1966 г. Март *Том 88, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.745

ДИНАМИКА СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

С. Б. Пикельнер

ВВЕДЕНИЕ

Энергия звезд выделяется при термоядерных реакциях в центральной области и просачивается наружу в виде квантов с постепенно уменьшающейся частотой. Однако звезды не являются мертвыми шарами, они проявляют не только тепловую энергию. Некоторые звезды пульсируют, в холодных звездах происходят сложные изменения, движения газов, причем условия в их атмосферах сильно отличаются от термодинамических. Иногда наблюдаются ударные волны, сбрасывающие оболочку звезды. В некоторых случаях звезды имеют сильные магнитные поля, обычно переменные, причем изменения поля связаны с изменением других параметров вплоть до химического состава. Наше Солнце является спокойной звездой, на большом расстоянии трудно было бы заметить какие-либо изменения в нем. В свое время А. Эддингтон сказал: «Нет более простой вещи, чем звезда». Однако изучение ближайшей к нам звезды — Солнца показало, что оно живет сложной жизнью, что на нем происходят многочисленные явления, число которых все увеличивается, по мере введения новых методов наблюдений, и которые далеко не все еще объяснены теоретически.

На поверхности Солнца — в фотосфере — наблюдаются вертикальные движения небольшого масштаба с четко выраженным периодом. Кроме того, наблюдаются горизонтальные движения в ячейках большого масштаба. Еще более крупномасштабными движениями является меридиональная циркуляция и дифференциальное вращение — с приближением к экватору угловая скорость вращения растет. Фотосферные движения порождают волны, которые распространяются вверх и там диссипируют. Хотя поток энергии волн составляет около 10^{-4} потока солнечной радиации, а до верхних слоев хромосферы доходит не более 10% этого потока, однако и такая небольшая энергия вызывает сильное отклонение верхних слоев от локального термодинамического равновесия. Как показал в свое время И. С. Шкловский, эти слои из-за низкой плотности мало излучают и потому даже небольшая диссипация механической энергии может нагреть их до высокой температуры, которая в верхней хромосфере измеряется десятками тысяч градусов, а в короне превосходит 1 000 000°. В соответствии с высокой температурой, эти слои в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, определяющих появление ионосферы на Земле, дают значительно больше энергии, чем фотосфера, хотя полное излучение этих прозрачных разреженных слоев составляет около 10^{-5} полного излучения Солнца. В радиообласти, особенно на метровых волнах, излучение тоже определяется короной. Нагрев

короны приводит также к появлению солнечного ветра — истечения газа со скоростью около 500 *км/сек*. Этот ветер и его вариации, а также появление на Солнце в отдельных случаях жестких частиц с энергиями до сотен *Мэв* существенно связаны с радиационными поясами и с другими явлениями, наблюдаемыми в окрестностях Земли. Кроме того, магнитные поля, уносимые ветром, вызывают вариации космических лучей и препятствуют проникновению мягких космических лучей в Солнечную систему.

Отклонения от термодинамических условий в верхних слоях солнечной атмосферы связаны с тем, что из фотосферы выходит вверх не только тепловая, но и механическая энергия. Следовательно, на Солнце должна действовать тепловая машина, превращающая энергию излучения в кинетическую энергию. Источником механической энергии на Солнце являются конвективные движения в толстом слое от фотосферы до глубины в 0,2—0,3 радиуса Солнца. Эта конвекция происходит в зоне, где водород или гелий частично ионизованы. Она образует ярусы, каждый из которых проявляет себя в движениях разных типов. Конвекция и дифференциальное вращение, поддерживаемое конвекцией, генерируют магнитные поля, причем появление полей имеет циклический характер с периодом 22 года. Таким образом, Солнце является и динамомашиной. Выход полей на поверхность в свою очередь влияет на движения, он уменьшает магнитную вязкость, увеличивает скорости, усиливает генерацию волн, нагрев короны, усиливает солнечный ветер. В пятнах поля становятся столь сильными, что подавляют конвекцию, уменьшают перенос энергии, понижают температуру фотосферы. В отдельных случаях сильные поля сложной структуры вызывают разряд, хромосферную вспышку, в которой генерируются космические лучи, появляется рентгеновское излучение, ударная волна, выбрасывающая поток газа со скоростью более 1000 *км/сек*. Это вызывает целый комплекс явлений на Земле и в ее окрестностях.

Изучение солнечных явлений позволяет ближе подойти к пониманию явлений гораздо большего масштаба и большей мощности, которые происходят в нестационарных и магнитных звездах, но не могут наблюдаться так детально. В этих проблемах есть много общего, и решение их должно проводиться вместе.

За последние несколько лет было получено много качественно новых сведений о различных типах движений и дана теоретическая интерпретация некоторых из них. В данном обзоре рассматриваются конвективные движения и их проявление на поверхности (§ 1), дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция (§ 2), магнитные поля (§ 3), волны в атмосфере Солнца (§ 4) и явления в активных областях, связанные с магнитными полями (§ 5).

§ 1. КОНВЕКЦИЯ И СВЯЗАННЫЕ С НЕЙ ДВИЖЕНИЯ

Основным механизмом, превращающим часть энергии излучения Солнца в механическую энергию, является конвекция. Конвективная неустойчивость возникает в слоях, где водород частично ионизован. В этих слоях показатель адиабаты

$$\gamma = \left(\frac{d \ln p}{d \ln \varrho}\right)_S \approx 1,$$

так как при сжатии элемента энергия расходуется не столько на повышение температуры, сколько на ионизацию водорода. В то же время коэффициент поглощения частично ионизованного водорода велик. Поэтому

лучистый логарифмический градиент больше адиабатического:

$$\nabla \equiv \frac{d \ln T}{d \ln p} > \nabla_S \equiv \left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_S \equiv \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \qquad (1)$$

или $\gamma_r > \gamma$, и должна наступить конвекция. Теория конвективной зоны основана на следующих основных идеях [1-3]. Предполагается, что газ перемещается конвективным движением на расстояние L порядка высоты однородной атмосферы, после чего элемент смешивается с окружающей средой. Скорость элемента V определяется работой подъемной силы в столбе L, причем принимается, что около половины энергии тратится на турбулентное трение, так как число Рейнольдса конвективных ячеек очень велико. Подъемная сила зависит от разности температур $T' - T \sim \sim \nabla' - \nabla$, где градиент ∇' в элементе отличается от ∇_S из-за лучистой

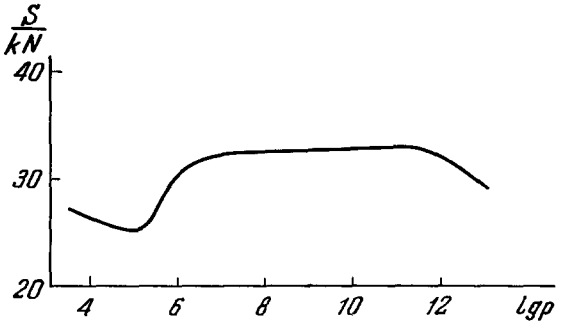

Рис. 1.

теплопроводности. Эта же разность температур определяет конвективный перенос энергии, который вместе с лучистым потоком равен полному потоку излучения с поверхности Солнца. Решение системы дает модель конвективной зоны.

Толщина зоны, с учетом ионизации гелия, порядка 0,3 $R_\odot$ [4]. Скорость движений в тонком верхнем слое достигает 2 *км/сек* и убывает вниз примерно как $\varrho^{-\frac{1}{3}}$. Распределение удельной энтропии газа с глубиной [1] показано на рис. 1 *). В основной части зоны удельная энтропия постоянна, перенос энергии осуществляется конвекцией, роль радиации ничтожна. В верхних слоях конвективной зоны, толщиной примерно 400 *км*, энтропия падает, так как часть энергии уносится оттуда радиацией. В этом слое конвективная неустойчивость проявляется особенно резко, поэтому скорость конвекции здесь максимальна. В еще более высоких слоях роль конвективного переноса несущественна, так как здесь велик обмен энергией между элементом и средой из-за меньшего коэффициента поглощения. Точно рассчитать этот перенос трудно, так как он сильно зависит от параметров конвективных элементов. По оценке [1] он составляет в фотосфере 2—5% полного потока. На структуру верхних слоев эта неопределенность влияет слабо. Температура определяется лучистым переносом, и удельная энтропия растет вверх. Наблюдаемая часть фотосферы относится именно к этому уровню, верхняя часть конвективной зоны непосредственно не видна. Слой с растущей энтропией является конвективно устойчивым, т. е. в нем не должны возникать движения. Однако поднимающийся конвективный элемент, образовавшийся в неустойчивой зоне, будет горячее окружающей среды и должен подниматься даже

*) Глубина 1000 *км* соответствует $\lg p \approx 6$, а 100000 *км* — $\lg p \approx 11{,}5$.

в пределах устойчивой зоны. Он изобразится на рис. 1 точкой, движущейся почти горизонтально, с наклоном вниз из-за высвечивания. Подъемная сила действует на элемент до тех пор, пока линия его движения не пересечет кривую устойчивой области. После этого движение еще продолжается по инерции, причем разность температур, небольшая из-за лучистого обмена, имеет теперь обратный знак. Наличие минимума удельной энтропии делает понятным, почему гранулы, наблюдаемые в устойчивой

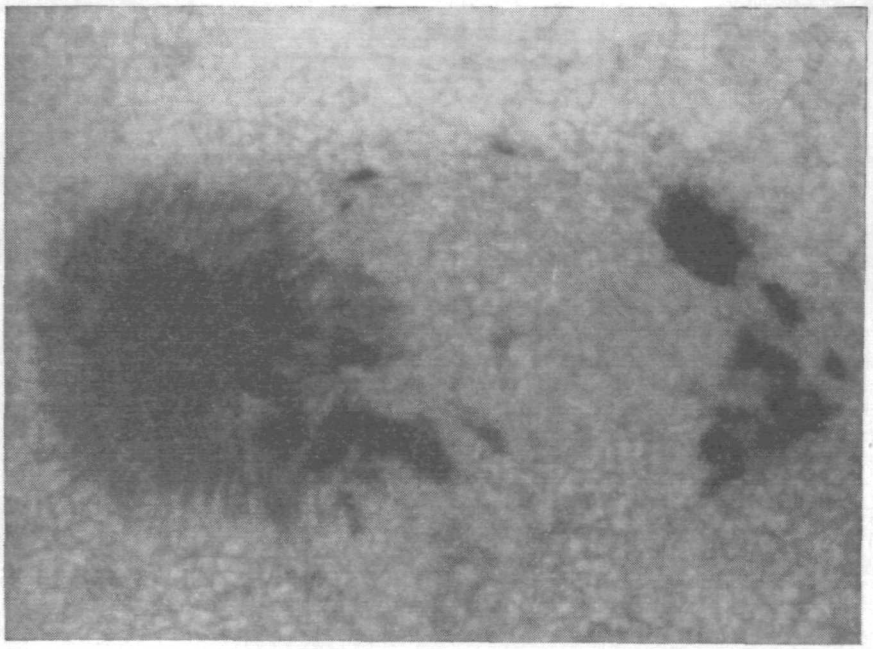

Рис 2.

области и движущиеся вверх, имеют тем не менее избыток температуры. В более высоких слоях корреляция между скоростью и яркостью имеет по некоторым данным обратный знак, т. е. поднимающиеся элементы холоднее окружающей среды.

Гранулы не являются конвективными ячейками. Однако можно считать, что их размер и некоторые другие параметры отражают параметры ячеек верхнего слоя конвективной зоны. Наблюдения грануляции очень сложны из-за влияния земной атмосферы. С помощью специальных установок, подавляющих конвекцию внутри телескопа, использующих моменты хороших атмосферных условий, а также с помощью телескопа, поднятого в стратосферу, удалось получить хорошие фотографии грануляции, позволяющие разрешить 0″,4, т. е. 300 *км* на поверхности Солнца (рис. 2). На этих фотографиях видно, что гранулы представляют собой многоугольники неправильной формы и различных размеров, разделенные тонкими темными промежутками. Размеры их в среднем составляют 700 *км*, расстояние между ячейками ~ 2000 *км*, время жизни — 8—10 минут. В течение этого времени гранулы изменяют свою форму, растут и часто делятся на части. Они примерно на 500° горячее фона, причем заметный контраст сохраняется до верхних слоев с оптической глубиной $\tau \approx 0{,}3$. Яркие гранулы, как правило, поднимаются.

Размер гранул примерно соответствует ожидаемому размеру конвективных ячеек, образующихся в слое со шкалой высоты около 200 *км*. Их неправильная форма и короткое время жизни, за которое газ успевает совершить в ячейке примерно один оборот, говорит о нестационарном, но не полностью турбулентном характере конвекции. Это означает, что число Рэлея, рассчитанное с учетом турбулентной вязкости, превосходит критическое, но не очень сильно. В такой конвекции горизонтальный размер ячеек может быть в 5—10 раз больше их толщины.

В конвективном элементе вещество в центре поднимается, растекается в стороны и опускается. Гранулы не являются конвективными элементами, и потому характер движений в них может быть другим. Тем более это относится к более высоким слоям. Наблюдения новым чувствительным методом обнаружили неожиданную особенность поля скоростей верхней фотосферы и нижних слоев хромосферы [5, 6, 3]. Оказалось, что горизонтальных скоростей, связанных с малыми масштабами, практически нет. После появления яркой гранулы начинается движение, направленное вверх и имеющее скорость 0,3—0,4 *км/сек*. Максимум скорости достигается примерно через 40 *сек* после максимума яркости [6], т. е. скорость относится к более высоким слоям. Имеется прямая корреляция между избытком яркости и величиной скорости. Это может быть связано с тем, что яркие элементы, имеющие бо́льшую энтропию, имеют и бо́льшую подъемную силу, приобретают бо́льшую скорость и дают верхним слоям более сильный толчок.

Характерной особенностью вертикальных скоростей является их периодический характер [3,7]. Через 2,5 *мин* после первого наблюдения картина скоростей обычно повторяется, но с противоположным знаком скорости и гораздо меньшим контрастом тех же элементов. Еще через 2,5 *мин* картина совпадает с начальной. Величина периода в верхней фотосфере выражена очень четко и равна 296 ± 3 *сек*. После 2—4 колебаний корреляция полностью исчезает. Размеры колеблющихся элементов больше гранул — несколько тысяч *км*. По-видимому, это результат интерференции возмущений от нескольких гранул.

Количественно процесс описывается корреляционной функцией[7]

$$C(\tau)=\frac{\iint v(r,\ t+\tau)\, v(r,\ t)\, d^2r}{\iint v^2(r,\ t)\, d^2r}\,. \tag{2}$$

Она может быть аппроксимирована выражением

$$C(\tau)\approx e^{-\frac{\tau}{342}}\cos\frac{2\pi\tau}{300}\,. \tag{3}$$

Используя для определения лучевых скоростей линии разной силы, образующиеся на разной высоте, можно определить параметры колебаний для разных уровней. Колебания происходят не только в верхней фотосфере, но и в хромосфере, вплоть до средних ее слоев [7]. Период колебаний несколько убывает с высотой: например, по ядру желтой линии Na, которое образуется в нижней хромосфере, он равен 286 *сек*, а по линии Ca II 3934 Å, образующейся в средней хромосфере, — 175 *сек*. Амплитуда скорости с высотой растет. Например, в средней хромосфере (ядро линии H_α) скорость колебаний равна 1,6 *км/сек*. Размеры элементов с высотой тоже несколько увеличиваются.

Наличие колебательных движений говорит о том, что слой, в котором происходят колебания, имеет собственную частоту. Даже в изотермической атмосфере могут возникнуть свободные колебания с периодом [8]

$$P=\frac{2\pi\zeta}{V_s}\,, \tag{4}$$

где ζ — шкала высоты, а V_s — скорость звука. В фотосфере температура убывает с высотой, а в хромосфере она растет. Поэтому в верхних слоях фотосферы и в нижней хромосфере скорость звука минимальна, звук должен испытывать рефракцию и отражение от границ и могут установиться стоячие колебания. Период этих колебаний должен быть порядка 5 *мин*. Однако такая гипотеза не объясняет, почему наблюдаются колебания в средней хромосфере, и не учитывает большого различия плотностей фотосферы и хромосферы.

Другая гипотеза, кажущаяся более правдоподобной, основана как раз на большой разнице плотностей фотосферы, хромосферы и короны [9]. Колеблющимся слоем считается хромосфера, ограниченная снизу как бы твердой поверхностью, а сверху имеющая почти свободную границу. Движение газа считается изотермическим, так как колебания имеют достаточно большой период. Уравнение движения учитывает силу тяжести. Решение ищется в виде стоячей волны с комплексной частотой и амплитудой смещения ζ, зависящей от z. Уравнение для амплитуды имеет вид

$$V_s^2 \frac{d^2\zeta}{dz^2} - g \frac{d\zeta}{dz} + \omega^2\zeta = 0. \qquad (5)$$

Амплитуда растет с высотой из-за влияния силы тяжести (2-й член). Для решения нужно задать $V_s(z)$ и граничные условия, дающие стоячие волны нужного периода. Авторы [9] рассматривают три модели. В первой модели температура фотосферы постоянна и равна 6000°, а температура хромосферы линейно растет от этого значения вверх. Сшивая решения на границе слоев, можно получить характеристическое уравнение. Оказывается, что постепенный переход от фотосферы к хромосфере не может объяснить наблюдаемые колебания.

Во второй модели предполагается, что хромосфера является изотермическим слоем, резко отличающимся по температуре (T_2) и плотности от фотосферы и короны. Для существования решений с периодом 5 *мин* температура фотосферы должна быть $T_1 < 6000°$, а короны (или верхней хромосферы)— $T_3 > 100\,000°$. Решение дает для разных T_3 зависимость толщины хромосферы от T_2, при которой период имеет заданную величину. При изменении T_2 от 8000 до 30 000° толщина меняется от 1200 до 1700 *км*, что примерно соответствует нижней части хромосферы. Правда, температура этих слоев несколько ниже 8000°. Амплитуда колебаний росла с высотой, достигая максимума у верхней границы.

В третьей модели предполагался постепенный переход от хромосферы к короне, т. е. линейный рост температуры в верхней области от значения T_2. Здесь тоже возможны колебания, причем наиболее благоприятная для них температура хромосферы — около 6600°. Таким образом, в грубом приближении показана возможность существования стоячих волн в хромосфере, если она достаточно резко отличается от фотосферы. Поскольку шкала высоты в верхней фотосфере мала, это предположение кажется допустимым. Получить решение для реальной модели хромосферы пока не удалось. Нужно сказать, что и модель хромосферы пока установлена не очень точно.

Кроме рассмотренных вертикальных движений наблюдения обнаружили также горизонтальные движения крупной ячеечной структуры. Газ течет со скоростью 0,3—0,5 *км/сек* от центра ячеек к периферии [5, 7]. Эти ячейки напоминают конвективные, но размер их — от 20 до 50 тыс. *км*, т. е. в десятки раз больше размера гранул, а время жизни — около суток. Поэтому их назвали супергранулами. В атмосфере, толщина которой значительно больше шкалы высоты, конвекция должна распасться на слои, каждый из которых имеет толщину, близкую к шкале

высоты на данном уровне [10]. Супергранулы соответствуют ячейкам, лежащим ниже тех, что дают грануляцию. Толщина их должна быть 3—8 тыс. *км*. В политропной атмосфере шкала высоты примерно равна половине расстояния до поверхности. Конвективная зона почти изэнтропична, и в верхних ее слоях это отношение, согласно модели, равно 0,8. Следовательно, основание супергрануляционных ячеек располагается на глубине 4—10 тыс. *км* [11]. На этой глубине скорость конвекции — несколько сотен *м/сек*, так что за время жизни ячейки газ действительно успеет совершить около одного оборота. Под супергранулами должен быть слой еще более крупных ячеек и т. д., вплоть до основания конвективной зоны.

Ячеечная структура проявляется не только в движениях. На всей поверхности Солнца есть магнитное поле средней напряженности 0,3—1 *э* в невозмущенных областях и 5—50 *э* в активных областях. Наблюдения

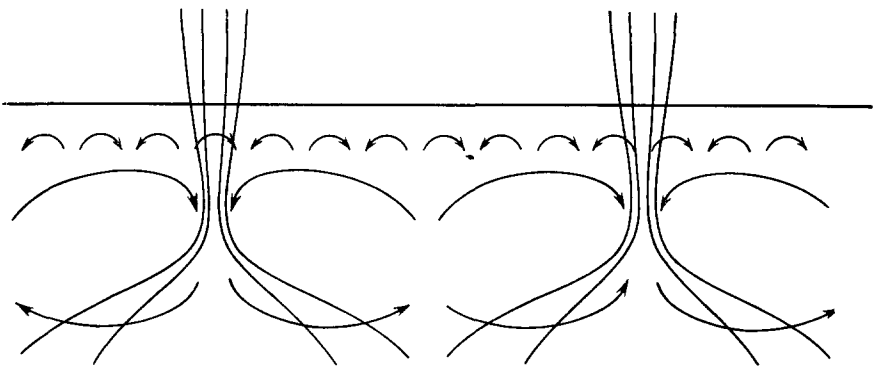

Рис. 3.

с высоким разрешением показали, что поле имеет тонкую структуру [12-14]. Напряженность существенно меняется на малых расстояниях, иногда на 1000 *км*. В первую очередь выделяется структура, связанная с супергранулами. Поле усилено до десятков *э* в тонкой полоске по периферии ячеек, тогда как внутри ячеек напряженность значительно меньше или вообще равна нулю в пределах точности измерений [7, 11]. Поскольку поле вморожено в газ, то, естественно, силовые линии движутся вместе с газом и сгущаются у периферии ячеек.

Механизм передачи движений от расположенных в глубине супергрануляционных ячеек к фотосфере может быть связан с магнитным полем [15]. Силовые линии, увлекаемые растекающимся от центра ячейки газом, сжимаются к периферии и, стремясь распрямиться, приводят в движение поверхностные слои, заставляя их повторять движение нижних, но с запаздыванием по фазе. Другими словами, вверх распространяется волна, сходная с волной Альвена, но приводящая к сжатию силовых линий (рис. 3). В случае, если отражение и затухание невелики, амплитуда волны, распространяющейся вверх, растет из-за падения плотности. Однако можно показать, что в данном случае длина волны с периодом около суток сравнима или больше шкалы высоты. При этом поток энергии не сохраняется, но приблизительно постоянной остается амплитуда скорости [16]. Это согласуется с тем, что наблюдаемая скорость горизонтальных движений примерно равна рассчитанной конвективной скорости.

Горизонтальные движения должны были бы сжимать газ у периферии ячеек. Однако это не создает заметного сопротивления движениям, так

как основная толща атмосферы здесь конвективно неустойчива и сжимающийся газ без затраты энергии опускается вниз. Таким образом, магнитные силы способствуют перенесению крупномасштабной конвекции в верхние слои.

Согласно другой точке зрения [17, 11] наблюдаемые движения есть просто продолжение супергрануляционных движений, т. е. большие ячейки продолжаются вплоть до видимой фотосферы, а мелкая конвекция и грануляция происходят на фоне этих крупномасштабных движений. При этом силовые линии пассивно увлекаются к границам ячеек. Поскольку еще нет теории конвекции в толстой атмосфере, сделать выбор между этими возможностями трудно. Вязкость солнечной атмосферы, обусловленная мелкомасштабной конвекцией и элементами грануляции, достаточно велика, так что верхние слои могли бы повторять движение нижних слоев и без магнитных сил, хотя последние имеются и действуют в ту же сторону, что и вязкость. Однако в активных областях поле в пределах сетки достигает 100 *э*. При этом магнитная энергия больше кинетической энергии горизонтальных движений в фотосфере. Очевидно, при этом поле заведомо играет активную роль, иначе магнитное давление препятствовало бы сжатию. Вероятнее всего, действуют оба фактора — вязкость и магнитные силы.

Сравнительно однородный характер супергранул ставит перед теорией солнечной конвекции новую проблему. Выше говорилось, что конвекция должна состоять из слоев ячеек. Однако это утверждение следовало просто из того, что не может существовать ячейка, в которой плотность сильно падает, так как скорость основного потока и возмущений в таком случае должна соответственно возрастать с высотой и движение будет неустойчиво. Однако супергрануляция показывает, что имеются совершенно определенные слои с примерно одинаковой высотой ячеек. Причину такой определенности теория конвекции пока объяснить не может.

Под супергрануляционными должен быть еще слой ячеек, скорость газа в которых должна быть меньше 0,1 *км/сек*. Их наличие можно в принципе обнаружить, исследуя статистические свойства супергрануляции. Действительно, нижние ячейки должны иметь некоторую дисперсию толщины. Над более толстой ячейкой супергрануляция должна располагаться выше и потому должна иметь более мелкие размеры, чем над более тонкими ячейками. В связи с этим интересно, что в активных областях сетка имеет несколько другую структуру, чем в невозмущенных частях Солнца. Однако для определенных выводов нужно провести специальное исследование.

Конвекция является эффективным фактором перемешивания вещества. Поэтому можно думать, что в конвективной зоне химический состав сравнительно однороден. С другой стороны, перемешивание между конвективной и устойчивой зонами должно быть невелико. В то же время низкое содержание Li в солнечной атмосфере показывает, что существенная часть газа конвективной зоны прошла через более глубокие слои с $T \approx 3$—4 млн. °K, достаточной для выгорания Li. Общая циркуляция вещества Солнца, как будет показано в следующем разделе, неэффективна. В связи с этим представляет интерес, что отдельные конвективные элементы, особенно связанные с большим горизонтальным масштабом, могут проникать через основание конвективной зоны и проходить в устойчивые слои [18].

Помимо слоистости, конвекция на Солнце отличается от лабораторной существенной ролью излучения и наличием магнитного поля. Излучение приводит к тому, что критерий конвективной неустойчивости (1) должен быть иногда рассчитан для элементов, поднимающихся неадиабатически [19].

Это может изменить результат, особенно для верхних слоев. Магнитное поле тоже меняет критерий устойчивости, затрудняя конвекцию. Поправка к γ_r примерно равна отношению магнитного и газового давлений в основании конвективной зоны [20]. Для Солнца она несущественна, но может играть роль в магнитных звездах. Магнитное поле, как уже говорилось, может влиять на конвекцию не непосредственно, а через изменение турбулентности. Однако точной теории конвективной турбулентности пока нет. Исследования ее в немагнитном [21] и в магнитном [22] случаях основаны на полуэмпирическом постулировании уравнений и являются только грубым приближением.

§ 2. ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА И МЕРИДИОНАЛЬНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

Кроме движений, непосредственно связанных с конвекцией, на Солнце наблюдаются регулярные движения, охватывающие существенную часть поверхности Солнца. Это так называемые дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция. Дифференциальное вращение проявляется в том, что угловая скорость поверхностных слоев зависит от широты φ приблизительно по закону

$$\Omega = 2{,}9 \cdot 10^{-6} - 0{,}56 \cdot 10^{-6} \sin^2 \varphi. \tag{6}$$

Меридиональная циркуляция проявляется в медленном дрейфе долгоживущих высокоширотных ($\varphi > 30°$) спокойных протуберанцев и некоторых других деталей, например, полярных «щеточек» короны, к полюсам. Так же дрейфует граница раздела полярности общего поля Солнца. Движение от средних широт до полюса занимает около 6—7 лет, так что скорость циркуляции — около 3 *м/сек*. В то же время изменение широты солнечных пятен в течение цикла говорит о том, что в низких широтах ($\varphi < 30°$) существует, по-видимому, циркуляция, направленная к экватору.

Одной из причин меридиональной циркуляции могла бы быть сфероидальная форма вращающегося Солнца, приводящая к бароклинному характеру вращения. Условие гидростатического равновесия требует, чтобы плотность и давление, а следовательно, и температура, были постоянны на эквипотенциальных поверхностях, включающих потенциал центробежной силы. В то же время температура определяется диффузией излучения. В направлении малой оси поток излучения относительно больше, так что полярные области горячее экваториальных для тех же эквипотенциальных поверхностей. Возникает циркуляция от полюсов к экватору, замыкаясь через внутренние слои.

Скорость ее определяется следующим образом (см., например, [23]). Форма эквипотенциальных поверхностей определяется законом вращения и не зависит от м е д л е н н о й циркуляции. Ее уравнение имеет вид

$$r = \bar{r}\,[1 + c_2(\bar{r})\,P_2(\theta)], \tag{7}$$

где $\bar{r}$ — средний радиус эквипотенциальной поверхности, θ — угол между радиусом-вектором и осью вращения, P_2 — полином Лежандра второй степени, $c_2(\bar{r})$ — функция деформации, определяемая дифференциальным уранением второго порядка, включающим закон вращения. Условие равновесия приближенно определяет распределение температуры вдоль радиуса как некоторую функцию плотности. При этом распределении дивергенция потока лучистой энергии несколько отлична от нуля, причем у полюсов и у экватора она имеет разные знаки. Скорость циркуляции определяется условием, чтобы она компенсировала непостоянство потока, т. е. чтобы дивергенция конвективного потока тепла только знаком отличалась от дивергенции лучистого потока. Окончательно скорость циркуляции равна

$$V = \frac{\Omega^2 R}{g}\,\frac{L_*}{Mg}\,v^*\left(\frac{\bar{r}}{R}\right)P_2(\theta). \tag{8}$$

Здесь L_* — светимость звезды, R и M — радиус и масса, v^* — безразмерная функция, зависящая от c_2, распределения плотности и показателя политропы. Величина ее растет от центра к поверхности при жестком вращении примерно от 0,1 до 6. Подставляя в (8) параметры Солнца, получаем $V \approx 10^{-9}$ *см/сек*.

Это значит что время перемешивания больше возраста Солнца, т. е. такая циркуляция не имеет космогонического значения.

Кроме циркуляции, обусловленной бароклинностью вращения, может быть циркуляция, вызванная тем, что ротор инерциального ускорения в некоторой области вращающейся звезды отличен от нуля. В жестко вращающейся звезде и вообще в случае, если Ω зависит только от расстояния до оси, этот ротор равен нулю. В стационарных условиях вращение будет жестким, если перенос углового момента осуществляется вязкостью или другим изотропным процессом, описываемым скалярным коэффициентом. Если же процесс переноса не изотропен и описывается «вязким» тензором с неодинаковыми диагональными компонентами, то стационарным будет вращение с неоднородной угловой скоростью. Например, если перенос импульса осуществляется только одномерными, скажем, радиальными движениями, при этом будет сохраняться удельный угловой момент $r^2\Omega \sin\theta$ движущихся элементов и угловая скорость $\Omega \sim r^{-2}$ *).

Анизотропный перенос импульса производит поток радиации. Однако в условиях Солнца его эффект незначителен. Значительно более существенной является конвекция. Подъемная сила действует на газ только в вертикальном направлении, поэтому конвективные движения не изотропны, они переносят импульс преимущественно в радиальном направлении [24]. Это должно вызвать уменьшение угловой скорости с высотой. В сферических координатах недиагональные компоненты тензора вязкости η^i_k равны нулю, а диагональные компоненты можно записать в виде

$$\eta^r_r = \eta = \varrho l v_t, \qquad \eta^\theta_\theta = \eta^\varphi_\varphi = s\eta, \tag{9}$$

где s — параметр анизотропии, определяемый в данной модели условием $0 \leqslant s \leqslant 1$. В случае чистого вращения движение некоторого слоя определяется уравнением [25]

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^4\eta\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right) - 2(s-1)\frac{\partial}{\partial r}(r^3\eta\Omega) = 0, \tag{10}$$

решение которого при условии, что угловой момент не перетекает через границы конвективной зоны, имеет вид

$$\Omega = \Omega_0 r^{-2(1-s)} \qquad (\Omega_0 = \mathrm{const}). \tag{11}$$

При $s = 1$ получается жесткое вращение, при $s = 0$ $\Omega \sim r^{-2}$.

Уменьшение угловой скорости вверх приводит к тому, что ротор вектора инерционного ускорения на широте φ

$$\mathrm{rot}\,[\boldsymbol{\Omega}\,[\boldsymbol{\Omega}\mathbf{r}]] = 4(s-1)\,\mathbf{r}^{4s-2}\sin\varphi\cos\varphi \tag{12}$$

не равен нулю при $s \neq 1$.

Гравитационное ускорение потенциально и не может компенсировать вихревую составляющую. Ускорение от бароклинности вращения является вихревым и действует в противоположном направлении, однако его влияние, как видно из (8), невелико, кроме самых верхних слоев. Появляется циркуляция, направленная к экватору в основании конвективной зоны и к полюсам у поверхности. Скорость ее определяется (12)

*) Свойства анизотропной вязкости в некоторых отношениях существенно отличны от обычной вязкости; она связана с диссипацией более сложным образом. В частности, создание дифференциального вращения (по радиусу) из однородного означает увеличение общей энергии вращения при том же угловом моменте.

и вязкостью. Последняя может определяться конвективными движениями, а в случае быстрой циркуляции, порождающей турбулентность, — соответствующим турбулентным движением. Численный расчет для Солнца при $s = 0{,}5$ дал для вертикальной скорости циркуляции значение $V \approx \approx 10^2$ *см/сек*. Горизонтальная составляющая скорости может быть в десятки раз больше [25]. По-видимому, эта циркуляция ответственна за упомянутый дрейф высокоширотных деталей к полюсам. В быстро вращающихся горячих звездах с тонкой конвективной зоной скорость меридионального дрейфа может достигать нескольких *км/сек*. Неустойчивость такого потока при больших числах Рейнольдса объясняет сильные турбулентные движения в атмосферах этих звезд [26].

Меридиональная циркуляция зависит главным образом от изменения угловой скорости с высотой. Зависимость Ω от широты, например, в наблюдаемом законе дифференциального вращения, сказывается меньше, но все же должна приниматься во внимание. С другой стороны, сама циркуляция, переносящая угловой момент, делает вращение неоднородным. Поэтому стационарное решение требует некоторого закона дифференциального вращения [27]. Такое решение уравнения Навье — Стокса и ротора этого уравнения было получено для конвективной зоны методом последовательных приближений [28]. Оказалось, что циркуляция, движущаяся у поверхности к полюсу, приводит к росту Ω с широтой, что противоречит наблюдениям. В связи с этим были проведены вычисления для $s > 1$, т. е. для такой вязкости, которая переносит импульс преимущественно в горизонтальном направлении. В этом случае циркуляция у поверхности должна быть направлена к экватору и угловая скорость должна увеличиваться в этом направлении в качественном соответствии с наблюдениями. В работе [28] предполагается, что $s > 1$ для конвекции возможно, так как ламинарные моды нестационарной конвекции соответствуют преимущественно горизонтальным движениям. Для определения численных значений нужно решить те же уравнения в нелинейном приближении, что пока не было сделано. Другое возможное объяснение направления низкоширотной циркуляции состоит в том, что циркуляция прямого направления, располагающаяся в глубоких слоях, может через трение вызвать обратную циркуляцию в более высоких слоях, как в случае двух шестерен. Такая обратная циркуляция должна совершать работу против инерционных сил. Количественно эта гипотеза не была исследована [29].

В устойчивой зоне Солнца, где нет конвекции, а меридиональная циркуляция и поток радиации не эффективны, не видно причин, которые могли бы поддерживать дифференциальное вращение. С другой стороны, там малы и диссипативные процессы, так что время установления стационарного жесткого вращения больше возраста Солнца, если не предполагать очень быстрого вращения внутренних слоев. Поэтому закон вращения устойчивой зоны должен, по-видимому, определяться начальными условиями, которые были в период, когда Солнце сформировалось, а эти слои перестали быть конвективными. Правда, если в устойчивой зоне есть магнитное поле, в стационарных условиях угловая скорость вращения должна быть постоянна вдоль силовых линий. Такой закон вращения называется и з о р о т а ц и е й [29, 30]. Поскольку перенос импульса из устойчивой зоны в конвективную мал, наблюдаемый закон вращения поверхностных слоев не зависит от движений в устойчивой зоне и определяется только условиями в конвективной зоне. Здесь опять предполагается, что магнитная связь между устойчивой и конвективной зонами несущественна. Поскольку наблюдаемое «общее» поле Солнца меняет знак с солнечным циклом, оно связано, по-видимому, не с глубокими

слоями, а с конвективной зоной, так что это допущение кажется законным. С другой стороны, если была бы заметная связь между устойчивой и конвективной зонами, диссипативные процессы в конвективной зоне тормозили бы дифференциальное вращение внутренних частей. Поэтому во всех случаях должен быть процесс, поддерживающий разность скоростей во внешних частях. Основным источником механической энергии на Солнце является конвекция, поэтому нужны дальнейшие исследования ее влияния при наличии вращения, циркуляции и, возможно, магнитных полей. Если асимметрия тензора вязкости окажется недостаточной, нужно искать более тонкие эффекты.

§ 3. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ

В движениях солнечной атмосферы большую роль играют магнитные поля. Раньше всего они были обнаружены в солнечных пятнах, где напряженность равна 2000—3000 *э*. Пятна обычно встречаются группами, причем в типичной группе среди мелких пятен выделяются два больших с разной полярностью. Во всех группах северного полушария Солнца пятна, идущие впереди по вращению, имеют одинаковую полярность, а в южном полушарии эти пятна имеют противоположную полярность. В следующем одиннадцатилетнем цикле полярности меняются на обратные. Пятна расположены в поясах, параллельных экватору. Широта этих поясов в течение цикла смещается примерно от 30 до 5—8°. Более детальные исследования показали [31], что существуют две волны активности — одна концентрируется к широтам около 25°, другая отстает по фазе на три года и концентрируется к 15°. Совместный эффект этих двух волн создает впечатление непрерывного смещения зоны пятнообразования к экватору. В тех же поясах, что и пятна, чаще всего вокруг них, располагаются активные области с полем напряженностью от 5 до 100 *э*. В большинстве случаев они биполярны, и тогда относительное расположение полюсов такое же, как у пятен.

Активная область характеризуется рядом отличительных особенностей, которые будут рассмотрены ниже. Выходу поля на поверхность предшествует усиление движений в фотосфере. В течение недели поле типичной области усиливается и одновременно распространяется на бóльшую площадь, магнитный поток растет. В это время появляются пятна, область наиболее активна. Далее в течение месяца площадь области продолжает увеличиваться, но напряженность падает, активность уменьшается, магнитный поток расплывается, оставаясь примерно постоянным. В дальнейшем область еще больше расплывается, одна из полярностей практически совсем исчезает, остается униполярная область, силовые линии которой замыкаются в соседних областях фотосферы. Униполярная область продолжает расплываться и через несколько месяцев исчезает.

Вне активных областей наблюдается еще более слабое поле со средней напряженностью 0,3—1 *э*, покрывающее практически всю поверхность Солнца. Несколько усилено оно в полярных широтах, причем в каждом полушарии имеет свою преимущественную полярность и сосредоточено в отдельных областях. Его называют иногда общим полем Солнца, так как по характеру оно напоминает дипольное поле Земли. Около максимума активности знак высокоширотного поля меняется на обратный. В этом отношении Солнце похоже на магнитную звезду с переменным полем.

Как уже говорилось, поле имеет тонкую структуру. В невозмущенных областях основным элементом структуры является совокупность супергрануляционных ячеек. Поле концентрируется по их периферии

и образует сетку. В активных областях, кроме сетки, имеются отдельные полюсы, участки усиленного поля. Магнитные карты, особенно полученные с высоким разрешением, имеют обычно сложный вид [13,32,33]. Области противоположной полярности часто располагаются очень близко. Даже в пределах периферии одной конвективной ячейки, в одном участке сетки, встречаются силовые линии противоположного направления [14]. Внутри ячейки направление поля иногда бывает обратным направлению на краях.

Расплывание активных областей со временем и перемешивание полей разных направлений объясняется супергрануляцией. Конвективные движения второго яруса переносят силовые линии на расстояние порядка радиуса ячейки. После распада ячейки возникает новая ячейка, причем центр ее расположен случайно относительно центра старой ячейки. При этом та же силовая линия переносится на некоторое расстояние уже в другом направлении. Происходит как бы двумерная диффузия силовых линий с коэффициентом диффузии [34]

$$D \approx \frac{1}{2} lV \approx \frac{1}{2} \cdot 10^9 \cdot 2 \cdot 10^4 = 10^{13}\ см^2 сек^{-1}. \qquad (13)$$

При этом активные области расплываются. Радиус малых областей растет как $t^{\frac{1}{2}}$. С увеличением размера становится существенным дифференциальное вращение Солнца, растягивающее область по долготе. Поскольку широта N- и S-полярностей биполярной области обычно неодинакова, эти полярности со временем расходятся. Диффузия перемешивает силовые линии, что объясняет его структуру, знакопеременность на малых расстояниях. Наличие поля по всей поверхности Солнца тоже может быть связано с расплыванием активных областей, так как за $t \approx 5$ лет область должна распространиться на значительную часть поверхности Солнца. Изменение полярности задней, более высокоширотной части активных областей с циклом должно при этом изменять знак «общего» поля со временем, причем линия смены полярности движется от средних к высоким широтам, как вследствие диффузии, так и вследствие меридиональной циркуляции.

Супергрануляция сгущает силовые линии по периферии ячеек. Аналогично, более глубокие ячейки должны собирать поле с большей площади и концентрировать его в трубки с относительно большим потоком [35]. Такие трубки могут объяснить сильные поля пятен и активных областей, занимающие сравнительно небольшую часть солнечной поверхности. Выход трубок на поверхность связан с тем, что при равновесии постоянно полное давление — магнитное плюс газовое. Наличие поля уменьшает давление и, следовательно, плотность газа; появляется сила Архимеда [36]. Этот эффект существен в верхней части конвективной зоны, так как в глубине ее магнитное давление значительно меньше газового.

Одним из основных вопросов солнечной физики является образование поля активных областей, его циклические изменения по величине и знаку. Сжатие конвективными движениями не решает вопроса, так как оно только перераспределяет силовые линии. Наличие поясов активности и относительное расположение N- и S-частей биполярных областей говорят о том, что поле под поверхностью имеет тороидальный характер, причем направление его меняется от цикла к циклу и противоположно в разных полушариях. Тороидальное поле может быть создано из полоидального (у которого силовые линии расположены в меридиональных плоскостях) дифференциальным вращением. Изменение поля в проводящей среде

описывается уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \mathrm{rot}\,[\mathbf{VH}] + \nu_m \nabla^2 \mathbf{H}; \tag{14}$$

при достаточно малой магнитной вязкости ν_m и постоянном дифференциальном вращении H_φ может в течение некоторого времени расти. Однако полоидальный компонент не усиливается, а экспоненциально затухает, поэтому со временем H_φ тоже начинает уменьшаться и стремиться к нулю.

Образование поля за счет движений проводящей среды называется динамо-процессом. Он исследуется с помощью (14), причем в кинематических теориях движение считается заданным, а в динамических учитывается влияние магнитных сил на движение. Простые двумерные или плоские движения не могут поддерживать стационарное поле [37, 38]. Движения должны быть существенно трехмерными, что не позволяет решать задачу в общем виде; рассматриваются только частные виды движений, причем обычно качественно.

Чтобы процесс закручивания поля был стационарным, нужно поддерживать полоидальное поле, восполнить его диссипацию за счет образующегося тороидального поля. Поворот тороидального поля может осуществляться, например, кориолисовыми силами при конвективных движениях [36]. Поднимающаяся струя вытягивает вверх петлю тороидального поля, а кориолисовы силы, возникающие при течении газа к оси ячейки, поворачивают плоскость петли, так что при определенных условиях она может стать близкой к плоскости меридиана. Вследствие диссипации петли могут отделиться от основного тора и, сливаясь, образовать большую петлю полоидального поля. Рост поля ограничен обратным влиянием магнитных сил на движение. Различные вариации этой идеи позволяют качественно объяснить и смещение тороидального поля к экватору. Для объяснения перемены полярности в [36] предполагается, что поле у поверхности и в глубине конвективной зоны имеет разный знак. Теории, связывающие образование поля с вращением и конвективным движением, были детально разработаны для Земли [39–41], однако пока не ясно, могут ли эти идеи объяснить более сложное переменное поле Солнца.

Необходимость обратной связи между закручиваемым тороидальным и полоидальным полями означает, что поля активных областей в конечном итоге образуют «общее» поле Солнца. Это может объяснять и изменение знака общего поля, что в свою очередь вызывает изменение знака закручиваемого тороидального поля. Подобная гипотеза была развита в [42]. Предполагается, что общее поле не проходит через устойчивую внутреннюю часть Солнца, а располагается преимущественно в основании конвективной зоны. Тороидальное поле растет до критического значения, при котором оно приобретает достаточную плавучесть и выходит на поверхность, образуя активные области и пятна. В это время рост поля продолжается в более низких широтах. Задавая приемлемое распределение поля и вращения по широте, можно получить наблюдаемый закон смещения активных зон. В активных областях, как показывают наблюдения, движение происходит таким образом, что впереди идущая часть смещается к экватору, а следующая за ней, с другой полярностью,— к полюсам. Предполагается, что движение продолжается и после расплывания активной области, когда она становится ненаблюдаемой. В результате противоположные поля «лидеров» двух областей сливаются у экватора и исчезают, так что образуется большая дуга, связывающая оба полушария (рис. 4). Из-за диффузии и меридиональной циркуляции основания дуги уносятся в высокие широты, образуется часть общего поля дипольного типа. Про-

должение дуги шло ранее в «лидер» следующей по долготе активной области того же полушария. После слияния лидеров этой области дуга замыкается под фотосферой. Знак нового дипольного поля отличается от прежнего, и процесс закручивания повторяется, но с другим направлением тороидального поля. Гипотеза [42] качественно объясняет основные особенности солнечной активности, однако она недостаточно разработана. В ней не объясняется постоянство периода, причина поворота активных областей и ряд других особенностей. Другой возможный механизм перемены знака тороидального поля предполагает наличие крутильных колебаний экваториального пояса [43, 44]. Знак дифференциального вращения при этом, разумеется, не меняется, но незначительно меняется его величина, так что относительно некоторой средней системы, с которой связаны силовые линии, происходят колебания. На краях колеблющегося пояса, где заметны градиенты угловой скорости, должно происходить закручивание тороидального поля. Непосредственных изменений угловой скорости вращения Солнца не обнаружено, но были замечены колебания по широте, с амплитудой 5°,5 и периодом 23 года [45]. При наличии дифференциального вращения эти колебания эквивалентны крутильным — масса газа, меняя широту, меняет и скорость вращения. По оценке работы [40] амплитуда крутильных колебаний такого типа доходит до 170°, т. е. линейная скорость меняется примерно на 100 *м/сек*. При этом магнитный поток тороидального поля будет примерно равен потоку полоидального поля, что́ не противоречит наблюдениям. Само полоидальное поле здесь не восстанавливается и предполагается заданным.

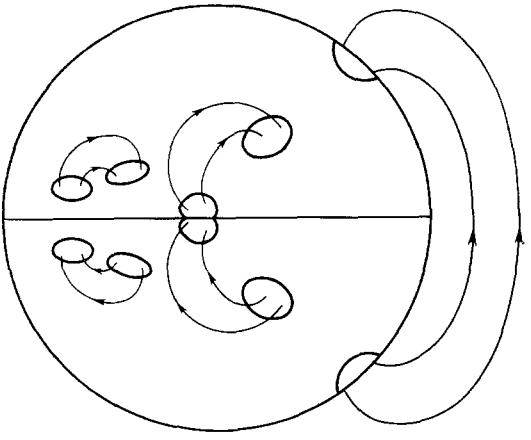

Рис. 4.

Крутильные колебания могут происходить под действием инерции и магнитных сил. Однако они должны испытывать заметное затухание вследствие турбулентной вязкости, которая при наличии конвекции разных масштабов должна быть существенной. Поэтому основной вопрос в гипотезе крутильных колебаний — как они поддерживаются, какая колебательная неустойчивость имеет здесь место? Этот вопрос был рассмотрен в [46]. В стационарном состоянии угловая скорость всех точек одной силовой линии одинакова, хотя у разных линий она может быть различной. Эта постоянная скорость вращения и определяет ту систему, относительно которой могут возникнуть колебания. Пусть один из концов силовой трубки, например, у поверхности, сместился по широте. При этом он попадает в область с другой угловой скоростью и потому начнет смещаться и по долготе. Колебания конца трубки по долготе установятся в том случае, если конец трубки будет колебаться по широте. Этот процесс существенно отличается от обычных инерционных крутильных колебаний. Чтобы колебания не затухали, должна быть обратная связь между колебаниями в долготном и широтном направлениях, т. е. чтобы движение по координате φ порождало движение по меридиану в соответствующей фазе. В этом случае источником энергии поля и колебаний служит дифференциальное вращение, в свою очередь поддерживаемое конвекцией.

Связь между движением по параллели и по меридиану может появиться потому, что при изменении скорости вращения изменяется центробежная сила, направленная по меридиану. Кроме того, увеличение скорости вращения дополнительно закручивает поле, усиливает H_φ, вследствие чего изменяется магнитная сила в плоскости меридиана. Нужно только убедиться, что отрицательная диссипация, вызванная этими эффектами, больше положительной диссипации из-за вязкости. Соотношение между этими диссипациями зависит от принятых параметров и требует количественного исследования.

Уравнения магнито-гидродинамики линеаризуются при осевой симметрии, причем ввиду значительной вязкости движение считается квазистационарным, т. е. пренебрегается $\frac{\partial V}{\partial t}$. Система может быть решена в предположении, что коэффициенты, включающие компоненты скорости и поля, постоянны. Это значит, что предполагается не только малая амплитуда возмущений, но и их мелкий масштаб, так что параметры невозмущенного движения в исследуемой области не зависят от координат. Решение характеристического уравнения при определенных соотношениях между параметрами может дать колебательную неустойчивость, причем колебания должны стать существенно нелинейными.

Чтобы период соответствовал 11-летнему циклу, должно быть $H_\varphi \approx \approx 0{,}1—1$ *э*, что представляется приемлемым. При этом неустойчивость имеет место. Ввиду большого количества упрощений, расчет не доказывает наличия колебаний, но дает основание полагать, что такие колебания возможны. Для определения спектра колебаний существенно, что мелкомасштабные колебания имеют больший период, чем крупномасштабные. Поэтому можно ожидать, что мелкомасштабные колебания вообще не возникают, тем более, что эти колебания сильнее подавляются магнитной вязкостью.

При объяснении цикла крутильными колебаниями нужно иметь в виду, что тороидальное поле имеет в последующих циклах сравнимую напряженность и разный знак. Следовательно, переменный компонент значительно больше, чем постоянное тороидальное поле, обеспечивающее изоротацию. В то же время характер вращения заметно не меняется. Это означает, что изоротация обеспечивается практически без участия поля, т. е. среднее положение силовых линий совпадает с поверхностями одинаковой угловой скорости, причем само вращение определяется скорее гидродинамическим, чем магнитными эффектами. Это ограничение является существенным. Вообще неясно, насколько линеаризованное решение описывает колебания с переменой знака H_φ. В целом можно сказать, что проблема солнечной активности еще очень далека от решения.

§ 4. ВОЛНЫ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Конвективные движения порождают волны различных типов, которые распространяются в солнечной атмосфере, диссипируют там и нагревают хромосферу и корону. Периоды этих волн должны быть порядка характерного времени конвективных движений, т. е. порядка нескольких минут. Как уже говорилось, волны могут быть отчасти ответственны за флуктуации скорости и яркости, наблюдаемые в фотосфере, но особенно велика их роль в верхних слоях. Основные типы волн — ускоренная и замедленная магнитозвуковые, альвеновская и внутренние гравитационные волны. Теория должна рассмотреть генерацию волн, их взаимодействие и затухание. При этом нужно иметь в виду, что в фотосфере скорость звука больше альвеновской, а на некоторой высоте в хромосфере преобладает альвеновская скорость, особенно над активными областями. Генерация акустических волн была рассмотрена в работе [47] для

изотропной турбулентности при малых числах Маха $\mathsf{M} \ll 1$. Поскольку в турбулентной массе отсутствуют внешние силы, а внутренние действия и противодействия при малых числах Маха сбалансированы, дипольное излучение звука в волновой зоне равно нулю. Излучение звука является квадратичным и определяется флуктуациями потока импульса $\varrho v_i v_j$. Сохраняя соответствующий член в уравнении движения, можно получить аналог волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - V_S \nabla^2 \varrho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \, \partial x_j} (\varrho v_i v_j), \tag{15}$$

который допускает решение в запаздывающих потенциалах. Приближенное вычисление в предположении изотропной турбулентности дает количество звуковой энергии, излучаемой единицей объема [48] в 1 *сек*:

$$E \approx 40 \frac{\varrho V^8}{V_S^5 l} \; эрг/см^3 \; сек = \alpha \varepsilon \mathsf{M}^5, \tag{16}$$

где V и l — скорость и масштаб основного элемента турбулентности, ε — турбулентная диссипация. Численный фактор α в (16) отражает тот факт, что наиболее эффективными для генерации оказываются масштабы, несколько меньшие основного, где меньше скорость, но зато больше градиенты скоростей. Генерация волн является дополнительным источником диссипации турбулентной энергии, роль которого сильно растет с ростом числа Маха.

При наличии магнитного поля генерируются все три типа магнитогидродинамических волн. Коэффициенты квадрупольного излучения их имеют громоздкий вид и включают множество табулированных функций [49], поэтому здесь они не приводятся. При некоторых упрощениях мощность генерации магнитоакустических волн можно представить в виде

$$E_H \approx \alpha \varepsilon \mathsf{M}^5 (1 + a\gamma^2 + b\gamma^4); \tag{17}$$

здесь $a \approx 8$, $b \approx 1$, γ — отношение магнитной энергии волн к кинетической энергии. Величина $\gamma \approx 1$, если $V_A \gg V$, и $\gamma < 1$, если энергия невозмущенного поля меньше кинетической энергии. В активных областях с сильным полем $H > 50$ *э* генерация ускоренных и альвеновских волн усиливается. Однако нужно иметь в виду, что сильное поле может уменьшить скорости конвективных движений.

Дипольное излучение звука несущественно только в изотропных условиях. В действительности есть несколько факторов, нарушающих изотропию. Образующиеся в турбулентной среде флуктуации плотности испытывают действие силы тяжести, не компенсируемой силой Архимеда. Это дает дипольное излучение мощности [50,51]

$$E_g \approx 1{,}4 \cdot 10^{-2} \, \varrho g^2 l \frac{V^6}{V_S^7} \; эрг/см^3 \; сек. \tag{18}$$

При не слишком малых числах Маха ($\mathsf{M} \gtrsim 0{,}1$) $E_g \lesssim E$. Другим фактором анизотропии является магнитное поле. Мощность дипольного излучения [52]

$$E_m \approx \frac{\varrho V_A^2 V^4}{12\pi V_S^3 l} \; эрг/см^3 сек; \tag{19}$$

она мала сравнительно с E всюду, кроме пятен. Таким образом, в обычных условиях генерация определяется выражением (16), а в участках активных областей с особенно сильным полем она несколько увеличивается в соответствии с (17).

Расчеты генерации энергии проводились для изотропной турбулентности. Поскольку число Рейнольдса для конвективных потоков велико, в них имеется развитая турбулентность. Однако скорость ее мала, а генерация энергии сильно зависит от M. Поэтому волны генерируются самими конвективными движениями, и притом в слое с сильной неустойчивостью (см. рис. 1), где $V \approx 2$ *км/сек*. Толщина слоя порядка l — высоты кон-

вективной ячейки. Полный поток энергии волн $F \approx 10^7$ *эрг/см²сек*, из активной области он в 5—10 раз больше.

Изменение потока с высотой определяется отражением, рефракцией и поглощением. Отражение происходит при нарушении условия геометрической оптики, когда длина волны больше шкалы высоты. Фотосфера, где шкала высоты минимальна, отражает волны с периодом больше 3 *мин*, но существенная часть энергии проходит в хромосферу. Рефракция волн с изотропной фазовой скоростью V_F уменьшает поток пропорционально V_F^{-2}. Пока $V_F \approx V_s$, рефракция не очень существенна, так как V_s медленно растет с высотой. Альвеновская скорость растет быстрее, у $h \approx 5000$ *км* в невозмущенных областях и $h \approx 750$ *км* в активных областях $V_A \approx V_s$. С этой высоты ускоренная волна движется со скоростью V_A и испытывает сильную рефракцию, особенно в активной хромосфере [52]. Это создает трудности при объяснении наблюдаемого нагрева хромосферы. В действительности нельзя рассматривать распространение простых волн отдельных типов. Из-за того, что волны создаются разными конвективными элементами, расстояние между которыми сравнимо с длиной волны на некоторой высоте, нарушается условие геометрической оптики и разные типы волн взаимодействуют между собой [16]. Взаимодействие происходит также из-за градиента плотности атмосферы, из-за нелинейной распадной неустойчивости и других причин. Поэтому нужно рассматривать распространение ансамбля волн, непрерывно обменивающихся энергией. Поскольку для альвеновских и замедленных волн рефракция и отражение менее существенны, такой ансамбль может пройти в верхнюю хромосферу и корону, сохранив часть энергии, достаточную для поддержания их высокой температуры.

В отсутствие затухания и отражения поток $F \approx \varrho v^2 V_F = \text{const}$. Поэтому амплитуда v звуковой волны, движущейся вверх, растет, волна становится слабой ударной волной, тем более, что уже при образовании она имела конечную амплитуду. Автомодельное решение для волны, выходящей из глубоких слоев звезды, получено в [52a]. Условия образования ударных волн в атмосферах рассмотрены в [53]. Скорость распространения слабой ударной волны остается равной V_F, но затухание существенно возрастает, компенсируя дальнейший рост амплитуды. Поэтому волна все время остается слабой. Затухание легко оценить в предположении, что плотность падает за фронтом, возвращаясь к нормальному значению через время $t_0 \approx 10$ *сек* в нижней хромосфере. Коэффициент поглощения волны с амплитудой скорости v равен [54, 52]

$$\varkappa_s = \frac{1}{F}\frac{dF}{dh} \approx \frac{\gamma+1}{12}\frac{v}{V_s^2}\frac{1}{t_0\nu}, \tag{20}$$

где ν зависит, но слабо, от распределения плотности за фронтом и для пилообразного профиля равно $^5/_3$. Учет рефракции и поглощения позволяет найти изменение потока с высотой и диссипирующую энергию, нагревающую атмосферу.

Выше не учитывалась гравитация, что допустимо для высоких частот. Если включить гравитацию в уравнение движения, то характеристическое уравнение распадается. В области $\omega > \omega_1 = \gamma g/2V_s$ волны близки к акустическим или магнитоакустическим. В области низких частот

$$\omega^2 < \omega_2 = g\left(\frac{\gamma-1}{V_s^2}g + \frac{d\ln T}{dz}\right) \tag{21}$$

распространяются внутренние гравитационные волны. Если атмосфера изэнтропична, как, например, в конвективной зоне, то $\omega_2 = 0$, т. е. гравитационные волны не распространяются. Физически это означает,

что смещение элемента не дает возвращающей силы, так как его плотность меняется так же, как плотность атмосферы. В хромосфере, где температура растет с высотой, условия благоприятны для появления гравитационных волн. Эти волны, порождаемые вертикальными движениями в фотосфере, распространяются вдоль поверхности и вверх. Возможно, что грануляция и некоторые типы фотосферных движений связаны с гравитационными волнами [55]. Эти же волны объясняют, по-видимому, возмущения, распространяющиеся вдоль поверхности Солнца с большой скоростью [56]. Затухают гравитационные волны из-за теплопроводности, уносящей энергию из области сжатия. Поскольку теплопроводность велика в короне, эти волны для нагрева короны существенны [57].

Температура атмосферы определяется балансом между нагревом слабыми ударными и гравитационными волнами и охлаждением через излучение. Поскольку с высотой плотность и излучение падают, температура растет, достигая в короне 10^6 °К. Это значение определяется условием, что тепловая скорость протона сравнима с параболической на этом уровне, так что происходит диссипация короны в пространство, уносящая избыток энергии [58]. Часть тепловой энергии короны вследствие теплопроводности уходит в хромосферу.

Диссипация короны, или «солнечный ветер», была детально рассмотрена в [59] в гидродинамическом приближении без магнитного поля. Течение предполагалось стационарным, в нижних слоях скорость была мала и распределение плотности мало отличается от гидростатического. С расстоянием от Солнца скорость растет, приближаясь к пределу, который существенно зависит от теплового режима течения. Предполагается, что из-за высокой теплопроводности короны температура не меняется вплоть до некоторого расстояния, а затем падает адиабатически. При этом легко получить скорость $V \approx 300$ *км/сек*, наблюдаемую для потоков в межпланетном пространстве. Плотность ветра у орбиты Земли — несколько частиц в 1 *см*^{3}.

§ 5. ЯВЛЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

Активные области — места выхода на поверхность магнитных полей, более компактных и сильных, чем общее поле, рассеянное по всей поверхности. Наиболее заметными образованиями в большинстве активных областей являются пятна (см. рис. 2). Температура тени — около 4300° К, окружающей ее полутени — около 5400° К, а фотосферы — около 5800° К. Напряженность поля тени — от 1000 до 3000 *э* для большинства пятен. В ряде случаев поле имеет тонкую структуру [13]. Низкая температура пятна объясняется тем, что поле подавляет конвекцию в верхней части конвективной зоны до уровня, где магнитная и кинетическая энергии сравнимы. Так как там конвекция переносит основную часть энергии, более высокие слои охлаждаются. Однако если бы перенос энергии от уровня остановки определялся только лучистым переносом, пятно было бы еще холоднее, чем наблюдается. В основании пятна должен быть дополнительный перенос, более сильный, чем лучистый [60]. Отчасти этот перенос определяется магнито-гидродинамическими волнами. Волны генерируются на уровне равенства энергий преимущественно как альвеновские и отчасти замедленные [61]. Бóльшая часть их энергии отражается не дойдя до поверхности, часть выходит наружу и нагревает хромосферу. Диссипация проходящих и отражающихся волн может служить источником нагрева пятна, хотя она, как показывают оценки, по-видимому, недостаточна. Количественной теории здесь еще нет.

Наблюдаемые в тени пятен движения (см. [3], стр. 473) тоже могут быть связаны с выходящими волнами.

Полутень пятна обычно имеет радиальную структуру, состоящую из светлых волокон на более темном фоне. Эти волокна представляют собой вытянутые вдоль наклонного поля полутени конвективные ячейки. Газ движется вдоль них наружу со скоростью около 2 *км/сек*, у края поток резко заворачивает вниз, движение прекращается. Теория такой конвекции рассмотрена в [62]. Циркуляция газа над пятном наблюдается и в более высоких слоях — газ течет к оси, опускается вниз и там растекается в стороны. Причины этой циркуляции пока не известны.

Фотосфера активной области называется ф а к е л о м. Она отличается от обычной фотосферы меньшим градиентом температуры, так что верхние слои горячее, а нижние холоднее соответствующих слоев фотосферы. Это означает, что поток энергии переносится не только радиацией, но и конвекцией. Усиление конвекции в факелах вызвано магнитным полем активной области. Это поле более слабое, чем поле пятен. Оно не может остановить конвекцию, но делает конвективные движения устойчивыми, несмотря на большие числа Рейнольдса. Оно как бы подавляет турбулентность, уменьшает турбулентную вязкость и тем увеличивает скорость и конвективных движений, и элементов, всплывающих через область минимума энтропии [63].

Хромосфера активной области плотнее и горячее обычной; она ярче светит в эмиссионных линиях. Это связано с тем, что более быстрые конвективные движения генерируют больший поток волн [63]. Кроме того, наличие магнитного поля также увеличивает эффективность генерации звука. Поток волн, выходящих из хромосферы в корону, также усилен, поэтому корона над активными областями является более плотной и несколько более горячей. Увеличение температуры незначительно потому, что нагрев резко усиливает истечение «солнечного ветра», который и уносит избыток энергии. В связи с этим из активных областей текут усиленные потоки газа, которые связаны с некоторыми типами геомагнитных возмущений [64, 65].

В активных областях, особенно вблизи больших групп пятен сложной структуры, иногда происходят хромосферные вспышки. В это время усиливается свечение хромосферных линий, происходят быстрые движения вещества, в частности, выбрасывается массивный протуберанец — вспышечный выброс. В особенно мощных вспышках образуется большое количество релятивистских частиц.

Тормозное излучение релятивистских электронов дает рентгеновское и гамма-излучение. Однако при плотности меньше 10^{12} *см*$^{-3}$ более существенным является излучение в результате обратного комптон-эффекта — взаимодействия тепловых фотонов с релятивистскими электронами. Давление космических лучей вызывает взрыв — выброс газа со скоростью до 1500 *км/сек*. В короне распространяется ударная бесстолкновительная волна; на фронте ее генерируются плазменные волны, трансформирующиеся в электромагнитные и дающие всплеск радиоизлучения. Релятивистские электроны, удерживаемые за фронтом волны, порождают магнитнотормозное излучение. Иногда они вырываются из ловушки и движутся в верхние слои короны, давая всплески радиоизлучения с быстро меняющейся частотой [66]. В межпланетном газе — солнечном ветре — образуется ударная волна, которая примерно через сутки достигает Земли, вызывая магнитную бурю. В это время приходит большое количество мягких космических лучей, принесенных магнитной ловушкой. Более жесткие частицы выходят из ловушки раньше и приходят на Землю до волны. Полная энергия сильной вспышки, заключенная главным

образом в космических лучах, достигает 10^{32} *эрг*. Энергия слабых вспышек может быть значительно меньше, и в них происходят не все перечисленные явления.

Источником энергии вспышек является магнитное поле. Об этом говорят и расположение вспышек и наблюдаемые изменения магнитных полей в период вспышек [67, 68]. Вспышки появляются в местах, где велики градиенты напряженности, вблизи нейтральных линий, разделяющих области разных полярностей в сложных конфигурациях поля. Существует несколько гипотез, связывающих вспышки с разрядами вблизи нейтральных линий, с появлением ударных волн, вызванных магнитным давлением в результате постепенного изменения поля из-за его диссипации или движений в фотосфере. Образование космических лучей может быть также связано с ускорением между сходящимися волнами или с ускорением на плазменных волнах, возникших в результате магнитогидродинамической неустойчивости. Все эти гипотезы, однако, не могут пока объяснить весь комплекс явлений. Одной из трудностей, в частности, является внезапность развития вспышки, тогда как диссипация и изменения поля в фотосфере происходят относительно медленно.

Сходным со вспышкой, но значительно меньшим по масштабу явлением являются «усы». В большом количестве они появляются во вспышках, но встречаются и без них, в активных областях. Усы представляют собой маленькие образования, дающие яркие, очень широкие линии [69]. Ширина их обусловлена эффектом Допплера, скорость достигает нескольких сотен *км/сек*. Продолжительность этого явления — несколько минут. Причина появления усов неизвестна; по-видимому, она также связана с действием магнитных сил.

Астрономический институт
им. П. К. Штернберга

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. Vitense, Zs. Astrophys. **46**, 108 (1958).
2. К. де Ягер, Строение и динамика солнечной атмосферы, М., ИЛ, 1962.
3. Космическая газодинамика, М., ИЛ, 1964.
4. V симпозиум по космической газодинамике, 1965.
5. R. B. Leighton, R. W. Noyes, G. W. Simon, Astrophys. J. **135**, 474 (1962).
6. J. W. Evans, R. Mishard, Astrophys J. **136**, 487, 493 (1962).
7. R. B. Leighton, Ann. Rew. Astron. Astrophys. USA **1**, 19 (1963).
8. Г. Ламб, Гидродинамика, М., Гостехиздат, 1947.
9. J. Bahng, M. Schwarzschild, Astrophys. J. **137**, 901 (1963).
10. M. Schwarzschild, Astrophys. J. **130**, 345 (1959).
11. G. W. Simon, R. B. Leighton, Astrophys. J. **140**, 1120 (1964).
12. R. Hovard, Astrophys. J. **136**, 211 (1962).
13. А. Б. Северный, Астрон. ж. **42**, 217 (1965).
14. V. Bumba, R. Howard, The Res. of III Consult. on Heliophys. and Magnetohydr. (1964).
15. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж. **39**, 973 (1962).
16. С. Б. Пикельнер, М. А. Лившиц, Астрон. ж. **41**, 1007 (1964).
17. E. N. Parker, Astrophys. J. **138**, 226, 552 (1963).
18. K. H. Böhm, Astrophys. J. **138**, 297 (1964).
19. Г. Ф. Ситник, Астрон. ж. **40**, 413 (1963).
20. С. А. Каплан, Н. С. Петрухин, Астрон. ж. **42**, 74 (1965).
21. P. Leudox, M. Schwarzschild, E. A. Spigel, Astrophys. J. **133**, 184 (1961).
22. С. А. Каплан, Астрон. ж. **40**, 1047 (1963).
23. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, М., ИЛ, 1961.
24. L. Biermann, Electromagn. Phen. in Cosmic Phys, 1958, стр. 248.
25. R. Kippenhahn, Mem. Soc. R. Sci. Liege **3**, 249 (1959).
26. R. Kippenhahn, Zs. Astrophys. **48**, 203 (1959).
27. В. В. Порфирьев, Астрон. ж. **39**, 710 (1962).
28. R. Kippenhahn, Astrophys. J. **137**, 664 (1963).

29. V. C. A. Ferraro, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **97**, 458 (1937).
30. P. A. Sweet, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **109**, 507 (1949).
31. М. Н. Гневышев, Астрон. ж. **40**, 401 (1963).
32. В. Е. Степанов, Изв. Крымск. астрофиз. обс. **25**, 174 (1961).
33. В. Бумба, Изв. Крымск. астрофиз. обс. **23**, 212, 253, 277 (1960).
34. R. B. Leighton, Astrophys. J. **140**, 1547 (1964).
35. N. O. Weiss, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **128**, 225 (1964).
36. E. N. Parker, Astrophys. J. **121**, 491 (1955).
37. Т. Каулинг, Магнитная гидродинамика, М., ИЛ, 1959.
38. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **31**, 154 (1956).
39. W. M. Elsasser, Phys. Rev. **72**, 821 (1947).
40. E. C. Bullard, Proc. Roy. Soc. **A197**, 433 (1949).
41. С. И. Брагинский, ЖЭТФ **47**, 1084 (1964); Геомагнет. и аэрон. **4**, 733 (1964).
42. H. W. Babcock, Astrophys. J. **133**, 572 (1961).
43. C. Valen, On the Vibratory Rotation of the Sun, Stockholm (1949).
44. D. Layzer, M. Krook, D. Menzel, Proc. Roy. Soc. **A233**, 302 (1955).
45. R. S. Richardson, M. Schwarzschild, Proc. 11th Volta Conf. Rome, 1953, стр. 228.
46. Р. С. Ирошников, Астрон. ж. **42**, 494 (1965).
47. М. Лайтхилл, Космическая газодинамика, М., ИЛ, 1960.
48. I. Proudman, Proc. Roy. Soc. **A214**, 119 (1952).
49. R. M. Kulsrud, Astrophys. J. **121**, 461 (1955).
50. M. J. Lighthill, Proc. Roy. Soc. **A267**, 147 (1962).
51. W. Unno, S. Kato, Publ. Astr. Soc. Japan **14**, 417 (1963).
52. D. E. Osterbrock, Astrophys. J. **134**, 347 (1961).
52a. Г. М. Гандельман, Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН СССР **107**, 811 (1956).
53. С. А. Каплан, Л. А. Островский, Солнечные данные, № 6, 53 (1963).
54. Е. Шацман, Проблемы космической аэродинамики, М., ИЛ, 1953.
55. В. А. Крат, Изв. ГАО **22** (вып. 5, № 170), 2 (1962).
56. Г. Я. Васильева, Изв. ГАО **23** (вып. 2, № 173), 3 (1963).
57. W. A. Whittaker, Astrophys. J. **137**, 914 (1963).
58. С. Б. Пикельнер, ДАН СССР **72**, 255 (1950).
59. Е. Н. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде, М., Изд-во «Мир», 1965.
60. W. Mattig, E. H. Schröter, Astrophys. J. **140**, 804 (1964).
61. C. de Jager, Bull. Astr. Netherl. **17**, 253 (1964).
62. R. Danielson, Astrophys. J. **134**, 275 (1961).
63. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж. **37**, 616 (1960).
64. Э. Р. Мустель, Астрон. ж. **42**, 473 (1965).
65. Э. Р. Мустель, Астрон. ж. **41**, 777 (1964).
66. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., Изд-во «Наука», 1964.
67. А. Б. Северный, Изв. Крымск. астрофиз. обс. **20**, 22 (1958).
68. A. B. Severny, Ann. rev. Astron. Astrophys. USA **2**, 363 (1964).
69. А. Б. Северный, Изв. Крымск. астрофиз. обс. **17**, 129 (1964).