого слоя⁸⁸. На первый взгляд трудно получить в солнечном пятне равновесие гидростатического и магнитного давлений, которое должно существовать, поскольку время жизни пятна сравнительно велико. Недавние измерения показали, что солнечные пятна образуют впадины на поверхности Солнца. Если глубина впадины достигает нескольких единиц в масштабе характерной высоты, как обычно предполагается, то давление газа может заметно превзойти магнитное давление. Развитие теории солнечных пятен, хотя бы чисто статической, встречает значительные трудности. Гидростатические условия в солнечных пятнах изучались Паркером⁹⁵.

По мере углубления в конвективную зону положение вещей становится еще более неясным. При изотропном сжатии поле будет расти как $\beta^{\frac{3}{2}}$, так как теорема сохранения потока выполняется для сжимаемой жидкости. Гуревич и Лебединский⁹⁴ получили, исходя из этих предположений, чрезвычайно большие поля, вплоть до 10^5 — 10^6 гаусс в глубине конвективной зоны. Паркер⁹⁵ считает, что силы, порождаемые полем, будут приводить к весьма анизотропному расширению или сжатию, так что подобные предположения не имеют под собой почвы. В области теории остается сделать еще очень много. Пониженная температура пятна (примерно на 1000° ниже температуры поверхности Солнца), несомненно, связана с гидростатическим равновесием между давлением газа и магнитным давлением, действующими изнутри, и давлением газа, действующим снаружи. Однако представляется весьма затруднительным вычислить температуру пока не существует достаточно разработанной динамической модели пятен. (Поверхностные явления в пятнах, имеющих малую высоту и резко выраженную анизотропию, без сомнения, в значительной степени определяются динамическими процессами в более глубоких слоях, не доступных наблюдению.)

До сих пор нас интересовали свойства отдельного пятна. Теперь же мы рассмотрим солнечные пятна как множественное явление, которое указывает на более общие черты динамики Солнца. Чаще всего встречаются не большие пятна, а совокупность пятен умеренных размеров. Наиболее распространенной является так называемая биполярная группа, состоящая из двух пятен, или из двух групп пятен, или, наконец, из группы и пятна, отстоящих на расстояние, которое в несколько раз превышает диаметр большого пятна. Биполярные группы пятен встречаются значительно чаще, чем отдельные пятна. Есть основания считать, что единичные пятна представляют вырожденную форму биполярной группы. Вторым элементом такой группы не является локализованным, подобно обычным пятнам с сильным полем, а скорее размазан по значительной площади и поэтому характеризуется слабым полем. (Каким образом это было обнаружено с помощью магнетографа Бэбкока, будет изложено ниже.) Линия, соединяющая два компонента биполярной группы, с большой степенью точности совпадает по направлению с гелиографической параллелью, т. е. один из компонентов является западным, а другой восточным. Наблюдается следующий закон магнитной полярности. Восточное пятно, или группа пятен, имеет определенную магнитную полярность у всех биполярных групп, появляющихся в течение цикла солнечных пятен, который продолжается 11,5 лет. Западное пятно, или группа, имеет противоположную полярность. Полярность меняется на противоположную от цикла к циклу. (Следовательно, цикл в 11,5 лет правильнее было бы называть полудциклом.) Закон полярности в южном полушарии прямо противоположен закону, справедливому в северном полушарии.

В начале каждого полудцикла появляются пятна, или целые группы, на широте порядка 30° . Хотя отдельное пятно не изменяет заметно своей широты за время жизни, но появляются новые пятна на все более низких широтах. Так продолжается до тех пор, пока к концу 11,5-летнего полудцикла пятна остаются лишь у самого экватора. В это же время возникают первые пятна нового полудцикла на широтах 30° , но с обратной полярностью. Лучше всего структура циклов солнечных пятен видна на диаграмме-«бабочке», полученной Маундерсом, которая приведена на рис. 16. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат—солнечная широта. Диаграмма охватывает промежуток времени в 40 лет, т. е. 3,5 полудцикла. Каждая вертикальная линия отвечает одному периоду вращения Солнца (26 дней) и указывает разброс по широтам пятен, наблюдавшихся за этот период.

Преимущественная биполярность солнечных пятен и противоположность полярности в двух полушариях создают впечатление, что пятна возникают из вихревых колец тороидального поля Солнца в конвективной зоне. Эти вихревые кольца перемещаются вверх к поверхности (может быть, за счет «магнитной пловучести»⁹⁵), как показано на рис. 17. Интерпретация такого рода не является новой. Подобная схема, еще 30 лет тому назад, была предложена Бьеркнесом, который, пренебрегая магнитными эффектами, отождествлял пятна с вихрями. Теперь роль этих вихрей играет тороидальное поле. Тороидальное поле, судя по перемещению пятен от высоких широт к экватору, претерпевает значительные миграции. В каждый новый период тороидальное поле изменяет знак на обратный и также смещается к экватору.

Модель «динамо-волн», предложенная Паркером, которая упоминалась выше, описывает наблюдаемые свойства пятен с точки зрения теории «динамо». Однако пока еще не известно, на какой глубине в конвективной зоне развиваются эти процессы и какого порядка поля могут они там породить.

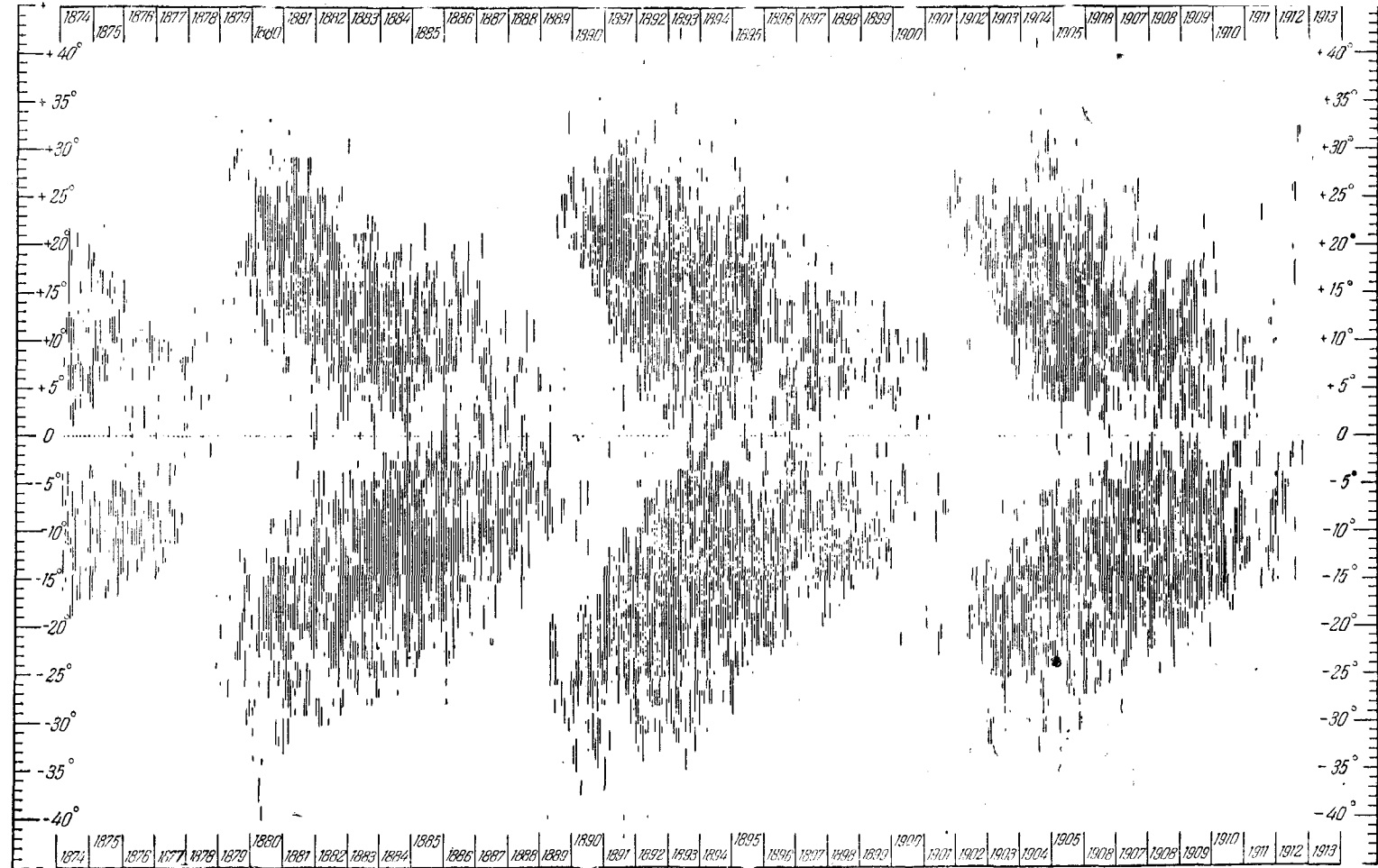


Рис. 16. Диаграмма «бабочка», иллюстрирующая изменение широты солнечных пятен во время полупериода (по Маундерсу).

Более старые методы магнитного исследования Солнца, развитые Хэйлом и его сотрудниками, дают достаточные сведения о солнечных

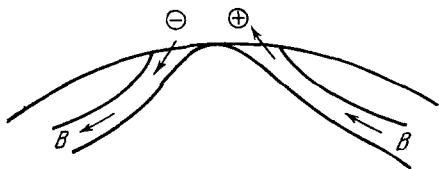


Рис. 17. Образование пар солнечных пятен.

пятнах, поля которых лежат в пределах от нескольких тысяч гаусс, в зависимости от размеров пятен. Для меньших полей вне пятен эти методы уже не являются столь удовлетворительными. Новые сведения стали доступными благодаря магнетографу Бэбкока⁹⁶, упоминавшемуся выше. Этим прибором измеряется поле, усредненное по значительным частям поверхности Солнца. Это видно из рис. 18. Солнечные пятна не оказывают заметного влияния на измерения, так как длина щели много больше среднего диаметра пятна; помимо этого, усилитель обладает насыщением для полей, больших 10 гаусс. Измерения Бэбкока показали, что имеется множество протяженных областей, обладающих магнитными полями. Подавляющее большинство этих областей является биполярным, причем знаки магнитной полярности такие же, как и в случае биполярных групп солнечных пятен. В случае необходимости можно группировать солнечные пятна соответствующей полярности с этими магнитными областями, которые по площади значительно превосходят любое пятно. Оказалось, что в таких системах биполярная протяженная область слабого магнитного поля зачастую «живет» дольше, чем соответствующее пятно. Это не значит, что такие магнитные области всегда весьма устойчивы; часто их размеры и структура изменяются довольно быстро. По-видимому, протяженные магнитные области влияют на спектроскопическую сторону солнечной активности (рис. 18). Бэбкок установил возможность замены пятна в биполярной группе слабым «размазанным» полем. В этом случае результирующий магнитный поток, проходящий через поверхность, должен быть еще меньше. Это служит подтверждением модели пятна, изображенной на рис. 17. Торoidalное поле в глубине конвективной зоны более однородно и меньше по величине, чем поле в пятне. Поэтому поле солнечного пятна должно быть следствием вторичной концентрации потока, который по неизвестной причине прорывается во внеш-

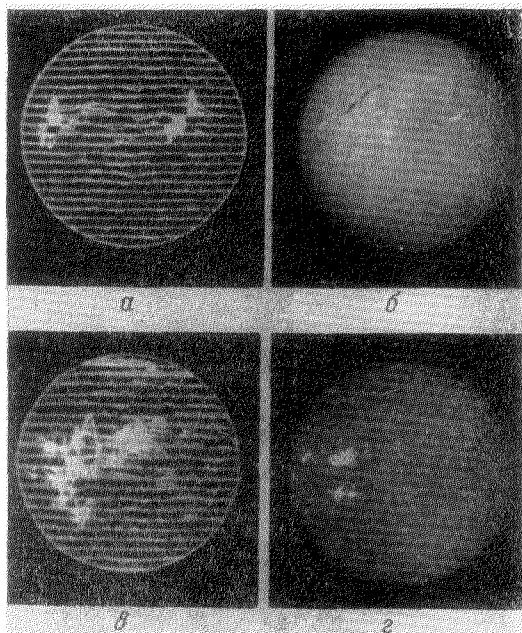


Рис. 18. а) магнетограмма биполярной области тесно связана с интенсивным H_α -излучением, показанным на рисунке б). Значительное униполярное поле (в) связано с интенсивным Ca II -испусканием (г). Расстояние между линиями составляет один гаусс (по Бэбкоку).

ние слои Солнца. Бэбкок исследовал также полное поле Солнца, соответствующее среднему диполю. Такое поле существует, но только на более высоких широтах, чем 55° . Его среднее значение в фотосфере составляет 1—2 гаусса, а знак относительно вращения противоположен соответствующему знаку поля Земли. Кроме того, эффективный магнитный поток подвержен быстрым случайным флуктуациям, вследствие которых поле порой значительно возрастает, превосходя раза в три исходное значение, а иногда убывает до нуля. Между флуктуациями в северном и южном полушариях не наблюдается никакой корреляции. Фактически поле наблюдается в тонком слое, обладающем высокой проводимостью, который окружен с двух сторон областями значительной толщины, также отличающимися хорошей проводимостью. Жидкость во всех этих областях находится в движении и переносит с собою поле. Поэтому большинство наблюдаемых явлений кажется не столь неожиданным. Полный усредненный магнитный поток, исходящий из области полюсов, уступающий потоку в большом пятне, раз в пять превосходит поток в среднем биполярном солнечном пятне. Это еще раз указывает на то, что на Солнце не имеет места коалесценция магнитного поля в средний диполь, как на Земле. Магнитно-гидродинамические явления на Солнце носят более локальный характер, который определяется процессами в определенных частях конвективной зоны.

Оставляя в стороне магнитно-гидродинамические явления в верхних слоях Солнца, которые будут подробно освещены ниже, мы обратимся к магнитным полям звезд. Магнитное поле звезды может быть наблюдаемо лишь в том случае, если на большей части поверхности имеется интенсивная компонента одного знака. Если поле звезды носит дипольный характер, то наблюдаемая напряженность поля дается формулой

$$B_{\text{набл}} = \frac{D}{4} B_{\text{п}} \cos \lambda,$$

где D —численный коэффициент, учитывающий затемнение лимба (отклонение от закона Ламберта; обычно D близко к единице), $B_{\text{п}}$ —напряженность поля на полюсе, а λ —угол между осью диполя и линией зрения. Следовательно, наблюдаемые поля порядка нескольких тысяч гаусс, как правило, значительно меньше, чем соответствующее поле $B_{\text{п}}$. Подробному спектроскопическому анализу могут быть подвергнуты только достаточно яркие звезды. Звезды, исследованные Бэбкоком, по яркости располагаются между третьей и седьмой величинами. В быстро вращающихся звездах доплеровское уширение линий обычно столь значительно, что магнитные эффекты можно наблюдать только при относительно малых углах λ . В отчете за 1953 г. Бэбкок привел 35 звезд, в спектрах которых был детально измерен эффект Зеемана. По-видимому, магнитное поле существует у 20 других звезд, однако для окончательного суждения необходимы дальнейшие измерения. 65 звезд пришлось отбросить, принимая во внимание очень малое число спектральных линий или слишком большое уширение линий вследствие вращения.

Естественно, что открытие магнитных звезд представляет значительные трудности. Поскольку в большом числе исследованных звезд были обнаружены магнитные поля, Бэбкок пришел к выводу, что магнитная активность должна быть широко распространена среди звезд. Фактическое распределение магнитных звезд по спектральным классам может рассматриваться как следствие теории «динамо». Действительно, в первой половине обзора было показано, что вращение и конвекция являются необходимыми предпосылками для функционирования механизма «динамо». Спектроскопически обнаружено, что «новые» звезды, как правило,

быстро вращаются. «Старые» звезды вращаются медленнее. Новые звезды классов *O* и *B*, как это следует из теории строения звезд, не имеют конвективной оболочки. Увеличение толщины конвективной зоны начинается со звезд класса *A*. В более старых звездах глубина этого слоя становится больше. Из 35 магнитных звезд Бэбкока 25 относятся к классу *A*, а остальные к классам *F* и *M*. Некоторые наблюдения подтверждают ту точку зрения, что толщина конвективной зоны в звездах класса *A* незначительна. Поэтому на Солнце, которое является довольно «старой» звездой, существует глубокий конвективный слой. Тем не менее, по неизвестным причинам, интенсивное однородное магнитное поле на Солнце не образуется.

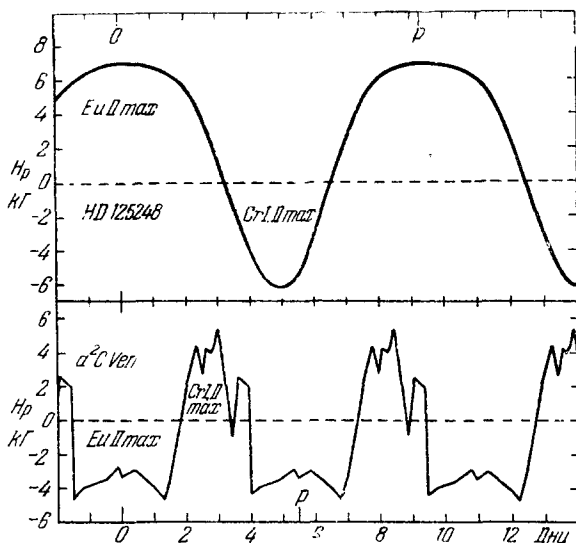


Рис. 19. Напряженность магнитного поля двух магнитных переменных звезд (по Бэбкоку).

колебаний с переменной амплитудой. Наблюдаемые изменения поля никогда не совпадают с простой синусоидой. В простейшем случае периодическое поле (содержащее и более высокие гармоники) налагается на постоянное (рис. 19, верхняя кривая). Часто кривая носит более нерегулярный характер (нижняя кривая на рис. 19). Звезды, соответствующие рис. 19, имеют также переменный спектр. Некоторые спектральные характеристики приведены на рисунке.

Вариации магнитного поля до сих пор не получили удовлетворительного объяснения вследствие значительных трудностей. Как отметил Каулинг⁸⁷, сами собой напрашиваются две модели. Простейшая—это модель «пятнистого» ротатора. Предполагается, что в звезде происходят крупномасштабные явления типа солнечных пятен, так что на значительных частях поверхности звезды, не очерченных стабильной границей, проявляются сильные магнитные поля. Если ось вращения наклонена относительно линии наблюдения, то в процессе вращения наблюдаемые магнитные свойства звезды будут изменяться. Согласно исследованиям Дейча⁹⁸ по природе спектральных изменений, многое в изменениях магнитного поля может быть объяснено таким путем.

В модели второго типа предполагается, что изменения магнитного поля являются следствием движения внутри звезды. Если, например, фотосфера подвержена крупномасштабным колебаниям, то силовые линии будут, соответственно, вытягиваться и образовывать различные аспекты для наблюдателя. Шварцшильд рассматривал такое колебательное дви-

стует глубокий конвективный слой. Тем не менее, по неизвестным причинам, интенсивное однородное магнитное поле на Солнце не образуется.

Поля исследованных магнитных звезд лежат в интервале от нескольких сотен до 10 000 гаусс. Большинство звезд имеет поле порядка 1000—5000 гаусс. Оказалось, что магнитные поля всех исследованных звезд подвержены изменениям. Ранее было известно, что некоторые из этих звезд имеют переменный спектр. Изменение магнитного поля у большинства звезд носит нерегулярный характер; у некоторых эти изменения имеют вид периодических

жение, в котором жидкость движется вперед и назад вдоль меридианов. Однако трудно себе представить, как такое простое колебательное движение может сохраниться в быстро вращающейся системе. Аналогично, Шварцшильд⁹⁹ пытается объяснить обращение полярности в течение цикла солнечных пятен как результат крутильных колебаний в глубинах Солнца, которые усиливают тороидальное поле. В разных полциклах знак усиления оказывается обратным. Трудно представить себе, чтобы такие колебания могли сохраниться при наличии пульсационной вязкости, которая, без сомнения, очень велика в конвективной зоне.

В ряде случаев невозможно интерпретировать результаты Бэбкока в рамках одной модели ротатора. Приходится присовокупить внутренние колебания. Какой бы тип колебаний мы ни рассматривали, все они отвечают периодическому преобразованию энергии между двумя формами. В модели Шварцшильда этим формам соответствуют кинетическая энергия движения и энергия магнитного поля. В совокупности это весьма близко механизму волн Альфвена. С другой стороны, в «динамо-волнах» Паркера происходит обмен энергией между полоидальным и тороидальным магнитным полем. Совершенно ясно, что цикл солнечных пятен, если отвлечься от конкретной модели, представляет собой колебания с периодом в 23 года. Естественно, что колебания аналогичной динамической природы в соответствующих условиях могут иметь периоды в сотни раз короче, близкие к периодам некоторых звезд. Если исходные предположения теории «динамо» справедливы, то весьма сильное магнитное поле звезды должно указывать на быстрое вращение в совокупности с интенсивной конвекцией, которые будут способствовать возникновению развитого пульсационного движения. Последнее представляется весьма неблагоприятным для поддержания колебаний, которые сопровождаются переходом кинетической энергии в магнитную и наоборот. Более правдоподобным является существование «динамо-волн», которые сопровождаются обменом энергией между двумя видами магнитного поля. Однако на настоящем уровне наших знаний механизм этих колебаний не может быть уточнен.

ПОЛЯ В РАЗРЕЖЕННОМ КОСМИЧЕСКОМ ГАЗЕ

Мы не будем пытаться дать всеобъемлющее, хотя бы и поверхностное, изложение предмета и ограничимся обсуждением ряда избранных вопросов. Ионосфера, солнечная корона и, наконец, межзвездные облака в Галактике являются различными формами существования ионизованного газа. В области электромагнитных явлений в этом газе пока еще не достигнуто полного физического понимания. Далее мы определим применимость магнитной гидродинамики в качестве разумного приближения к более совершенной теории электромагнитных полей в ионизованной среде (к общей теории плазмы). Последняя столь сложна, что не поддается математической обработке. Есть основания полагать, что уравнения магнитной гидродинамики являются превосходным приближением в ряде важных случаев. Чтобы избежать путаницы, мы в нескольких словах повторим основные свойства этого приближения, которые обсуждались в первой половине статьи.

Фактически космическая жидкость всегда обладает высокой проводимостью (нижние слои атмосферы Земли и некоторых планет являются исключением). Отсюда, на основании электромагнитной теории, вытекает, что в этом случае можно пренебречь током смещения. По той же причине любое скопление статических зарядов внутри проводника растекается с очень большой скоростью (за время $\frac{a}{c}$ в единицах *мкс*). Тогда электри-

ческое поле может быть выражено через магнитное с помощью соотношения

$$\mathbf{E} = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \gamma_m \Delta \mathbf{B}. \quad (34)$$

Дивергенция поля (34), вообще говоря, не равна нулю, однако поле и соответствующий заряд изменяются квазистатически, если последний член в уравнении (34) мал. Это осуществляется при движении жидкости в области с большими линейными размерами. Электрические потенциалы индукции по уравнению (34) будут порядка

$$\Phi = BVL, \quad (35)$$

где V и L —характерные скорости и масштаб соответственно. Наконец, когда справедливо уравнение (34), в тензоре электромагнитных натяжений остается лишь магнитная часть, так как электрическая становится пренебрежимо малой. Индуктивность, пропорциональная квадрату линейных размеров, очень велика в системах космических размеров. Это ведет к исключительно большому времени затухания магнитных полей τ . Если на проводник действует электромагнитное поле, время установления стационарного тока по порядку величины равно τ . Отсюда, по той причине, что индуктивное усиление становится весьма существенным, эффекты сторонних электромагнитных полей или электрической «поляризации» среды становятся пренебрежимо малыми в системах с достаточно большими линейными размерами.

Рассмотрим связь магнитно-гидродинамических явлений с теми процессами во вселенной, которые воспринимаются в виде радиоизлучения. Радиоизлучение может заимствовать энергию у магнитных полей, но отсюда не следует, что магнитная гидродинамика должна описывать процессы излучения радиоволн. Хорошо известно, что большая часть солнечного и космического радиоизлучения, в особенности радиоизлучение «спокойного» Солнца, обязана своим происхождением свободным переходам в спектре ионизованного водорода. Другим источником может служить вращение частиц в облаках межзвездной пыли, обладающих электрическим моментом. В случае разреженных газов, таких как атмосфера Юпитера, которая является изолятором, источником радиоизлучения могут быть грозы. Некоторые ученые считают, что причиной радиоизлучения являются колебания плазмы. Мы не будем заниматься обсуждением этого вопроса и ограничимся единственным замечанием. Вычисления показывают¹⁰⁰, что колебания плазмы возникают в областях с линейными размерами порядка сантиметров. Для существования свободных переходов необходимы чрезвычайно высокие температуры. Плазменные колебания, если они имеют место, требуют наличия электромагнитного возбуждения. Однако эти процессы, в сравнении с магнитно-гидродинамическими, должны приводить к необратимому уменьшению энергии. Влияние этих процессов на магнитно-гидродинамическое поле сводится либо к поглощению энергии последнего, либо к таким термическим эффектам, как расширение нагретого сжимаемого газа. Нет оснований предполагать, что существуют какие-то иные типы связи.

Электропроводность сильно разреженных газов в присутствии магнитного поля изменяется вследствие того, что носители тока под действием поля начинают двигаться по спирали. Каулинг¹⁰¹ создал теорию этого явления, которое сводится к уменьшению проводимости и появлению тока Холла, перпендикулярного внешним полям—магнитному и электрическому. Последнее обстоятельство делает процесс проводимости анизотропным. Эффект становится значительным, когда время между соударениями велико по сравнению с периодом вращения электрона в магнитном поле. Шлютер¹⁰² показал, что проводимость всегда можно считать изо-

тропной, если ввести стороннюю «поляризацию» соответствующей величины и направления.

Рассмотрим магнитные поля в оболочке Солнца, так как явления во внешней части атмосферы Земли, несомненно, связаны с какими-то процессами на Солнце. Фотосфера Солнца, которая является источником видимого спектра, имеет незначительную толщину. Вместе с тем слоем, где возникают линии поглощения, толщина фотосферы составляет 500 км. Расположенная над ней хромосфера достигает 10 000—20 000 км высоты. Выше хромосферы тянется корона, границы которой точно не определены. Часто корона видна вплоть до расстояний в несколько солнечных радиусов от диска. Перечисленные слои определены только приблизительно и постепенно переходят один в другой. В то время как в фотосфере температура убывает с высотой, в хромосфере, наоборот, температура начинает расти и даже превосходит температуру солнечной поверхности, которая рассматривается как абсолютно черное тело. Этот быстрый рост продолжается до короны, большая часть которой, протяженностью более двух солнечных радиусов, обладает постоянной температурой порядка миллиона градусов^{88,103}. Из теории газов следует, что слои, в которых температура постоянна или растет с высотой, чрезвычайно устойчивы. Турбулентность в этих слоях подавлена. Поэтому в верхних слоях атмосферы Солнца отсутствует обычный пульсационный механизм переноса тепла.

Плотность в фотосфере составляет примерно 10^{-8} CGS или 10^{15} — $10^{16} P_c$, где P_c означает число протонов (не обязательно ионизованных) в 1 см^3 . Плотность падает до 10^8 — $10^9 P_c$ у основания короны, а на расстояниях порядка удвоенного радиуса Солнца составляет $10^6 P_c$ (для оценки влияния магнитных полей в таком газе удобно записать магнитное давление как $B^2/8\pi$, где B измеряется в гауссах; газовое давление имеет вид kTP_c). Величина магнитного поля в верхних слоях атмосферы Солнца неизвестна. Вследствие высокой проводимости вещества и исключительной устойчивости слоев, где происходит резкое изменение температуры, бессмысленно было бы экстраполировать магнитное поле из фотосферы, где оно известно из измерений.

Причина высокой температуры короны неизвестна. Делались многочисленные попытки теоретически интерпретировать это явление, из которых мы отметим две. В первой предполагалось, что энергия переносится акустическими волнами, берущими начало в конвективной зоне (в верхних слоях атмосферы они приобретают вид сверхзвуковых ударных волн). Другая трактовка предполагает, что энергия переносится магнитно-гидродинамическими волнами. В обоих случаях волны распространяются в среде, плотность которой быстро убывает, что будет способствовать значительной диссипации (наподобие волнореза на берегу океана). Следует напомнить, что полная масса короны весьма мала (10^{-5} — 10^{-6} г на см^2 поверхности Солнца).

Трудно понять, каким образом магнитные поля могут проникать через весьма устойчивые слои хромосферы. Если слои совершенно неподвижны, то перенос должен осуществляться молекулярной «диффузией» (т. е. играет роль обычная, а не пульсационная электропроводность). Последняя характеризуется временами порядка тысяч лет. Не исключено, что в области полюсов имеет место такой механизм переноса. Имеется, однако, явное противоречие между гидродинамической устойчивостью слоев, в которых растет температура, и быстрыми динамическими процессами, которые наблюдаются в тех же слоях. Наиболее естественным кажется предположение, что быстрые динамические процессы связаны с движением вещества, которое берет начало в верхних слоях конвективной зоны, а затем проникает (вспрыскивается) в устойчивые слои. Такие

восходящие потоки будут переносить магнитное поле во внешнюю оболочку Солнца.

К сожалению, нет никаких количественных данных о величине магнитных полей в этих внешних слоях, хотя имеются указания, что такие поля существуют.

Полосатая структура короны (полосы обычно называют «потоками») отчетливо выражена вблизи полюсов. Эти «потоки» расходятся из области полюса, отклоняясь от солнечной оси наподобие силовых линий магнитного диполя. Будучи впервые обнаружено в XIX веке, это явление послужило основанием для предположения, что Солнце является магнитом.

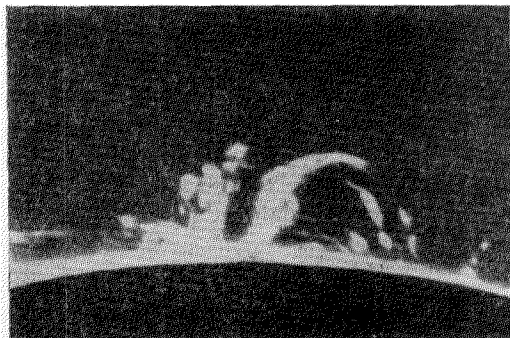


Рис. 20. Солнечные протуберанцы.

Согласно современным представлениям для объяснения этого явления достаточно незначительного поля порядка долей гаусса. Форма короны изменяется со временем. К сожалению, эти изменения и их зависимость от циклов солнечных пятен еще мало изучены, так как внешние части короны довольно слабы и потоки на большом расстоянии от солнечного диска можно успешно фотографировать только при полном затмении. Это ограничение не распространяется на нижние части

короны и хромосферу, которые становятся наблюдаемыми, если заэкранировать солнечный диск по методу Лيو.

Протуберанцы часто достигают больших размеров¹⁰⁴ (рис. 20). Рядом со светящимся солнечным диском они кажутся темными «нитеями». Часто протуберанцы связаны с солнечными пятнами. Сплошь и рядом они имеют явно выраженную форму арок. Это наводит на мысль, что форма протуберанцев обусловлена магнитными силовыми линиями. Часто детали формы протуберанцев изменяются за времена порядка нескольких минут, что свидетельствует о значительной величине соответствующих линейных скоростей. Не ясно, отвечают ли эти скорости действительному переносу вещества, или просто какому-то волновому движению, происходящему вдоль силовых линий, которое изменяет оптическое возбужденное состояние. Кроме того, относительно устойчивые протуберанцы наблюдаются в тех областях фотосферы, где существуют магнитные поля. Были получены весьма выразительные фотографии протуберанцев и потоков в короне, многие из которых теперь вполне доступны для наблюдения⁸⁸.

Обратимся теперь к Земле. Проводимость ионосферы изменяется в зависимости от количества ультрафиолетового излучения, поступающего от Солнца. Это явление имеет огромное практическое значение для радиосвязи, но стоит в стороне от обсуждаемых в обзоре вопросов, так как оно не связано с движением вещества, обладающего проводимостью. Правда, в последние годы были открыты и исследованы токи в ионосфере, но это увело бы нас слишком далеко в сторону. Суточные движения ионосферы удобно измерять с помощью суточной компоненты геомагнитного поля. Интерпретация этой связи была дана Чепменом¹⁰⁵. В ионосфере имеют место движения двух основных типов: суточные приливы в верхних слоях атмосферы и конвекция в освещенной Солнцем части ионосферы. К сожалению, суточные вариации магнитного поля на поверхности Земли сов-

местимы с бесконечным множеством распределений токов по высоте. Поэтому суточные вариации поля Земли дают сравнительно мало сведений относительно структуры или динамики ионосферы.

Для магнитно-гидродинамической теории из явлений, происходящих на Земле, наибольший интерес представляют магнитные бури и тесно связанные с ними полярные сияния. При наблюдениях магнитные бури проявляются следующим образом. В «спокойные» в магнитном отношении дни магнитограммы имеют вид плавной кривой. «Шум» может быть меньше 1γ . Следует отметить, что обычная магнитная регистрирующая аппаратура имеет время релаксации порядка нескольких минут или более, так что наблюдаются только относительно продолжительные периоды. В «неспокойные» дни магнитограмма носит явно нерегулярный характер. Флуктуации могут достигать, скажем, $10-40 \gamma$ за несколько часов. Среди спокойных дней выделяются дни с особо сильными флуктуациями поля, вызванными магнитными бурями, которые характеризуются вполне определенными свойствами. Магнитные бури представляют собой явления, распространяющиеся на весь земной шар. Их внезапное начало и дальнейшее протекание фиксируются одновременно в обсерваториях всего мира. В среднем магнитное поле ведет себя следующим образом. Горизонтальная компонента вначале довольно быстро растет примерно до 20γ , а затем несколько медленнее убывает. Через $6-8$ часов отклонение становится отрицательным и остается таким до конца бури. Отрицательное отклонение достигает максимума через $12-16$ часов после начала явления, изменяясь в этой точке от $30-50 \gamma$ для слабой и до нескольких сотен γ для исключительно сильной бури. С этого момента отклонение от нормального поля постепенно убывает до нуля. Этот процесс продолжается несколько дней. Вертикальная компонента поля ведет себя аналогично, но изменения ее менее резко выражены.

«Среди множества теорий магнитных бурь, появившихся в течение последних пятидесяти лет, сохранила свое значение лишь теория Чэпмена и Ферраро^{105, 106}. В этой теории предполагается, что существует электрически нейтральный поток ионизованных частиц, движущихся от Солнца со скоростями порядка 1000 км/сек . Это находится в соответствии с хорошо известным фактом, что частицы, излучаемые во время солнечных катастроф, должны примерно за день достигнуть окрестностей Земли. Чэпмен и Ферраро нашли, что поток газа, обладающего высокой проводимостью, будет задерживаться магнитным полем Земли на расстоянии нескольких земных радиусов. Таким образом, область вокруг Земли будет «запрещенной» для этого потока. В этой области поле Земли будет слегка сжато, что вызовет увеличение напряженности. Последнее является общим признаком первой фазы внезапно начинающихся магнитных бурь. Имеются веские аргументы в пользу того, что через несколько часов в кольце, лежащем в экваториальной (геомагнитной) плоскости или вблизи от нее на расстоянии нескольких земных радиусов, возникнет электрический ток, направленный к Западу. Чэпмен и Ферраро не смогли дать удовлетворительную теорию образования такого кольца с током. Однако они подробно исследовали (квази)устойчивое состояние кольца. Ценность этой теории состоит в том, что подробнейшим образом исследованы все возможные процессы, часто с помощью различных приближений».

Предыдущая выдержка, заимствованная из статьи Мартина¹⁰⁷, ясно свидетельствует о всей важности систематической теории магнитных бурь. Поле магнитного диполя минимально в экваториальной плоскости, так что именно здесь можно ожидать значительного проникновения потока в «полость», вырезанную магнитным полем Земли. В грубом приближении

можно ожидать, что вещество, обладающее проводимостью, потечет вдоль магнитных силовых линий достаточно интенсивного внешнего поля, так как это приостановит возникновение индуцированного тока и противодействующих механических сил. В следующем приближении уже нельзя считать \mathbf{v} и \mathbf{B} параллельными. Используя компоненту \mathbf{v} в меридиональной плоскости, можно найти электрический ток в направлении φ по уравнению (3). Мартин¹⁰⁷ произвел простую количественную оценку среднего радиуса кольца с током и получил значение порядка 5,5 радиуса Земли. Эта величина мало чувствительна к изменениям плотности ионизованного вещества. Мартин нашел для плотности значение $P_c \sim 20$, что превосходит полученное ранее Чепменом значение $P_c \sim 1$. Может быть, последний результат несколько занижен.

Между полярными сияниями и магнитными бурями имеется тесная связь^{108, 109}, обусловленная их физическим сродством. Область полярных сияний представляет кольцо с центром вблизи от магнитного полюса.

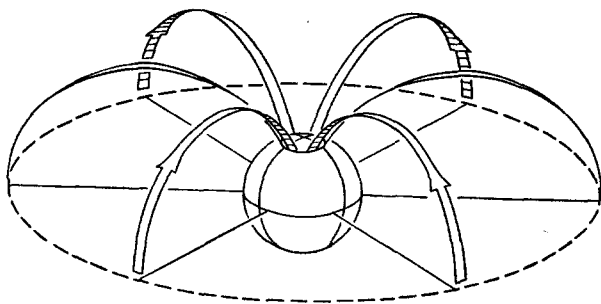


Рис. 21. Пути частиц, вызывающих полярные сияния. Изображен участок от магнитной экваториальной плоскости.

Наибольшей интенсивности это явление достигает вблизи окружности, отстоящей на 23° от магнитного полюса. Так обстоит дело в Северном полушарии. В Южном полушарии качественный характер явления сохраняется, но имеются некоторые количественные различия. Обычно предполагается, что причиной полярных сияний является поток каких-то частиц, распространяющийся примерно вдоль магнитных силовых линий (рис. 21). Мартин показал¹⁰⁷, что силовые линии, отстоящие в экваториальной плоскости на 5,5 радиусов, достигают поверхности Земли в области углов $\sim 25^\circ$ от магнитного полюса. Это является достаточно веским аргументом в пользу того мнения, что полярные сияния вызываются теми же потоками ионизованного вещества, которыми объясняются магнитные бури. Непосредственное спектроскопическое определение скоростей в потоке было выполнено Майнелом¹¹⁰, который наблюдал в полярном сиянии доплеровское смещение бальмеровской линии H_α . При наблюдении перпендикулярно к магнитному полю смещение вообще не было обнаружено, а обнаруживалось только уширение. При наблюдении вдоль поля наблюдалось значительное смещение, отвечающее, в среднем, скорости 450 км/сек по направлению к Земле. Линия асимметрично тянулась до значительно более высоких скоростей—при 3000 км/сек ее интенсивность еще составляла 10% максимального значения. Майнел предположил, что скорости в потоке, не подвергнувшись действию Земли, близки к 4000 км/сек. Более низкие значения скорости отвечают торможению в атмосфере.

Мы склонны полагать, что этот газообразный поток, проникающий в верхние слои атмосферы, должен дважды ускориться. Во-первых, на Солнце. Связь геомагнитных явлений с катастрофами на Солнце указывает, что скорости в потоке должны быть порядка 500—1500 км/сек. Эта величина значительно превосходит средние скорости движения, наблюдаемые на Солнце. Во-вторых, поток должен ускоряться вблизи Земли, чтобы достигнуть тех высоких скоростей, которые были обнаружены Майнелом. Не обязательно предполагать, что ускорение осуществляется электрическими полями. Оно может носить гидродинамический (магнитно-гидродинамический) характер, наподобие образования струй. Известно, например, что довольно слабые градиенты температуры в верхних слоях атмосферы Земли уплотняют воздух и ускоряют его, создавая в стратосфере ветры, скорости которых во много раз превосходят скорость обычного ветра. Насколько мы можем судить, нет серьезных оснований полагать, что скорости, соответствующие магнитным бурям и полярным сияниям, могут быть получены из обычной динамики сжимаемого газа, обладающего проводимостью. Теория, пригодная для объяснения этих явлений, еще не создана.

Истолкование полярных сияний долгое время упиралось в аналогичные трудности. Полярные сияния обычно находятся на высоте 100 км над уровнем моря, иногда опускаясь до 80 км. Это значит, что возбуждающие полярные сияния частицы проникают в атмосферу на расстояние, равное нескольким сантиметрам воздуха при нормальном давлении. Чтобы пройти 1 см воздуха при нормальном давлении, протон должен иметь энергию $7 \cdot 10^8$ эв. Это превышает величину энергии, которая получилась из спектроскопических данных, в 10 раз. Приписывать такую высокую энергию ионизованным частицам, которые рассматриваются как причина полярных сияний, кажется неразумным. Более вероятно, что истинную скорость ионизованных частиц дают спектроскопические наблюдения. Тогда глубокое проникновение в атмосферу должно быть вторичным эффектом, который может быть обязан сжатию, возникающему при столкновении падающего пучка с атмосферой.

Проблема ионизованного газа и соответствующих магнитных полей в солнечной системе в целом связана с трудностями, так как для ее решения необходимы данные о веществе, которое распределено с незначительной плотностью. Из исследования зодиакального света давно известно, что в солнечной системе имеются частицы космической пыли. Недавно Беру и Сидентопфу¹¹¹ удалось количественно отделить неполяризованную компоненту рассеянного света от поляризованной. Неполяризованная компонента возникает при рассеянии на частицах космической пыли, а поляризованная связана с рассеянием на свободных электронах. Оказалось, что плотность электронов составляет 10^3 электрон/см³ на расстоянии $0,6a$ от Солнца (где a обозначает радиус земной орбиты). Плотность уменьшается до $6 \cdot 10^2$ на расстоянии a , а затем быстро убывает до $1,2 \cdot 10^2$ при $1,3a$. Эти результаты отчасти подтверждаются работой Стори¹¹², который исследовал распространение атмосферных «всплесков» вдоль силовых линий геомагнитного поля. Оценка плотности электронов на высоте, равной двум радиусам Земли, привела к значению $4 \cdot 10^2$ электрон/см³. Остается лишь пожелать, чтобы эти ценные исследования получили новые подтверждения.

Если полученные значения плотности ионов соответствуют действительности и носят стационарный характер, то в солнечной системе будет существовать значительное однородное магнитное поле. Последнее, по-видимому, не имеет места. Магнитные бури и полярные сияния не допускают более простого истолкования, чем гипотеза о потоках ионизован-

ного газа, достигающих Земли за $\frac{1}{2} - \frac{3}{2}$ суток. Как именно удастся такому потоку достигнуть Земли при наличии в солнечной системе постоянной плотности газа, остается неясным и, по-видимому, не исследовалось. Распространение ионизованного газа имеет, скорее, характер движения струй через разреженную среду, чем расширения газового облака в пустоту. Бирман ¹¹³ нашел, что хорошо известное отталкивание хвоста кометы от Солнца, которое первоначально приписывалось давлению излучения, является, по всей вероятности, следствием давления вылетающих из Солнца частиц. Сравнительно недавно Дэвис отметил ¹¹⁴, что испускание Солнцем потоков частиц должно существенно изменить магнитное поле в Галактике. Вылетающие из Солнца частицы оказывают давление на межзвездный газ, заполняющий всю Галактику. В результате силовые линии магнитного поля Галактики будут расталкиваться в стороны, образуя вокруг Солнца полость. Размеры этой полости имеют порядок $10^2 a - 10^3 a$. Поток частиц, вылетающий из Солнца, замедляется при столкновении со стенками этой полости. Так как вместе с газом переносится магнитное поле, следует ожидать весьма сложных магнитно-гидродинамических явлений во внешних частях солнечной системы, на расстояниях, значительно превосходящих размеры земной орбиты. Полость в Галактике пока носит гипотетический характер, но весьма вероятно, что рано или поздно она будет обнаружена по ее влиянию на космические лучи.

Рассмотрим вопрос о магнитном поле Галактики. В 1949 г. Хилтнер и Хэл независимо открыли ¹¹⁵, что свет звезд, проходя через Галактику, частично поляризуется. Были предложены две теории этого явления. Обе сходятся на том, что поляризация света является следствием ориентации частиц в облаках космической пыли магнитным полем. В одной теории ¹¹⁶ предполагается, что частицы обладают ферромагнитными свойствами. Другая ¹¹⁷ строится на предположении о парамагнитной релаксации быстро вращающихся частичек. Мы не можем обсуждать эти теории и только отметим, что в обоих поляризационный эффект рассматривается как следствие существования магнитного поля Галактики. Земля находится в спиральной ветви Галактики. Магнитное поле в спиральной ветви направлено, в среднем, вдоль оси и лишь местами отклоняется в сторону. Эти теории, конечно, не дают возможности определить величину магнитного поля в Галактике. Однако можно показать, что величина поля, полученная из других соображений, совместима с оптическими данными.

Плотность газа в Галактике, по оценкам, составляет примерно $1 P_0$. Количество газа в Галактике хотя и меньше, но сравнимо по порядку величины с количеством вещества, находящегося в конденсированном состоянии. Поэтому мало вероятно, чтобы газообразное вещество возникло в результате испускания из звезд. Возможно, оно никогда не находилось в конденсированном состоянии. Если между кинетической энергией газа и энергией магнитного поля существует равновесие, то для магнитного поля получается значение 10^{-5} гаусс ¹¹⁷. С другой стороны, согласно Чандрасекару и Ферми ¹¹⁸ магнитное поле в Галактике предохраняет газ от гравитационного сжатия. Из этих соображений получается поле с напряженностью $6 \cdot 10^{-6}$ гаусс. Обе оценки дают близкие результаты, которые можно уточнить только с помощью динамической теории магнитного поля в Галактике.

Магнитное поле в Галактике пока не имеет объяснения. Галактика представляет систему, которая быстро вращается (кинетическая энергия вращения велика по сравнению с энергией беспорядочного движения звезд).

Следовательно, напрашивается аналогия с тороидальным полем в Земле и в Солнце. Труднее выявить аналогию с двухтактным процессом обратной связи, который был описан выше. Последний процесс возникает при наличии движения поперек силовых линий тороидального поля. В случае Галактики не существует движения, нормального к оси спиральной ветви. В цилиндрической системе, которая не распадается благодаря гравитационному взаимодействию, могут возникать колебания составных частей относительно оси цилиндра. Предполагается, что такие колебания происходят в звездах. Пока не выяснено, осуществляются ли такие движения в облаках газа и могут ли они играть какую-то роль в создании магнитного поля Галактики.

Мы попытались осветить различные явления, происходящие на Земле и во вселенной, которые могут получить объяснение с помощью магнитной гидродинамики. В заключение отметим два явления, которые были упомянуты в предыдущем изложении. Речь идет, во-первых, о происхождении солнечной системы. Альфвен ¹¹⁹ исследовал эту проблему с помощью магнитной гидродинамики. Поскольку космогонические теории находятся в зачаточном состоянии, мы ограничимся ссылкой на книгу Альфвена. Во-вторых, в обзоре не были упомянуты теории происхождения космических лучей, которые основываются на космических магнитно-гидродинамических полях. Этот вопрос мог бы служить предметом столь же длинной статьи. Поэтому мы отметим только соображения Бирмана ^{120,121} и его коллег (см. также статью Теллера ¹²²). Если за ускорение весьма быстрых частиц ответственные магнитно-гидродинамические поля, то достижимую величину энергии можно найти из уравнения (2). Большие энергии, соответствующие верхней части спектра космических лучей, могут быть достигнуты только при исключительно больших длинах пробега, порядка размеров Галактики. Хорошо известный механизм ускорения, предложенный Ферми ¹²², основан на соударениях частиц с движущимися неоднородностями магнитного поля Галактики. Однако вязкая диссипация таких нерегулярных полей, по-видимому, велика ¹²³, так что лишь часть энергии поля может быть использована для ускорения космических лучей. Тогда возникают трудности энергетического характера. Облака газа в Галактике поглощают так много энергии, что гравитационное равновесие спиральной ветви может нарушиться за промежуток времени, малый в космической шкале. С другой стороны, «полость Дэвиса» ¹¹⁷ в Галактике может задерживать мягкую компоненту космических лучей в пределах солнечной системы довольно долго. За это время медленные космические лучи ускоряются в магнитно-гидродинамических полях. Однако жесткая компонента не может задерживаться магнитным полем, величина которого лежит в разумных пределах. Таким образом, старый спор о том, где возникают космические лучи—в солнечной системе или в Галактике,—остается до сих пор нерешенным. Конечно, нет оснований предполагать, что существует один-единственный механизм ускорения космических лучей. Однако до сих пор в спектре космических лучей не наблюдалось никаких признаков разрывов, которые должны были бы сопутствовать случаю нескольких механизмов усиления.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. M. Elsasser, Phys. Rev. 95, 1 (1954).
2. W. M. Elsasser, Revs. Modern Phys. 22, 1 (1950).
3. T. G. Cowling, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 105, 166 (1945).
4. S. Lundquist, Phys. Rev. 83, 307 (1951); Arkiv Fysik 5, № 15 (1952).
5. S. K. Runcorn, Trans. Am. Geophys. Union 35, 49 (1954).

6. L. Biermann and A. Schlüter, *Zeits. Naturforsch.* 5a, 65 (1950); *Phys. Rev.* 82, 863 (1951).
7. Burhon, Griem and Lochte-Holtgreven, *Nature* 172, 1054 (1953); *Physik* 137, 175 (1954).
8. H. Alfven, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford University Press, London (1950).
9. E. N. Parker, *Phys. Rev.* 99, 241 (1955).
10. C. Walen, *Ark. Mat. Astron. Fysik* 30A, № 15 (1944); 31B, № 3 (1944); 33A № 18 (1946).
11. V. C. A. Ferraro, *Astrophys. J.* 119, 393 (1954).
- 11a. P. H. Roberts, *Astrophys. J.* 121, 720 (1955).
12. B. Lehnert, *Astrophys. J.* 119, 647 (1954); 121, 481 (1955).
- 12a. J. W. Dungey, *J. Geophys. Research* 59, 323 (1956).
- 12b. P. H. Roberts, *Astrophys. J.* 122, 315 (1955).
13. F. de Hoffman and E. Teller, *Phys. Rev.* 80, 629 (1950).
14. H. L. Helfer, *Astrophys. J.* 117, 177 (1953).
15. R. Lüst, *Zeits. Naturforsch.* 8a, 277 (1953).
16. A. Banos, Jr., *Phys. Rev.* 97, 1435 (1955).
17. S. Lundquist, *Phys. Rev.* 76, 1805 (1949).
18. B. Lehnert, *Phys. Rev.* 94, 815 (1954).
19. N. S. Anderson, *J. Acoust. Soc. Am.* 25, 529 (1953).
20. G. K. Batchelor, *Proc. Roy. Soc. (London)* 201, 405 (1950).
21. W. M. Elsasser, *Phys. Rev.* 69, 106; 70, 202 (1946); 72, 821 (1947).
22. A. Schlüter and L. Biermann, *Zeits. Naturforsch.* 5a, 237 (1950).
23. S. Chandrasekhar, *Proc. Roy. Soc. (London)* 204, 435; 207, 306 (1951).
24. S. Landquist, *Arkiv Fysik* 5, № 15 (1952).
25. M. Z. E. Krzywoblocki, *Acta Phys. Austriaca* 6, 157, 250 (1952, 1953).
26. A. Lehnert, *Quart. Appl. Math.* 12, 321 (1955).
27. J. Hartmann, *Kgl Danske Videnskab. Selskab. Mat.—fys. Medd.* 15, № 6 (1937); F. Lazarus, *там же* 15, № 1 (1937).
28. W. Murgatroyd, *Phil. Mag.* 44, 1348 (1953).
29. B. Lehnert, *Arkiv Fysik* 5, 69 (1952); *Tellus* 4, 63 (1952).
30. J. T. Stuart, *Proc. Roy. Soc. (London)* 221, 189 (1954).
31. J. A. Shercliff, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 49, 136 (1953).
32. S. Chandrasekhar, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 113, 667 (1953).
33. S. Chandrasekhar, *Phil. Mag.* 43, 501, 1317 (1952); 45, 1177 (1954).
34. Y. Nakagawa, *Nature* 175, 417 (1955).
35. S. Chandrasekhar, *Proc. Roy. Soc. (London)* 216, 293 (1953).
36. S. Chandrasekhar, *Proc. Roy. Soc. (London)* 217, 306 (1953).
37. S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* 119, 7 (1954).
38. S. Lundquist, *Arkiv Fysik* 2, № 35 (1950).
39. R. Lüst and Schlüter, *Zeits. Astrophys.* 34, 263 (1954).
40. J. W. Dungey, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 113, 180 (1953).
41. S. Chandrasekhar and E. Fermi, *Astrophys. J.* 118, 113, 116 (1953).
42. K. L. McDonald, *Am. J. Phys.* 22, 586 (1954).
43. H. Alfven, *Tellus* 2, 74 (1950).
44. H. Bondi and T. Gold, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 110, 607 (1950).
45. T. G. Cowling, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 94, 39 (1934).
46. E. C. Bullard, *Proc. Roy. Soc. (London)* 197, 433; 199, 413 (1949).
47. E. N. Parker, *Astrophys. J.* 122, 293 (1955).
48. H. Takeuchi and Y. Shimazu, *J. Phys. Earth* 1, 1, 57 (1952); *J. Geophys. Research* 58, 47 (1953).
49. E. Bullard and H. Gellman, *Trans. Roy. Soc. (London)* 247, 213 (1954).
50. W. M. Elsasser, *Revs. Modern. Phys.* 22, 1 (1950).
51. H. C. Urey, *The Planets* (Yale University Press, New Haven, 1952).
52. H. C. Urey, *Ann. geophys.* 11, 65 (1955).
53. J. A. Fleming, *Proc. Phys. Soc. (London)* 58, 213 (1946).
54. J. A. Fleming (под ред.), *Terrestrial Magnetism and Electricity* (Dover Publications, New York, 1949).
55. E. H. Vestine, *Carnegie Inst. Wash., Publ.* 578, 580 (1947, 1948).
56. W. M. Elsasser, *Phys. Rev.* 60, 876 (1941).
57. E. C. Bullard, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl.* 5, 248 (1948).
58. F. Lowes and S. Runcron, *Trans. Roy. Soc. (London)* 243, 525 (1951).
59. K. McDonald, *J. Geophys. Research* (в печати).
60. W. L. Bade, unpublished report, University of Utah, 1954.

61. Bullard, Freedeman, Gellman and Nixon, Trans. Roy. Soc. (London) **243**, 67 (1950).
62. D. Brouwer, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. **38**, 1 (1951).
63. W. Munk and R. Revelle, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. **6**, 331 (1952).
64. E. H. Vestine, J. Geophys. Research **58**, 127 (1953).
65. W. Elsasser and H. Takeuchi, Trans. Am. Geophys. Union **36**, 584 (1955); H. Takeuchi and W. Elsasser, J. Phys. Earth **2**, 39 (1954).
66. B. Lahiri and A. Price, Trans. Roy. Soc. (London) **237**, 509 (1939).
67. K. McDonald, thesis, Utah, 1956; (to be published).
68. S. K. Runcorn, Trans. Am. Geophys. Union **36**, 191 (1955); S. Runcorn and D. Tozer, Ann. geophys. **11**, 98 (1955).
69. H. P. Coster, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., Geophys. Suppl. **5**, 194 (1947).
70. L. Neel, Advances in Phys. (Phil. Mag. Suppl.) **4**, 191 (1955); см. также L. Neel, Ann. geophys. **7**, 90 (1951).
71. T. Nagata, Rock. Magnetism (Maruzen Co., Tokyo, 1953).
72. J. W. Graham, J. Geophys. Research **54**, 131 (1949).
73. S. K. Runcorn, Advances in Phys. (Phil. Mag. Suppl.) **4**, 244 (1955).
74. E. and O. Thellier, Compt. rend. **212**, 281 (1941); **214**, 382 (1942); **222**, 905 (1946); **233**, 1476 (1951).
75. W. F. Libby, Radiocarbon Dating (Chicago University Press, Chicago, 1955), second edition.
76. Torreson, Murphy and Graham, J. Geophys. Research **54**, 111 (1949).
77. B. Gutenberg (под ред.), Internal Constitution of the Earth (Dover Publications New York, 1951), см. гл. 9.
78. F. A. Vening Meinesz, Trans. Am. Geophys. Union **28**, 1 (1947).
79. T. Gold, Nature **175**, 526 (1955); см. также статью этого автора в готовящемся к печати номере Monthly Notices, Roy. Astron. Soc.
80. J. M. Graham, J. Geophys. Research **60**, 329 (1955).
81. S. K. Runcorn, Nature **176**, 505 (1955).
82. A. Buddington and J. Balsley, J. Geomag. Geoelec. **6**, 176 (1954).
83. E. Asami, J. Geomag. Geoelec. **6**, 145 (1954).
84. A. Roche, Compt. rend. **236**, 107 (1953).
85. Einarsson and Sigurgeirsson, Nature **175**, 892 (1955).
86. H. W. Babcock, Astrophys. J. **118**, 387 (1953).
87. H. Babcock and T. Cowling, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **113**, 357 (1953).
88. G. P. Kuiper (под ред.), The Sun (University of Chicago Press, Chicago, 1953).
89. См. например, Альфвен, Космическая электродинамика.
90. E. Vitense, Zeits. Astrophys. **32**, 135 (1953).
91. См. статью о солнечной активности К. О. Киренхеймер, «The Sun», ссылка 37.
92. A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären (Verlag Julius Springer, Berlin, Germany, 1938).
93. M. Nicolet, «Le Soleil», Inst. Roy. Meteorol. Belgique. Misc. Fasc. **11** (1943).
94. L. Gurevich and A. Lebedinsky, J. Phys. Soviet Union **10**, 327, 425 (1946).
95. E. N. Parker, Astrophys. J. **121**, 491 (1955).
96. H. W. Babcock and H. D. Babcock, Astrophys. J. **121**, 349 (1955).
97. H. W. Babcock, частное сообщение.
98. A. Deutsch, Mount Wilson Observatory, частное сообщение.
99. M. Schwarzschild, Ann. astrophys. **12**, 148 (1949).
100. A. Unsöld, Phys. Rev. **82**, 857 (1951).
101. T. G. Cowling, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **93**, 90 (1932).
102. A. Schiüter, Zeits. Naturforsch. **5a**, 72 (1950); **6a**, 73 (1951).
103. C. W. Allen, Repts. Progr. in Phys. **17**, 135 (1954).
104. Courtesy, Dr. Walter, O. Roberts, High Altitude Observatory, Boulder, Colorado.
105. S. Chapman and J. Bartels, Geomagnetism (Clarendon Press, Oxford, England, 1940), том 2.
106. S. Chapman and V. Ferraro, Terrestrial Magnetism Atm. Elect. **36**, 77, 171 (1932); **37**, 147, 421 (1933); **45**, 245 (1940).
107. D. F. Martyn, Nature **167**, 92 (1951).
108. V. C. A. Ferraro, Phil. Mag. **2**, 265 (1955).
109. См. статью Chamberlian and Meinel, The Earth as a Planet под ред. G. Kuiper (Chicago University Press, Chicago, 1954).

110. A. B. Meinel, *Astrophys. J.* **111**, 155 (1950).
 111. A. Behr and H. Siedentopf, *Zeits. Astrophys.* **32**, 19 (1953).
 112. L.R.P. Storey, *Trans. Roy. Soc. (London)* **246**, 113 (1954).
 113. L. Biermann, *Zeits. Astrophys.* **29**, 274 (1951).
 114. L. Davis, Jr. *Phys. Rev.* (в печати).
 115. Подробный список литературы имеется в ⁶⁶ и ⁶⁷.
 116. L. Spitzer and J. Tukey, *Astrophys. J.* **114**, 187 (1951).
 117. L. Davis, Jr. and J. Greenstein, *Astrophys. J.* **114**, 206 (1951).
 118. S. Chandrasekhar and E. Fermi, *Astrophys. J.* **118**, 113, 116 (1953).
 119. H. Alfven, *On the Origin of the Solar System* (Clarendon Press, Oxford, England, 1954).
 120. См. часть I в книге *Kosmische Strahlung*, под. ред. W. Heisenberg (Springer Verlag, Berlin, Germany, 1953).
 121. L. Biermann, *Ann. Rev. Nuclear Sci.* **2**, 335 (1953).
 122. E. Teller, *Repts. Progr. in Phys.* **17**, 154 (1954).
 123. E. N. Parker, *Phys. Rev.* **99**, 241 (1955).
-