

ФИЗИКА ВЫСОКИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ *

Ю. Бартельс, Эберсвальде

1. Аэрология. 2. Высокие облака. Сумерки. 3. Геометрическая картина излучения. 4. Свет ночного неба. 5. Падающие звезды и метеоры. 6. Озон. 7. Распространение звука. 8. Состав и давление. 9. Данные земного магнетизма. а) Общие замечания. б) Периодические суточные вариации. в) Магнитные бури. г) Зависимость магнитных возмущений от процессов на Солнце. 10. Ионизирующее действие монохроматического излучения. 11. Резюме. 12. Заключительное замечание. 13. Литература.

Ни один инструмент не поднимался до сих пор выше чем на 36 км. То, что мы знаем о более высоких слоях основано на различного рода косвенных наблюдениях, являющихся в большинстве случаев терпеливым, более или менее пассивным прослеживанием экспериментов большого масштаба, осуществляемых, например, Солнцем или Луной. Эти эксперименты, производимые самой природой, коренным образом отличаются по своей обстановке от лабораторных опытов: именно, в природе условия опыта — географическое положение, время дня и года, солнечное излучение, влияние земного магнетизма — меняются от случая к случаю. В подобных типичных для геофизики случаях влияния отдельных переменных могут быть обособлены друг от друга лишь путем соответствующей статистической обработки достаточно большого числа наблюдений.

В конце настоящего обзора я остановлюсь более подробно на истолковании явлений в высших слоях атмосферы с точки зрения земного магнетизма, так как обработка обширного материала наблюдений над земным магнетизмом во многих отношениях может служить прообразом постановки и значения опытов с электромагнитными волнами и так как подобные геофизические методы, лежащие между наблюдением и теорией, зачастую достаточно далеки от чистой или технической физики.

Исключив собственно полярные сияния и электромагнитные волны, о которых говорится в отдельных рефератах, мы должны сначала рассмотреть вкратце некоторые другие явления, на основании которых можно сделать заключения о физике высоких слоев атмосферы. Наиболее интересная с точки зрения радио-

* J. Bartels, Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre; речь, произнесенная 21 сентября 1932 г. на заседании Общества им. Г. Герца в Бад-Наугейме, „ENT“, Sonderheft, 1933, Перев. В. В. Фурдус.

техники часть земной атмосферы лежит не ниже, чем на высоте 50 км; поскольку, однако, эта часть опирается на нижележащие слои, физическое состояние которых влияет на нее, поскольку мы должны будем говорить и о более низких слоях.

1. Аэрология

Самолеты или аэростаты с людьми достигали высоты примерно около 10 км; Пикар (Piccard) на своем свободном аэростате с воздухонепроницаемой гондолой дважды достигал высоты 16 км.* На большую высоту до сих пор поднимались лишь аэростаты без людей. Направления ветров в высоких слоях могут быть найдены из наблюдений над движением облаков при одновременном определении их высоты; более полную картину дают малые шары-зонды, наблюдаемые с теодолитом. Температура, давление и влажность могут быть определены с помощью шаров большего размера, способных поднять легкие регистрирующие метеорографы. Эти шары наполняются несколькими кубометрами водорода; при подъеме они расширяются все больше и больше до тех пор, пока тонкая резиновая оболочка не прорвется в наиболее слабом месте; с этой наивысшей точки подъема метеорограф спускается на парашюте. Многие из таких шаров поднимались более чем на 20 км; при улучшении и тщательном испытании резиновой оболочки перед подъемом уже в 1914 г. в Батавии, а недавно и в Германии, была достигнута высота свыше 30 км, в одном случае — даже свыше 35 км^{6,7}.

Основным результатом этих опытов явилось известное деление атмосферы на две части^{8,10}. В нижней части, в тропосфере, температура правильно убывает с высотой примерно на $4-8^\circ/\text{км}$; облака образуются почти всегда только в этом слое. В вышележащей стратосфере температура лишь незначительно изменяется с высотой. Поверхность раздела тропосферы и стратосферы лежит на экваторе на высоте около 16 км, в средней Европе — на высоте 10,5 км, на полюсах — еще ниже. На высоте 21 км, где давление воздуха в среднем составляет не более $\frac{1}{20}$ от давления на уровне земли, стратосфера над экватором (-80°C) холоднее, нежели над средней Европой (-55°C).

Это подразделение атмосферы на две части констатировалось при каждом подъеме. Однако высота, с которой начинается стратосфера, колеблется в одном и том же месте, меняясь на несколько километров. При обычных метеорологических условиях давление воздуха, как известно, пропорционально массе атмосферы над барометром; точнее — вес столба ртути в барометре равен весу столба воздуха того же поперечного сечения. Излучение известной проникающей способности, отвесно падаю-

* 30 сентября 1933 г. стратостат „СССР“ поднялся на высоту 19000 м, т. е. на 3 км выше Пикара, установив таким образом мировой рекорд высоты. Ред

щее в атмосфере извне, доходит до некоторой поверхности равного давления (Isobarenfläche); таким образом изменения высоты этой поверхности находят свое отражение в аналогичных колебаниях глубины проникания излучения. А. Шедлер (Schedler)⁹ вычислил по данным европейских подъемов регистрирующих приборов абсолютное значение среднего изменения давления в течение ряда дней (дневную изменчивость) и нашел одно и то же значение на всех высотах до 13 км — кругло 3 мм. Наибольшие и наименьшие значения воздушного давления на протяжении целого года разнятся друг от друга более чем на 10-кратное значение дневной изменчивости, на уровне земли — на 30 мм, что соответствует изменению высоты поверхности 760-миллиметровой изобары на 330 м. Можно принять, что и на высоте 13 км над Европой давление воздуха, равное в среднем 123 мм, в исключительных случаях может отличаться от этого значения на $\frac{1}{4}$. Соответственно с этим поверхность равного давления может смещаться вверх и вниз примерно на 150 м. В пределах высот, достигнутых шарами с регистрирующими приборами, вертикальные колебания поверхностей равного давления значительно возрастают с высотой. Это является лишь выражением того факта, что на высоте до 10 км над областями низкого давления карты погоды атмосфера, как правило, холоднее, а над областями высокого давления — теплее нормального; поэтому различие давлений увеличивается при возрастании высоты. Учитывая температурные изменения и наблюдения над озоном, можно думать, что на высоте 100 км поверхности равного давления на протяжении ряда дней опускаются и поднимаются на много километров. Этим, быть может, неожиданно и объясняются оба максимума на расстоянии 5 км на высоте, которые Штёрмер (Störmer)¹⁰¹ нашел для повторяемости высот полярных сияний; однако эти данные опираются на относительно небольшое число наблюдений (22 вечера в Осло, 1911—1922), из которых, вероятно, не устранен элемент случайности.

Ускорение, получаемое частицей воздуха, прямо пропорционально градиенту давления и обратно пропорционально плотности воздуха. Под названием „градиентный ветер“ понимают тот идеальный случай, когда ветер дует перпендикулярно к направлению градиента, т. е. вдоль изобары, с такой скоростью, что ускорения, обусловленные градиентом и кориолисовой силой, уравновешивают друг друга. Вне влияния трения о поверхность земли, т. е. на высоте около 1 км, ветер, в общем, имеет величину порядка градиентного ветра. Так как на некоторой определенной высоте среднее изменение давления от одного дня к другому примерно пропорционально среднему горизонтальному градиенту давления на данной высоте, то из наблюдений над дневной изменчивостью давления можно заключить, что до высоты 13 км градиенты давлений имеют один и тот же порядок величины; средняя сила ветра должна поэтому возрастать с вы-

сотой обратно пропорционально плотности воздуха. Наблюдения подтверждают это предположение: в Потсдаме ¹¹ летом скорость кучевых облаков на высоте 2 км в среднем составляет 8 м/сек, скорость перистых на высоте 9 км — 21 м/сек. Наибольшие скорости облаков, наблюдаемые на уровне слоисто-кучевых облаков (около 2 км высоты), — кругло 35 м/сек, на уровне перистых (около 10 км высоты) — от 70 до 100 м/сек. Знания относительно ветров в стратосфере мало систематичны, так как наблюдения за шарами-зондами на столь большой высоте возможны лишь тогда, когда в нижних слоях светло и относительно безветрено.

2. Высокие облака. Сумерки

На тонких высоких кучевых облаках вблизи от солнца наблюдается иногда окраска краев, что объясняется преломлением света в водяных капельках. Обычно также облака появляются на их нормальной высоте около 4 км. Гораздо более редки и поразительны радужные облака, светящиеся чистыми цветами. В 1871—1892 гг. они многократно наблюдались в Норвегии. В течение последних лет они снова наблюдались Штёрмером ¹², который определил их высоту фотограмметрическим способом, разработанным им для определения высоты северных сияний. При этом были безупречно определены высоты: 27 км (30 декабря 1926 г.), 23—26 км (13 января 1929 г.) и от 20 до 30 км при многочисленных наблюдениях в январе и феврале 1932 г. По внешнему радиусу (18°) красного кольца лунного ореола, наблюдавшегося однажды на этих облаках, Штёрмер заключает, что диаметр частиц облаков не превышает 0,0025 мм. Горизонтальная скорость облаков 30 декабря 1926 г. была определена в 75 м/сек, тогда как 13 января 1929 г. заметного горизонтального движения не было вовсе. Штёрмер считает возможным, что радужные облака довольно часты над большими областями низкого давления, однако они редко видимы, например только там, где теплый горный ветер (Föhn) дает возможность видеть их через нижний облачный покров.

В 1885—1891 гг. от середины мая до июня в Берлине еще в полночь были видимы светлые серебристые облака. Штёрмер, наблюдавший подобные облака в 1889 г. в Норвегии и вновь видевший их в июле 1909 г. и в июле 1932 г. ²⁴, описывает их как „синеваато-белые, без намека на спектральную окраску, столь характерную для радужных облаков“. Иессе (O. Jesse) ¹³ фотографировал эти облака одновременно в различных местах (Берлин-Штеглиц, Ратенау, Науэн); по смещению облаков относительно звезд он нашел их высоту от 82 до 83 км. Высота их была чрезвычайно постоянной. Год от году блеск облаков ослабевал; напоследок на них можно было различить волнистость, подобную перистым облакам. Облака двигались обычно с востока на запад со скоростью около 100 м/сек.

Подобные аномально высокие облака наблюдались и впослед-

ствии ¹⁴⁻²⁴; Кервен (A. de Quervain) ¹⁴ называет их „ультра-перистыми“. В июле 1932 г. Штёрмеру ²⁴ удалось фотограмметрически определить их высоту, доходившую до 70—80 км.

Светящиеся ночные облака в годы до 1890 г. стоят, вероятно, в связи с мощным извержением вулкана Кракатау на Зондских островах (1883 г.). В связи с этим извержением на всем земном шаре наблюдались сумеречные явления. Обычные вечерние сумерки исчезают, когда солнце спускается под горизонт примерно на 16°; простое геометрическое рассуждение показывает, что последние сумеречные проблески рассеянного солнечного света на западе должны иметь место на высоте около 60 км.²⁵ Яркость и окраска сумерек распределяется не непрерывно ²⁶; опытные наблюдатели различают отдельные „сумеречные дуги“, которые можно считать следствием слоистой структуры атмосферы; трудности теории атмосферного рассеяния не дают возможности точных выводов. Две послесумеречных дуги, наблюдавшиеся Вегенером (A. Wegener) ²⁶ в Гренландии, относятся им за счет рассеяния света на высоте свыше 700 км. Можно полагать, что и зодиакальный свет ²⁷⁻²⁹ принадлежит к сумеречным явлениям в очень высоких частях атмосферы.

Упомянутые выше аномальные сумерки имели место и при последующих вулканических извержениях, например при извержении Катмай (Аляска, июнь 1912 г.) ¹⁷; особенно поразительно было красное бурое кольцо Бишопа вокруг солнца. Газетные отчеты о гигантском извержении в Андах (лето 1932 г.) напоминают о громадных массах пепла, выброшенных вулканом. Считается, что пепел был выброшен высоко в стратосферу, откуда он опускался лишь очень медленно, в течение недель или месяцев, развеиваясь ветрами по всей земле. Это предположение просто объясняет явление аномальных сумерек. Напротив, природа светящихся ночных облаков все еще остается неизвестной. Вегенер ¹⁸ считает вполне возможным, что они являются перистообразным ледяными облаками, образующимися из нормальных водяными паров атмосферы; Линдемман и Дибсон (Lindemann, Dobson) ¹⁹, напротив, утверждают их прямую связь с большими вулканическими извержениями, при которых выброшенный водяной пар, смешанный с водородом и метаном, поднимается легкими частицами и тепловым током в высшие слои, где и конденсируется в ледяные облака.

Еще в 1891 г. Иессе небезосновательно жаловался на „малое участие ученого мира в изучении этого замечательного явления“; к сожалению, и в течение последующих 40 лет ночные облака не подвергались фотограмметрическим измерениям, до тех пор, пока в июле 1932 г. этого не сделал Штёрмер ²⁴.

Одно из самых замечательных сумеречных явлений было связано с падением большого сибирского метеорита ³⁰ (30 июня 1908 г., 0^h15^m после Гринвичской полуночи, 61° сев. ш. 101°3 вост. д.). В 1927 г. русская экспедиция Л. Кулика разыскала

место падения в кратерообразной впадине, где в многочисленных ямах были найдены метеориты. В центральной зоне вся растительность была выжжена; на расстоянии до 60 км деревья были повалены кнаружи. Кулик предполагает, что облако раскаленного газа перед метеоритом, достигло вместе с ним земли, где и распространилось в стороны. Волны сейсмические воздушного давления³¹ были четко зарегистрированы в Сибири и Европе. Вечером 30 июня, равно как и 1 и 2 июля, в Европе наблюдались необыкновенно светлые ночи, ясность которых убывала постепенно в течение трех недель. Это явление, вероятно, объясняется рассеянием солнечного света высоко взвешенными частицами; однако связь с падением метеорита была впервые выяснена лишь 20 лет спустя. В Абердине (Шотландия) посветление

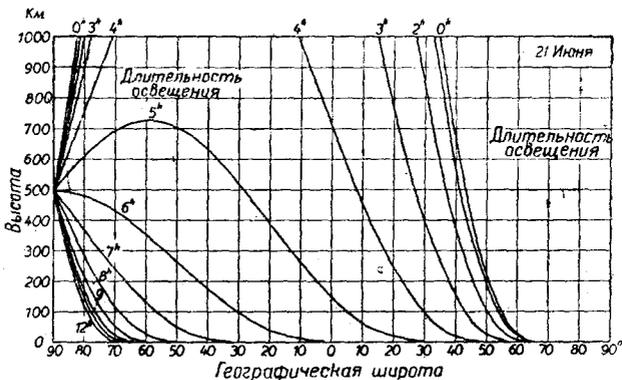


Рис. 1. Солнечный восход в свободной атмосфере вдоль меридиана. Линия соединяют точки, в которых солнце всходит в определенный час.

возникло внезапно после 22^h по Гринвичскому времени; в Гейдельберге в ночь с 30 июня на 1 июля нельзя было фотографировать Венеру, так как уже в 1^h 15^m был светлый день. При этом многократно наблюдались светящиеся ночные облака волнистой формы; они должны были двигаться с востока со скоростью около 80 м/сек на высоте по меньшей мере 50 км.

3. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ КАРТИНА ИЗЛУЧЕНИЯ

Граница тени в атмосфере является цилиндрической поверхностью. Высота h , на которой граница тени проходит после захода Солнца в зените места, зависит только от угловой депрессии η Солнца под горизонтом. Если принять Землю за шар радиуса a , то

$$h = a \left(\frac{1}{\cos \eta} - 1 \right).$$

Благодаря рефракции, Солнце на горизонте кажется наблюдателю на поверхности Земли смещенным примерно на 0°,6 вверх.

Так как последний луч заходящего Солнца до и после касания земной поверхности проходит симметрично, то можно принять, что на больших высотах — свыше 50 км — заходящее Солнце кажется смещенным вверх на $1^{\circ}, 2$. Астрономическая высота Солнца относится к центру солнечного диска; с точки зрения освещения интереснее знать, когда исчезает его верхний край. Поэтому на рис. 1 и 2, где показан солнечный восход в свободной атмосфере вдоль меридиана (линии соединяют точки, в которых Солнце восходит в определенный час), границы тени представлены так, что они соединяют те точки вдоль некоторого меридиана, в которых верхний край Солнца появляется в определенный момент истинного времени; рис. 1 относится ко времени солнцестояния рис. 2 — ко времени равноденствия. Исходя из них построены рис. 3 и 4, представляющие собой схематические карты утренней стороны земли (между 0^h и 12^h); меридианы обозначены здесь их истинным местным временем. Кривые соединяют точки (на поверхности земли и на высотах 50, 100, 250, 500 и 1000 км),

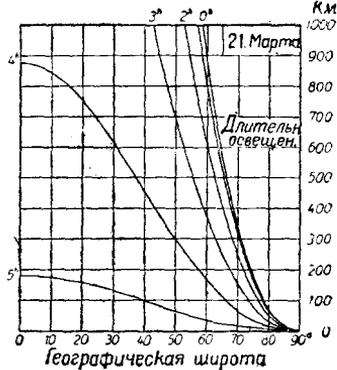
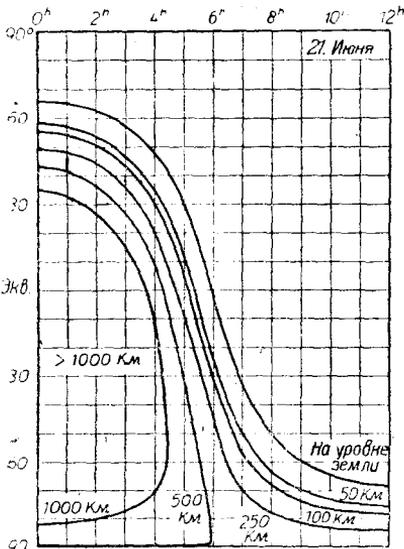


Рис. 2. То же, что и рис. 1.



и

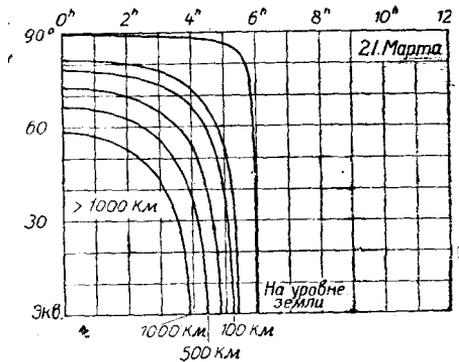


Рис. 3 и 4. Карты полушария между полуночным и полуденным меридианами. Меридианы обозначены их истинным местным временем. Линии соединяют точки солнечного восхода на поверхности Земли, на высоте 50, 100, 250, 500 и 1000 км.

в которых наблюдается солнечный восход. Соотношения на вечерней стороне симметричны относительно этих данных. Рис. 5 дает высоту границы тени в полночь, для различных кругов

широт. Выше северной границы Германии (около 55°) атмосфера в середине лета освещена в полночь, уже начиная с высоты 100 км. Конечно, на протяжении километров непосредственно над границей тени, солнечное излучение очень ослаблено вследствие большой длины пути, проходимого в земной атмосфере; точно так же облака и горы могут сместить границу тени на несколько километров вверх. Особенно замечательно большое различие между восходом и заходом Солнца на уровне Земли и на высоте в полярных областях; в течение многих часов там каждую ночь возможны светящиеся ночные облака, а также освещенные Солнцем лучи полярного сияния.

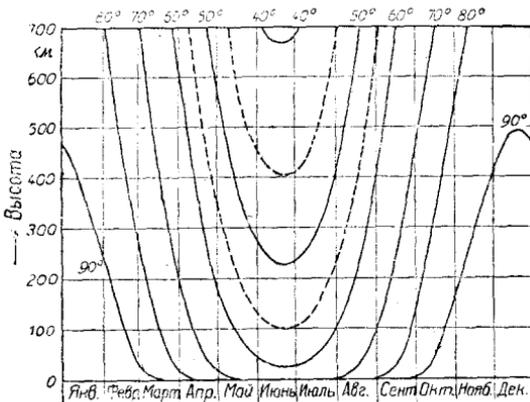


Рис. 5. Высота границы солнечной тени в полночь на широтах $40\text{--}90^\circ$ в течение года.

Метеорологам хорошо известно, что в летний день полюс получает свыше чем на 30% больше солнечной радиации, нежели место, лежащее на экваторе. При этом сравнивается интегральное излучение, проходящее через единичную горизонтальную площадку „вне“ атмосферы (рис. 6). Конечно, излучение, наблюдаемое на поверхности Земли вследствие значительного ослабления при проходе через атмо-

сферу лучей низкостоящего Солнца на полюсе меньше, чем на экваторе. Таким образом этот известный факт, относящийся к так называемому „солярному климату“ не имеет значения для климатологии нижних слоев воздуха, равно как и многочисленных вычисления^{32–34}, относящиеся к распределению солнечного излучения на земле и отвлекающиеся от влияния воздушной оболочки. Напротив, расчеты, положенные в основу рис. 6, применимы без существенных изменений к вопросу о географическом распределении интенсивности тех компонент солнечного излучения, которые полностью или частично поглощаются высокими слоями атмосферы¹⁰.

В период близости к Солнцу (начало января) интенсивность солнечного излучения на $\frac{1}{15}$ среднего значения больше, нежели в период удаления от Солнца (начало июля). При среднем расстоянии Земли от Солнца излучение через площадку вне атмосферы, перпендикулярную к направлению лучей, достигает $1,93 \text{ кал/см}^2 \text{ мин} = 1,35 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$ (солнечная константа).

4. СВЕТ НОЧНОГО НЕБА

Помимо света звезд и луны, ночное небо излучает слабое свечение ⁴³, в котором зеленая линия северного сияния (5577,3 Å), принадлежащая кислородному атому, выражена настолько отчетливо, что может быть наблюдаема каждую не совершенно облачную ночь ³⁵; в интерферометре она дает отчетливую систему колец ³⁶. Кроме того, ночное небо излучает и непрерывный спектр, распределение энергии в котором было измерено лордом Рэлеем (Rayleigh) ³⁷⁻³⁹, Мак-Ленаном (Mc. Lennan) ⁴⁵ и Дюфеем (Dufay) ^{42, 47}. Согласно измерениям Рэрея, произведенным с фильтрами, свет ночного неба относительно богаче красными лучами, нежели голубой свет дневного неба. Зеленый свет, излучаемый ночным небом, Рэлей называет „non-polar аугога“, так как это явление не ограничено полярными областями, но наблюдается также и у тропиков. Спектр настоящего полярного сияния должен, согласно Рэлею, характеризоваться, наряду с зеленой линией, еще и полосами N_2^+ , отсутствующими в свете ночного неба. Единичное наблюдение Зоммера (L. A. Sommer) в Геттингене еще не является решающим противоречием мнению Рэрея ⁴⁶; однако по новейшим спектральным измерениям Дюфэя ⁴⁷ азотный спектр, как правило, имеется в свечении ночного неба, хотя и выражен очень слабо.

Вариации силы света ночного неба в течение ночи и года как систематического, так и нерегулярного характера наблюдались многократно ³⁷⁻⁴⁰. Так, лорд Рэлей ⁴⁴ в ночь с 8 на 9 ноября в Эссексе при ясном безлунном небе констатировал возрастание интенсивности в 4 раза по сравнению с нормальной при неизменном распределении света в красной, зеленой и синей областях. По наблюдениям в Англии, Южной Африке и Австралии Джонс (H. S. Jones) ⁴⁰ полагает, что дальнейшие

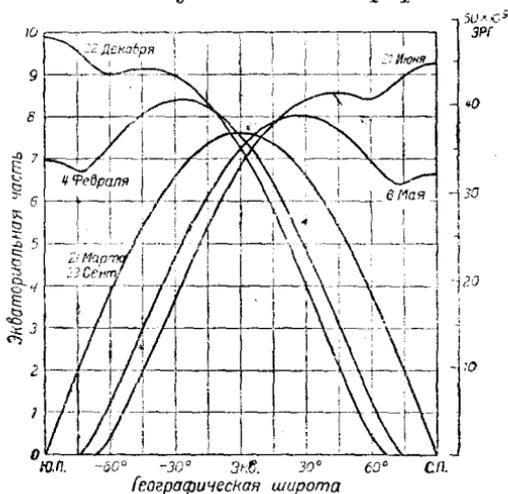


Рис. 6. Общая радиация, получаемая от Солнца горизонтальной площадкой в 1 см^2 вне атмосферы в течение дня. „Экваториальный час“ есть энергия, получаемая площадкой в 1 см^2 на экваторе при отвесном стоянии Солнца в течение часа. Справа — дневные количества в эргах, вычисленные из солнечной постоянной $1,93 \text{ кал/см}^2 \text{ мин} = 1,35 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2$. Переменное расстояние до Солнца принято во внимание (по Гесслеру).

наблюдения должны обнаружить еще связь между колебаниями силы света ночного неба и собственно полярным сиянием.

Абсолютная интенсивность зеленой линии в свете ночного неба была измерена Рэлеем ⁴¹; его измерения, приведенные к квантам соответствующей величины (2,22 V), указывают, что в среднем на каждый квадратный сантиметр земной поверхности приходится в секунду $1,8 \cdot 10^8$ кислородных атомов, совершающих перескоки, связанные с испусканием зеленой линии. Чапман (Chapman) ¹ полагает, что эта энергия имеет солнечное происхождение, запасаясь в атмосфере в течение дня и медленно расходуясь в течение ночи (ср. § 11).

5. Падающие звезды и метеоры

Путем одновременного наблюдения падающих звезд из двух точек собран богатый материал относительно высоты их вспышки и исчезания, а также и о скорости. Линдемман и Добсон ^{48, 49} сделали попытку заключить на основании этих данных о состоянии атмосферы на больших высотах. В качестве типичного случая они рассматривают падающую звезду, вспыхивающую на высоте 100 км, проходящую путь в 60 км со скоростью 40 км/сек и исчезающую на высоте 80 км, причем для наблюдателя, удаленного на 150 км, падающая звезда кажется столь же яркой, как звезда 1-й величины. При определенных допущениях они получили для падающей звезды, состоящей из железа, диаметр около 1 мм. Благодаря сжатию вытесняемого падающей звездой воздуха, она раскаляется и испаряется при температуре от 2000 до 2500°. Теория этого процесса приводит Линдеммана и Добсона к оценке плотности воздуха. Так как плотность воздуха на определенной высоте существенно зависит от разреженности (Auflockerung), т. е. от температуры нижележащих воздушных масс, то есть возможность оценить также и этот фактор. Допущение о том, что аэрелогически наблюденная температура стратосферы (220° абс.) господствует и на больших высотах, приводит, однако, к слишком малым плотностям воздуха на высоте падающих звезд. Поэтому Линдемман и Добсон считают вероятным, что на высоте около 50 км температура поднимается до 300° абс.

Против этого мнения Спарроу (Sparrow) ⁵⁰ выдвинул возражения, приводящие к слишком высоким значениям плотности и температуры. Причиной разогревания падающей звезды он считает столкновения между нею и молекулами воздуха. Радакович (Radakovic) ⁵¹ обстоятельно и критически изложил обе теории; по его мнению, — поддержанному также и Вегенером ⁵², — природа явлений, относящихся к падающим звездам выяснена еще недостаточно для того, чтобы сделать отсюда выводы о расстройении атмосферы. Также и Марис (H. V. Maris) ⁵² не делает из своей теории падающих звезд выводов о плотности атмосферы.

Иногда появляющийся метеор оставляет за собой след, который можно наблюдать в течение нескольких секунд, а в единичных случаях — даже часов. Кальке (Kahlke)⁵⁴ собрал и обсудил материал наблюдений. Высота дымовых следов (Rauchschweif), видимых днем, лежит между 30 и 80 км, тогда как более частые ночные светящиеся следы выбирают преимущественно высоту между 80 и 120 км. Следы меняют свой вид в течение времени их видимости. Из общей картины ветров можно вывести и направление ветра на высоте. Ниже 80 км преобладают восточные ветры (как и при наблюдении светящихся ночных облаков); более высокие ночные следы свидетельствуют о переменных направлениях. Кажется во всяком случае, что на высотах около 100 км направление ветра сильно меняется в зависимости от места, а может быть и от времени.

О сибирском метеорите см. § 2; мало убедительная попытка установить связь между роями падающих звезд и магнитными возмущениями упомянута в § 9d.

6. Озон

Спектр солнца и звезд обрывается в ультрафиолетовой части довольно резко. При благоприятных обстоятельствах однажды удалось дойти до 2863 Å. Коротковолновый спектр обрывается тем дальше, чем ниже стоит на небе светило, т. е. чем длиннее путь света в атмосфере. Воспользовавшись различными соображениями, выдвинутыми со стороны Фабри и Бюиссон (Fabry et Buisson)⁵⁰ в 1913—1921 гг. убедительно доказали, что ограничение спектра обусловлено полосами поглощения атмосферного озона^{55—60}. Если бы весь атмосферный озон был собран в горизонтальный слой при 0°С и атмосферном давлении, то толщина этого слоя равнялась бы кругло 3 мм, что соответствует 10¹⁹ молекул O₃ на 1 см² земной поверхности. Таким образом парциальное давление озона составляет лишь 1/2000 мм Hg: озон занимает 1/3000000 объема всей атмосферы. В 1918 г. лорд Рэлей⁶⁴ еще смог фотографировать ртутную линию 2536 Å (от ртутной лампы) на горизонтальном расстоянии 6,4 км. Таким образом местоположение озона следует искать на больших высотах. С тех пор по инициативе Добсона было предпринято большое число систематических измерений в различных местах земли, причем определялись как количество, так и высота озона. Подробные отчеты о методах измерений и результатах изложены в другом месте^{55, 56}. Основные результаты сводятся к следующему.

Количество озона меняется изо дня в день. В 1925 г. 28 февраля измерения Добсона в Оксфорде дали 3,7 мм, а 7 марта — 2,4 мм: абсолютные наибольшие и наименьшие значения, измеренные в Оксфорде, равны 4,2 и 1,7 мм. При этом ясно обнаружилась связь с погодой: именно, значения меняются проти-

воположно изменениям давления на поверхности земли: большие значения наблюдаются в областях низкого давления, малые — в областях высокого давления. Аналогичные изменения на всей Земле не являются доказанными. Так же точно недостоверно доказана систематичность дневного хода и различие между днем и ночью; напротив, ясно выражен годово́й ход вне тропиков: в обоих полушариях большие значения наблюдаются весной, малые — осенью. Например, в Арозе среднее значение для 1926—1929 гг. в апреле 3,1 мм, в октябре 2,2 мм. Весенние значения на полярных станциях превышают 3,5 мм, на экваториальных — незначительно колеблются около 2,1 мм. Центр тяжести слоя озона лежит (в умеренных широтах) на высоте 40—50 км; Гетц (Götz) нашел в Шпицбергене высоту всего лишь 25 км. Шалонь (D. Chalogne)^{60a} предостерегает от буквального понимания выражения „слой озона“: в действительности озон распределен на высоте между 20 и 80 км.

Недавно⁶¹ Гетц и Ладенбург (Ladenburg), а также Фабри и Бюиссон, точнее определили оптическим методом незначительное содержание озона в нижней части атмосферы; значения, рассчитанные на километр горизонтального участка воздуха, возрастают от 0,015 мм на равнине до 0,029 мм в Арозе.

Уже Линдеман и Добсон^{4, 48, 49} обосновывают допущение, о более высокой температуре слоя озона на сильном поглощении им ультрафиолетовых лучей. Ход рассуждения⁶⁵ примерно таков: каждый слой земной атмосферы находится под действием двух потоков излучения с совершенно различными областями длин волн: прямого излучения Солнца с максимумом в видимой части и длинноволнового излучения земной поверхности и других слоев атмосферы. Слой газа, поглощающий лишь волны определенных длин, излучает волны тех же длин и притом, если слой достаточно толст, излучает их, как черное тело с температурой газа. Даже если лучистая энергия равномерно распределена в широкой области длин волн, газ, поглощающий ультрафиолетовую полосу потока излучения, должен обладать более высокой температурой, нежели газ, поглощающий инфракрасные лучи, — в предположении, что поглощенная энергия отдается обратно в форме температурного излучения. Эти соображения объясняют, вообще говоря, низкую температуру стратосферы (220° абс.) инфракрасной полосой поглощения водяных паров и углекислоты, отнимаемой этими газами от излучения Земли; напротив, ультрафиолетовые полосы, поглощаемые озоном из солнечного излучения, должны дать в равновесии с излучением более высокую температуру, оцениваемую в 300° абс. Когда налицо имеется несколько полос поглощения — в частности озон имеет полосу при 9,5 μ — соотношения становятся менее простыми. Гован (E. N. Giovan)⁶² вычислил равновесное распределение при различных вертикальных распределениях озона и водяного пара; начиная с 30 или 40 км в зависимости от

сделанных допущений температура возрастает до 80 км примерно до 400° абс., а на больших высотах, быть может, еще выше. Росселанд (S. Rosseland)⁵⁷ и другие возражали против этих вычислений, так как преобразование энергии поглощенных ультрафиолетовых лучей в тепловое движение мыслимо лишь при частых соударениях, но отнюдь не тогда, когда средняя продолжительность пребывания в возбужденном состоянии меньше, нежели время между двумя последовательными соударениями. Ладенбург и Мейер (E. Meyer)⁵⁷ указывают, далее, что в атмосферных условиях структура полос сможет сильно отличаться от той, которая соответствует лабораторным наблюдениям над концентрированным О₃.

Мы не имеем указаний на то, что озон в слое с наибольшей концентрацией непосредственно влияет на ионизацию атмосферы и на распространение электромагнитных волн. Поэтому для электрофизики высоких слоев атмосферы имеет значение лишь то обстоятельство, что температура озоносодержащего слоя, быть может, выше, нежели температура нижележащей стратосферы, благодаря чему поверхности равного давления поднимаются. Кроме того, наличие озона проливает свет на вопрос о том, имеется ли в более высоких слоях атомного кислорода, который, по предположению Чепмана¹, снабжает ионами верхний ионизированный слой (220 км). Этот вопрос в связи с вопросом об образовании озона будет рассмотрен в § 11.

Во всяком случае, связь между содержанием озона и погодой, — если эта связь действительно существует и не искажается явлениями помутнения тропосферы (Гёплер⁶⁹), — позволяет косвенным образом заключить, что изменения в содержании озона связаны скорей с нижележащими, чем с верхними слоями атмосферы. В противном случае была бы установлена связь погоды не только с содержанием озона, но и с процессами в высших слоях, что должно было бы выразиться в магнитных возмущениях; вместе с тем колоссальный материал наблюдений над земным магнетизмом не дает ни одного доказательного примера связи с погодой.

7. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА

Распространение в атмосфере звука взрыва характеризуется следующей уже давно известной особенностью: звук слышен в окрестностях вплоть до расстояния, зависящего от метеорологических условий; на расстояниях, превышающих 50 км, слышимость исчезает. Поразительно то, что эта „зона тишины“ имеет внешнюю границу: на расстояниях свыше 110—190 км звук вновь хорошо слышен. Систематические наблюдения над временем пробега звука от искусственных взрывов показали, что возникновение зон тишины является типичным. Зависимость времени пробега от расстояния, представленная в виде кривой, позволяет сделать выводы (пользуясь методами, выработанными

для изучения волн землетрясений) относительно хода звуковых лучей и скорости звука в наиболее высоких точках^{70-74, 78}. Таким образом для „аномального звука“, доходящего до внешней зоны слышимости, были найдены предельные высоты 40—50 км и скорости звука на этих высотах 350—370 м/сек.

Скорость звука равна

$$v = \sqrt{\frac{\alpha RT}{M}}$$

(α — отношение удельных теплот, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура, M — молекулярный вес); на эту скорость налагается еще скорость ветра. Для воз-

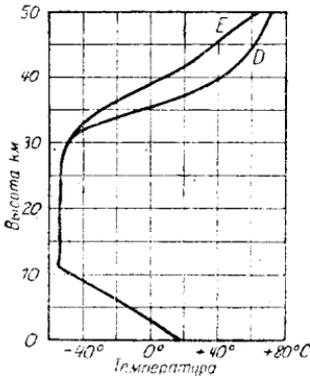


Рис. 7. Температура верхней стратосферы по наблюдениям над распространением звука. *E* — английские данные (по Уипплю), *D* — немецкие (по Дуккерту).

духа ($M = 28,95$) при температурах -55°C , 0° и $+40^{\circ}\text{C}$ v соответственно равно 299, 331 и 354 м/сек. Большие скорости нормального звука на высоте можно было бы, таким образом; объяснить более высокими температурами в верхней части стратосферы. Средние значения, полученные этим путем из немецких⁷⁰ и английских⁸² измерений, представлены на рис. 7. Вместе с тем этим в основном объясняется и тот всем известный факт, что в ясные безветренные ночи звук вблизи поверхности земли распространяется особенно далеко; в подобные ночи на излучающей поверхности земли образуется слой холодного воздуха, над которым воздух на много градусов теплее.

Этот взгляд подкрепляется соображениями, на основании которых эффект повышения температуры приписывается озону, максимальная концентрация которого соответствует той же высоте. Однако против этой температурной гипотезы были выставлены до сих пор еще непреодоленные возражения. Прежде всего указывается на влияние ветра, направление и сила которого, вообще говоря, меняется с высотой, что несомненно имеет существенное значение для распространения звука. Гипотеза ветра не может считаться решительно опровергнутой наблюдениями; во всяком случае, температурная гипотеза объясняет явления с меньшей натяжкой, в частности, она объясняет наблюдаемые случаи замкнутой кольцевой формы внешней зоны слышимости. Гораздо существеннее указание Кельцера (Kölzer)⁷⁶ о том, что отбрасывание (Rückleitung) звука к земле даже на близких расстояниях не может быть объяснено известными законами преломления и отражения.

Старое воззрение, ставящее увеличение скорости звука в связь не с приростом температуры, но с уменьшением моле-

кулярного веса, теперь оставлено; нельзя допустить, что уже на высоте 40 км, имеется столько водорода или гелия, чтобы это могло существенным образом повлиять на скорость звука.

Быть может, со стороны аэросейсмики можно ждать дальнейших указаний относительно состояния верхней стратосферы на высотах до 50 км. Весьма интересны обработанные Уиплем (Whipple)⁸¹ наблюдения над зоной тишины при детонации метеора. Высоты, превышающие 80 км, не могут быть достигнуты искусственно созданными звуковыми волнами, так как там слишком велико затухание⁸³.

8. Состав и давление

Все старые работы исходили из предположения, что в нижней атмосфере газы перемешиваются достаточно хорошо для того, чтобы пропорция, в которой смешаны главнейшие составные части, оставалась постоянной, но что в стратосфере конвекция, как на это указывает отсутствие вертикального температурного градиента, незначительна. Принималось поэтому, что начиная с известной высоты турбулентность атмосферы недостаточна для того, чтобы воспрепятствовать вертикальному расслоению отдельных составных частей сообразно их молекулярному весу. Начиная от этого уровня, состав атмосферы должен непрерывно меняться с высотой, так как в газовой смеси, покоящейся в гравитационном поле, каждая составная часть распределяется по высоте так, как если бы налицо имелась только она одна.

Основное уравнение статики дает для изменения давления однородного газа с высотой h над поверхностью земли:

$$dp = -g\rho dh$$

(p — давление, g — ускорение силы тяжести, ρ — плотность). Так как

$$p = \frac{R\rho T}{M}$$

(R — абсолютная газовая постоянная, T — абсолютная температура, M — молекулярный вес), то первое уравнение может быть переписано так:

$$\frac{dp}{p} = -g \frac{M}{RT} dh.$$

Легче всего распределение может быть описано с помощью понятия „высоты однородной атмосферы“

$$H = \frac{RT}{gM}.$$

Атмосфера с равномерной температурой T и давлением у поверхности земли p_b имела бы возле поверхности плотность

$$\rho_b = p_b \frac{M}{RT}.$$

Представим себе несжимаемую гипотетическую „однородную атмосферу“, имеющую на всех высотах плотность ρ_b и оказывающую на землю давление p_b . Для подобной однородной атмосферы основное уравнение статики в его первой форме гласило бы

$$\frac{dp}{dh} = -g\rho_b.$$

Соответственно постоянному уменьшению давления, давление достигало бы нуля на высоте

$$H = \frac{p_b}{g\rho_b},$$

что, согласно газовому уравнению, и дает право написать $H = RT/gM$. Таким образом H зависит только от молекулярного веса и от температуры газа.

Обозначим значение H при $T = 273^\circ$ через H_0 ; тогда

для воздуха $H_0 = 7,99$ км
 для азота $H_0 = 8,26$ км
 для кислорода $H_0 = 7,23$ км
 для аргона $H_0 = 5,80$ км

для углекислоты $H_0 = 5,23$ км
 для водяного пара $H_0 = 12,8$ км
 для гелия $H_0 = 58$ км
 для водорода $H_0 = 115$ км.

После введения H_0 основное уравнение статики напишется так

$$d(\ln p) = -\frac{273}{T} \frac{dh}{H_0}.$$

Если T мало меняется в рассматриваемом интервале высот, то десятичные логарифмы давления убывают на единицу на каждой ступени высоты, равной $2,30 H_0 \cdot T/1273$. В прямоугольной системе координат ($\lg p$ — по абсциссе и h — по ординате) давление в любом изотермическом интервале высот было бы представлено прямою, наклон которой был только что указан. Если же T меняется с высотой, то кривая убывания давления может быть составлена, путем графического интегрирования, из отдельных отрезков подобных прямых, причем для соответственно выбранных интервалов высот берутся средние температуры.

В легких газах давление убывает медленнее, нежели в тяжелых. Например при $T = 273^\circ$ при подъеме на 264 км давление водорода падает до $1/10$ давления у поверхности земли, давление гелия — до $1/100$, для атмосферного же воздуха — менее, чем до 10^{-14} начального. В состоянии диффузионного равновесия, начиная с некоторой известной высоты, должны, наконец, получить преобладание легкие газы, хотя бы вблизи поверхности они имелись лишь в весьма небольшом процентном количестве.

В одной из прежних работ Чэпман и Мильн (Milne)⁸⁴ рассмотрели это воззрение и вытекающие из него следствия; при этом для нижней атмосферы их расчет дал в объемных единицах для He $1/250000$, а для H_2 $1/100000$; или в единицах массы $1/1800000$ для He и $1/1400000$ для H_2 . Содержание в атмосфере водяного пара сильно меняется, однако при расчете давления в высоких слоях им можно пренебречь, так как при низких температурах в основании стратосферы оно не может превосходить по объему $1/8000$. Также и масса озона слишком мала для того, чтобы влиять на распределение давления. Количество углекислоты в нижней атмосфере меняется, составляя кругло $1/3000$ в единице объема; в высоких слоях она отсутствует в силу своего высокого молекулярного веса. В нижней атмосфере аммиак имеется в количестве до

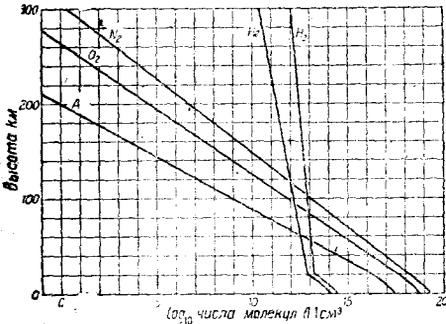


Рис. 8. Число молекул в см³, вычисленное в предположении, что на высоте выше 20 км конвективное перемешивание отсутствует и господствует температура $-54^\circ C$.

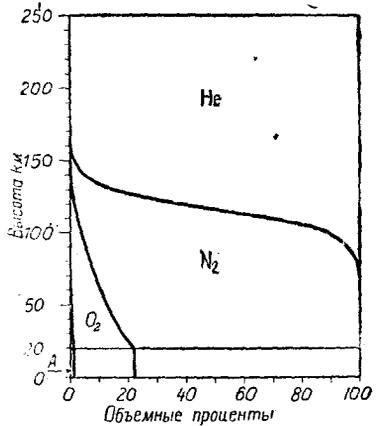


Рис. 9. Процентный состав атмосферы в тех же предположениях, что и на рис. 8, но без водорода.

$1/6000000$ по весу; он мог бы вследствие малого молекулярного веса приобрести значение на больших высотах, однако, поскольку спектр северного сияния не дает на это указаний, постольку аммиаком можно также пренебречь. Рис. 8 и 9* показывают результаты допущения, согласно которому выше 20 км господствует диффузионное равновесие и температура стратосферы повсюду равна $-54^\circ C$. Так как парциальные давления складываются, то на рис. 8 линия общего давления совпадает линией наибольшего парциального давления. Дальнейшие вычисления приводят к следующим заключениям: на высоте ниже 100 км давление и состав мало зависят от того, имеются ли в атмосфере легкие газы и на какой высоте прекращается пе-

* Рис. 8—11 должны лишь иллюстрировать значение различных допущений; относительно действительных соотношений ср. § 11.

*

ремешивание; напротив, эта зависимость имеет место на высоте свыше 150 км. На высоте свыше 150 км воздух, при сделанных допущениях, состоит практически только из гелия. Чем выше распространяется в атмосфере турбулентное перемешивание (Чэпман и Мильн вычислили для верхней границы конвекции цифры от 20 до 50 км), тем меньше число молекул легких газов на высоте; это легко усмотреть из рис. 8, так как в зоне перемешивания кривые вследствие постоянной пропорции смеси проходят параллельно.

Теорию разделения (Entmischung) газов развил Эпштейн (P. S. Epstein)⁸⁶. В момент разделения он называет промежуток времени, после которого концентрация отдельного газа, при беспрепятственной диффузии, более чем на 50% отличается от начального состояния полного перемешивания. Для водорода, гелия и углекислоты время разделения имеет следующие порядки величины: на уровне земли 1000 лет, на высоте 110 км—1 год, на высоте 150 км—1 неделя, на высоте 200 км—несколько минут. Благодаря противодействию турбулентности разделение становится действительным лишь на высоте свыше 100 км; на высоте свыше 170 км газы, вероятно, совершенно разделены.

Давление у основания верхнего слоя, где должно господствовать диффузионное равновесие, Марис^{85,145—147} оценивает в $\frac{1}{20000}$ мм Hg. Считаясь с поглощением и отдачей излучения водяным паром, углекислотой и озоном, он приходит к допущению больших суточных колебаний температуры на высоте; в середине лета на широте 50° и высоте 200 км в полдень должна господствовать температура +100° С, а ночью—40° С. Отсюда для высоты основания диффузионного слоя он находит цифру около 150 км для летнего дня и около 110 км—для летней ночи. Важнейшие результаты этих вычислений воспроизведены на рис. 10 и в табл. 1; сделано это не потому, что они являются более достоверными, нежели другие, которые легко получить, сделав определенные допущения, а для того, чтобы продемонстрировать значение предпосылок. Сами по себе вычисления дают известный простор в оценке температуры—градусов 100 и более. Для ориентации рис. 11 дает влияние температуры на уменьшение давления в том случае, когда воздух сохраняет вплоть до 300 км тот состав, который он имеет вблизи поверхности земли.

Периодические суточные колебания температуры в доступной для нас части атмосферы сколько-нибудь велики только в непосредственной близости к поверхности земли; поверхность нагревается в течение дня и конвективно нагревает нижний слой воздуха. Уже на высоте 1 км суточные колебания температуры не превышают немногих градусов. Значительные амплитуды на больших высотах Марис выводит из допущения, что там, в противоположность нижним слоям, атмосфера непосредственно

ТАБЛИЦА 1

Соотношения в высоких слоях атмосферы во время летнего дня на широте 50° (по гипотезе Мариса)

Высота (км)	Абсл. темп.	Десятичные логарифмы числа молекул в 1 см ³							Средняя длина свободного пробега (см)	Давление (мм)	
		N ₂	O ₂	A	CO ₂	Kr	He	H ₂ *			Всего (без H ₂)
0	285°	19,30	18,73	17,39	15,89	15,40	14,01	15,41	19,41	6 · 10 ⁻⁶	7,6 · 10 ²
20	223°	18,17	17,60	16,26	14,76	12,85	14,28	14,28	18,28	9 · 10 ⁻⁵	4,5 · 10 ¹
40	280°	16,93	16,36	15,01	13,51	13,02	11,64	13,03	17,03	2 · 10 ⁻³	3,1
60	286°	15,89	15,32	13,97	12,47	11,98	10,60	12,00	16,00	2 · 10 ⁻²	0,37
80	350°	14,91	14,33	12,98	11,48	11,00	9,61	11,01	15,01	2 · 10 ⁻¹	0,037
100	363°	14,08	13,51	12,17	10,67	10,18	8,80	10,19	14,19	1	0,0059
120	365°	13,30	12,73	11,39	9,89	9,40	8,12	9,41	13,41	6	0,0010
140	365°	12,54	11,97	10,62	9,12	8,63	7,25	8,65	12,65	4 · 10 ¹	1,7 · 10 ⁻⁴
160	365°	11,79	11,17	9,72	8,16	6,41	6,75	7,89	11,88	2 · 10 ²	3,0 · 10 ⁻⁵
180	365°	11,05	10,34	8,68	7,01	4,21	6,65	7,84	11,13	1 · 10 ³	5,2 · 10 ⁻⁶
200	370°	10,33	9,51	7,65	5,88	2,01	6,54	7,78	10,39	6 · 10 ³	9,5 · 10 ⁻⁷
300	370°	6,80	5,44	2,52	0,26	—	8,8	6,04	7,53	6,89	2 · 10 ⁷
400	370°	3,3	1,4	—	—	—	—	5,5	7,3	—	—

нагревается за счет поглощения ультрафиолетового излучения Солнца. Столь значительные суточные колебания температуры

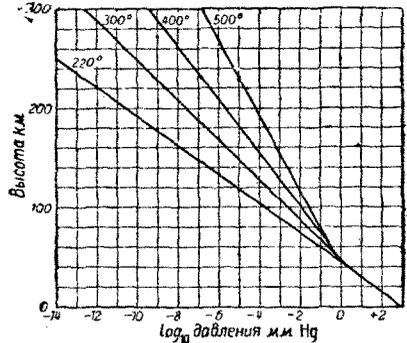
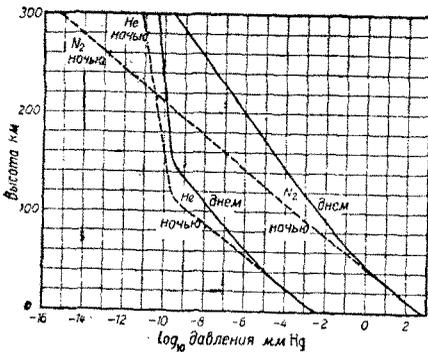


Рис. 10. Убывание с высотой парциального давления азота и гелия днем и ночью (летом) по гипотезам Мариса.

Рис. 11. Расчет убывания давления с высотой в полностью перемешанном воздухе при различных абсолютных температурах.

должны иметь следствием сильные суточно-периодические движения воздуха; однако по данным наблюдений над земным магнетизмом эти движения воздуха являются маловероятными.

В связи с наблюдениями очень высоких лучей северного сияния (от 500 до 1000 км), достоверно устанавливающими наличие на этих высотах азота и кислорода, мы должны пересмотреть наши рисунки и таблицы, дабы установить их отношение к этой возможности. Результат оказывается неутешительным: даже по самым крайним допущениям Мариса на высоте 500 км днем в 1 см³ содержится менее одной молекулы кислорода или азота. Это затруднение пытались обойти путем различных ухищрений, гипотез о еще более высоких температурах, отклонениях от экспоненциального убывания плотности, быть может вследствие ударов второго рода, действиях воздушного давления и т. д. Поразительно, однако, что в спектре северного сияния нет ни одной линии гелия или водорода; однако трудно решить, говорит ли это обстоятельство против наличия этих газов, тем более, что указание на кислород было впервые получено только в последние годы и притом совершенно неожиданным образом. Против водорода говорит еще и то, что он легко соединяется с кислородом. Мысль о том, что кислород или азот может быть поднят на высоту благодаря смешению с легкими газами, является ложной, так как, как раз наоборот, такое перемешивание имело бы следствием снижение легких газов вместе с тяжелыми. Напротив, вполне возможно (по Чэпману, см. § 11), что кислород, а может быть, даже и азот, на высоте выше 120 км в значительной части диссоциирован. Благодаря этому высота однородной атмосферы удваивается, а значит, убывание $\lg p$ уменьшается на половину; если соответственно изменить данные Мариса в вышеприведенной таблице для летнего дня, то для высоты 400 км получим более 10⁷ кислородных атомов в 1 см³, т. е. в 400 000 раз больше, нежели для молекулярного кислорода.

Средняя длина свободного пути уже на высоте 100 км равна 1 см, а на высотах от 18 до 200 км — 10 м; таким образом для большинства молекул время между двумя соударениями имеет тот же порядок величины, который принимается для длительности пребывания атомов в метастабильном состоянии. Это приводит к теории зеленой линии северного сияния, соответствующей переходу кислородного атома из метастабильного состояния.

Молекулярная вязкость газа не зависит от давления. Таким образом кинематическая вязкость, т. е. отношение вязкости к плотности, должна возрастать с высотой обратно пропорционально плотности⁸¹. Обычный коэффициент вязкости воздуха при нормальной температуре равен $1,77 \cdot 10^{-4}$, так что кинематическая вязкость равна 0,14 см²/сек. При этом следует, однако, заметить, что вблизи поверхности земли кажущаяся вязкость воздуха, — как она выражается в кажущемся трении о Землю, в увеличении ветра с высотой и вызывается вихрями большого масштаба, — примерно в 100 000 раз больше, нежели молекулярная вязкость.

Когда молекула получает скорость свыше 11 км/сек, она может покинуть землю по гиперболическому пути и более не возвратиться. Отдельные молекулы должны получать такие скорости уже при обычном тепловом движении²². Джинс (Jeans)^{87,88} вычислил потери земной атмосферы в результате подобных процессов и показал, что даже при наиболее легких газах этой потерей можно пренебречь; напротив, именно этим следует объяснять потерю атмосферы Луной. Недавно Гельберт (Hulbert) и Марис¹¹⁴⁻¹¹⁶, в связи со своей теорией северного сияния (см. § 9с) указали на другой источник быстро движущихся молекул и атомов — именно перенос энергии при соударении с возбужденными атомами. Однако и этот процесс является достаточно редким для того, чтобы обусловить сколько-нибудь значительную потерю атмосферы.

Гельге-Петерсен (Helge-Petersen)^{89,90} обратил внимание на следующее очевидное противоречие: в зависимости от допущений относительно распределения He в атмосфере, для общего его количества получается при нормальном давлении и температуре величина порядка 10^{14} м³. Гелиевые поля в Северной Америке ежегодно отдают в воздух более 10^7 м³, а вся земная поверхность в более ранние геологические эпохи, вероятно, еще гораздо больше. Несмотря на это в верхней атмосфере обнаружить гелий не удается. Для теплового рассеяния в мировое пространство требуется, по Джинсу, температура примерно в 1000°C ; подобное „нагревание“, которое может возникнуть лишь случайно при магнитных бурях и полярных сияниях, Гельге-Петерсен ставит в связь с проникновением в атмосферу корпускулярного излучения Солнца.

9. ДАННЫЕ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА

а) Общие замечания. Одним из наиболее мощных источников наших знаний о физике самых высоких слоев атмосферы является изучение вариаций земного магнетизма. В настоящее время более 40 магнитных обсерваторий регистрируют общую напряженность поля с замечательной точностью до $1\gamma = 10^{-5}$ гаусса, т. е. кругло до $1/50000$. Правда, их географическое распределение неудовлетворительно, однако ввиду универсального характера магнитных вариаций, сеть станций достаточна для того, чтобы постоянно наблюдать за магнитными возмущениями и притом, в противоположность наблюдениям над полярным сиянием, днем и ночью, совершенно независимо от погоды.

За исключением, быть может, медленных вековых вариаций, каждое изменение вектора магнитного поля Земли вызывается, прежде всего, электрическими процессами на высоте; к ним, во всяком случае, добавляются вторичные индукционные явления внутри Земли. Для того чтобы по зарегистрированным кривым сделать какие-либо заключения о физических процессах,

требуется, вообще говоря, знание изменения поля по всей земле. Дабы иметь возможность обозреть многообразные вариации, необходимо ввести между использованием зарегистрированных данных и физической теорией еще и статистическую обработку материала; последнее зачастую составляет основную часть работы. Основной мыслью является при этом истолкование результатов экспериментов, каждодневно производимых в атмосфере Солнцем и Луной. Простейший эксперимент осуществляет Луна: этот эксперимент состоит в незначительном ритмическом движении атмосферы в форме отлива и прилива. Соответствующие лунные вариации земного магнетизма невелики, порядка $\frac{1}{10000}$ от силы магнитного поля Земли; однако, вследствие чистоты эксперимента, они особенно содержательны. Что касается Солнца, то оно, если можно так выразиться, делает слишком много экспериментов за раз: оно вызывает движение атмосферы не только

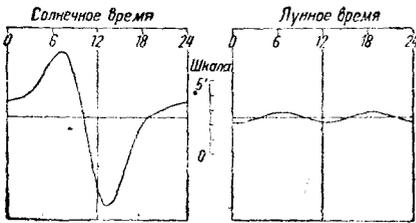


Рис. 12. Солнечные (слева) и лунные (справа) периодические вариации восточного магнитного склонения летом в Гринвиче.

благодаря суточным колебаниям температуры, связанным с излучением, а также благодаря электрическим полям при проникновении корпускулярного излучения Солнца. Кроме того, оно существенно влияет на ионизацию наиболее высоких слоев и притом двумя совершенно различными способами; с одной стороны — излучением, получаемым лишь дневной стороной Земли, с другой — электрически заряженными корпускулярными лучами, которые, будучи отклонены магнитным полем Земли, могут достигать также и ночной стороны Земли. Последнее явление сказывается особенно сильно в известные периоды, характеризующиеся магнитными возмущениями и полярным сиянием.

О природе излучения первого рода мы можем делать лишь косвенные заключения, так как оно не доходит до доступных для нас высот; обычно принято считать его ультрафиолетовой радиацией. Чапман¹ приводит различные основания к тому, что помимо этого на дневной стороне Земли ионизация вызывается еще и нейтральными частицами солнечного происхождения и притом даже в более низких слоях (100 км высоты сравнительно с 220 км высоты верхнего слоя; ср. § 9b и § 11).

б) Периодические суточные вариации. Правильные солнечные и лунные суточно-периодические вариации, которые мы (вместе с Чапманом) будем для краткости обозначать через *S* и *L*, днем сильнее, нежели ночью, летом сильнее, нежели зимой (рис. 12 и 13). Еще в 1878 г. Бальфур Стюарт (B. Stewart)¹⁰⁴, обсуждая данные наблюдений над *S* и *L*, за-

ключил, что они должны возникать в высших слоях атмосферы и что в этих слоях воздух должен быть гораздо более электропроводным, нежели у поверхности Земли. Эта знаменитая гипотеза, в дальнейшем обоснованная А. Шустером (Schuster) ¹⁰³, была полностью подтверждена 20 лет спустя, после открытия радиоволн; вернее, не подтверждена, а вновь развита, так как даже в наши дни мало кому известно, что наше представление о высших слоях атмосферы проистекает из изучения земного магнетизма.

Основные идеи таковы. По данным наблюдений всех магнитных обсерваторий суточно-периодическое варьирующее поле S может быть, по методу Гаусса ⁹¹, разложено на внешнюю и внутреннюю составляющую. Внешняя составляющая более чем вдвое превышает внутреннюю. Чисто формально внешняя составляющая может быть всегда представлена как магнитное поле поверхностной (flächenhaftes) системы тока в атмосфере, причем высота ее по другим соображениям оценивается примерно в 100 км. Согласно так называемой теории „атмосферного динамо“, выдвинутой для объяснения суточно-периодических вариаций, эта система тока возникает следующим образом: под действием колебаний температуры или приливных сил проводящие слои атмосферы совершают суточно-периодическое движение, причем благодаря постоянному магнитному полю земли в них индуктируются токи Фуко (атмосфера — якорь динамо, ионизированные слои — обмотка). Подробный расчет, произведенный Чэпманом ^{94,96}, дал для проводимости высоких слоев атмосферы на дневной стороне Земли цифру около $10^{-3} \text{ см}^{-1} \cdot \Omega^{-1}$; средняя проводимость морской воды равна $6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \cdot \Omega^{-1}$. Таким образом проводимость высоких слоев воздуха в 10^{13} раз больше, нежели вблизи поверхности Земли. Проводимость на высоте ночью падает менее чем до $1/20$ дневного значения.

На рис. 14 и 15 показаны картины линий тока солнечных

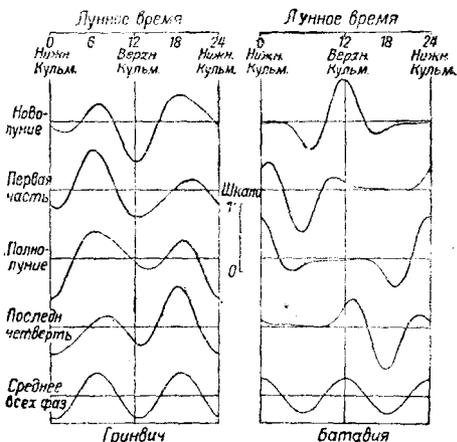


Рис. 13. Лунные периодические вариации восточного магнитного склонения летом в Гринвиче и Батавии. Лунный день считается от одной нижней кульминации до ближайшей следующей. Первые четыре пары кривых относятся к фазам: новолуние, первая четверть, полнолуние, вторая четверть. Для светлых дневных часов (между восходом и заходом Солнца на поверхности) кривые начерчены жирно; в это время вариации наиболее интенсивны, именно в Батавии. Нижние кривые представляют регулярные двойные волны в среднем за целый месяц; таким образом влияние Солнца здесь исключено.

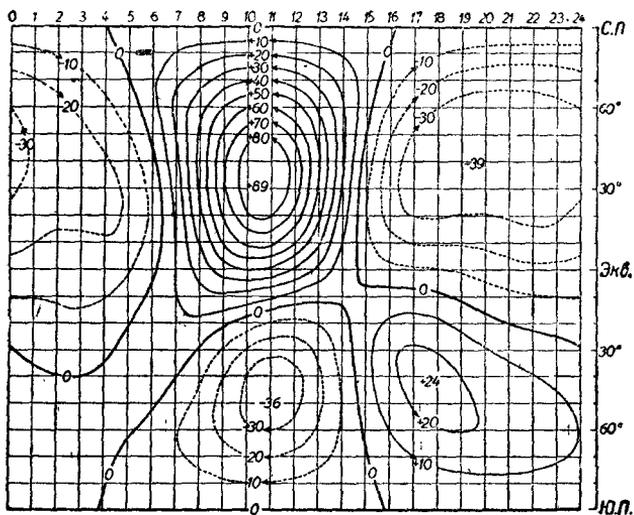
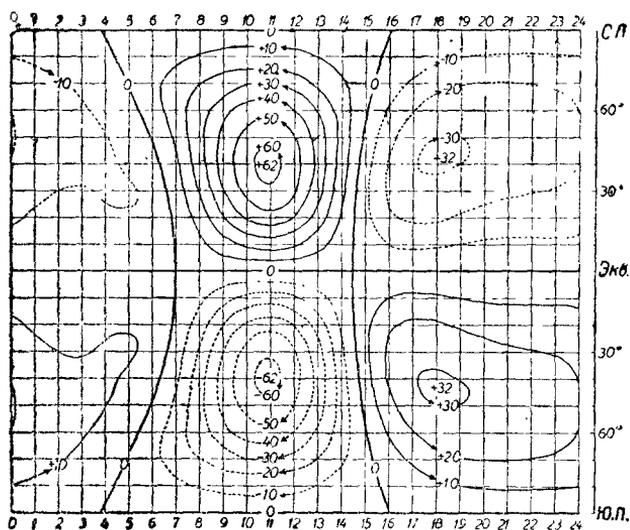


Рис. 14 и 15. Карты атмосферной системы тока, вычисленные из солнечных вариаций земного магнетизма в год минимума солнечных пятен (1902). Рис. 14 — годовое среднее, рис. 15 — северное лето. Меридианы обозначены местным временем, 12 — полдень. Изображены линии одинаковых значений функции тока. Единица — 1000 А; между каждыми двумя линиями течет ток в 1000 А в направлении стрелки.

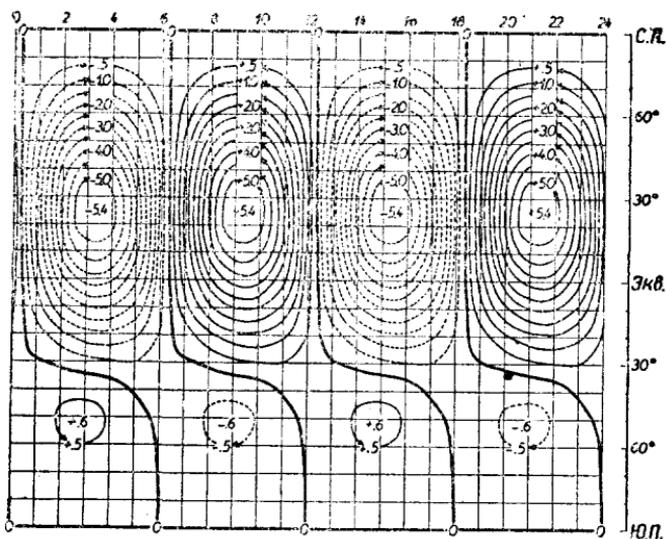
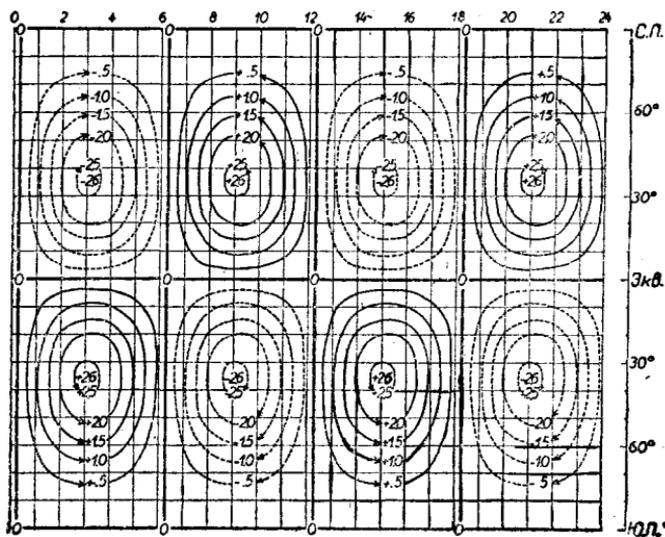


Рис. 16 и 17. Карты атмосферной системы тока, вычисленные из вариаций земного магнетизма в среднем за целые месяцы, т. е. чистые полусуточные волны. Рис. 16 — годовое среднее, рис. 17 — северное лето. Меридианы обозначены местным лунным временем, нижняя кульминация при 0 и 24, верхняя кульминация — при 12. Значения функции тока — в единицах по 1000 А; между каждыми двумя линиями течет 500 А в направлении стрелки.

вариаций, вычисленные мною из потенциального разложения Чэпмана⁹⁵. Сила тока главного вихря на дневном полушарии летом доходит для солнечных вариаций до 89 000 А, годовое среднее составляет 62 000 А. Ясно выражены противоположности дня и ночи, лета и зимы. На рис. 16 и 17 показана система тока для лунных вариаций (среднее за целые месяцы); здесь вследствие постепенного (сравнительно с Солнцем) смещения Луны суточная изменчивость ионизации сглажена и получаются чистые полусуточные волны, каких и следует ожидать при постоянной ионизации благодаря приливо-отливным движениям атмосферы. Однако, если изолированно рассматривать отдельные фазы Луны, то, как это отчетливо видно на рис. 18 и 19 для новолуния, динамоэффект на дневной стороне дает более мощный вихрь тока вследствие усиленной ионизации. Летом при новолунии главный вихрь лунной системы тока возрастает до 11 000 А. Вариации земного магнетизма легко могут быть выведены из системы тока по правилу правой руки. Во всяком случае, даже сомневаясь в физическом существовании систем тока, их можно использовать как формальную сводку сложных вариаций земного магнетизма. Но из одних только данных земного магнетизма еще нельзя определить высоту слоя.

Полная проводимость атмосферы может быть грубо, но наглядно представлена заменой атмосферы железной, облегающей всю Землю, оболочкой, отдельные точки которой подвижны друг относительно друга и могут описывать эллиптические траектории (в основном — горизонтальные) примерно 5-километрового протяжения; по таким траекториям частицы воздуха движутся под действием приливов и отливов. Подобная оболочка должна была бы иметь на дневной стороне толщину около 3 мм, на ночной — около 0,05 мм.

Проводимость воздуха перпендикулярно к магнитному полю Земли сильно уменьшается на высоте, т. е. там, где средняя длина свободного пробега ионов и электронов велика сравнительно с радиусом спирали, описываемой ими вокруг силовых линий магнитного поля Земли⁹⁴. Поэтому электроны на высоте свыше 90 км и ионы на высоте свыше 170 км едва ли сколько-нибудь увеличивают поперечную проводимость. Снизу слой с большой проводимостью ограничен обычным убыванием ионизации и средней длины свободного пробега. Таким образом положение слоя, в котором благодаря динамоэффекту возникают суточно-периодические токи, определяется интервалом между 100 и 170 км.

Из двух ионизированных слоев, которые, по наблюдениям Апплетона (Appleton)¹⁴⁹ над радиоволнами, лежат на высотах 100 км (*E-Region*) и 220 км (*F-Region*), местоположением лунной системы тока может являться лишь нижний. Наблюдения показывают, что *L* сильно связаны с активностью земного магнетизма; в дни магнитных возмущений *L* значительно интенсивнее,

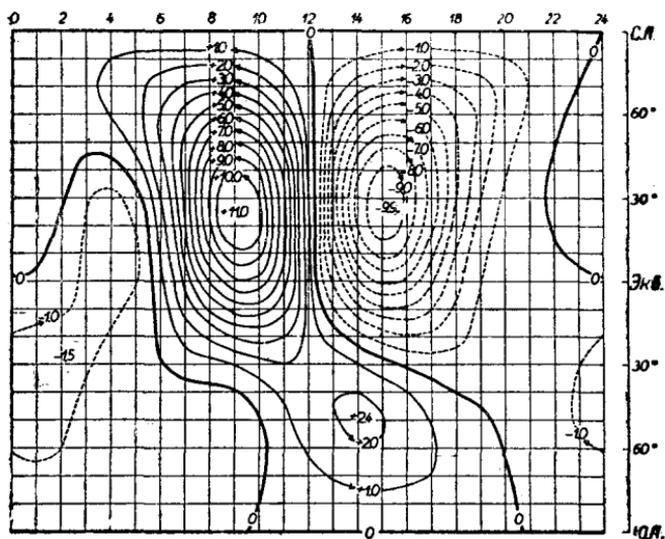
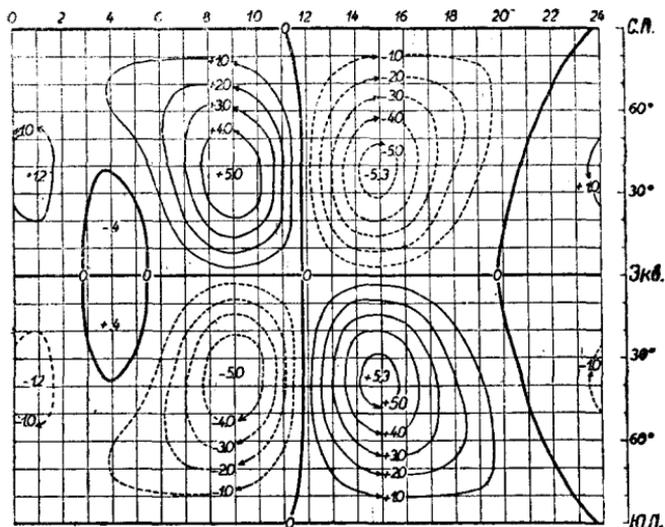


Рис. 18 и 19. Карты атмосферной системы тока, вычисленные из лунных вариаций земного магнетизма к моменту новолуния. Рис. 18 — годовое среднее, рис. 19 — северное лето. Меридианы обозначены местным лунным временем, которое к моменту новолуния достаточно точно совпадает с солнечным временем (12 = полдень), так что дневная сторона Земли занимает среднюю часть карты. Значения функции тока в единицах 1000 А; между каждыми двумя линиями течет 500 А в направлении стрелки.

нежели в дни магнитного затишья (рис. 20). Параллельное изменение следует принять и для силы ионизации, что вполне подтверждается и измерениями с радио-волнами для нижнего слоя.

Чэпман¹ заключает отсюда, что 100-километровый слой ионизируется, главным образом, нейтральным корпускулярным излучением Солнца. Ход его заключений таков: магнитные возмущения сильнее всего вблизи полюсов, именно в зонах полярных сияний. В этих областях ионизация, наверно, обусловлена заряженными частицами солнечного происхождения (§ 9d). Согласно теории Мильна^{112,113} относительно корпускулярной эмиссии Солнца, следует ожидать, что поверхность Солнца испускает атомы, имеющие в солнечном спектре сильные линии поглощения; под ускоряющим действием давления лучистой энергии

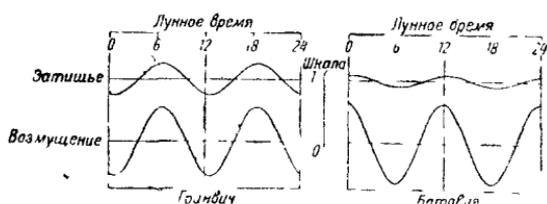


Рис. 20. Лунные вариации магнитного склонения в Гринвиче и Батавии в дни магнитного затишья (сверху) и в возмущенные дни (внизу). Противоположные фазы волн обеих станций объясняются расположением их в северном и южном полушарии.

они получают конечные скорости одного и того же порядка величины. Одни из этих атомов ионизированы, другие — нейтральны; излучаясь совместно, они не разъединяются до тех пор, пока не попадают в область магнитного поля Земли. Здесь ионы отклоняются к зонам полярных сияний, нейтральные же атомы могут проникнуть лишь на дневную сторону Земли. Глубина проникания их должна быть одного и того же порядка величины, а следовательно, приток их и результирующая ионизация должны до известной степени пропорционально изменяться для обоих видов. Это означает, что интенсивность L должна изменяться параллельно с магнитными изменениями (активностью земного магнетизма). Следует ожидать, что нейтральные атомы ионизируют молекулярный азот как раз таким же образом, как это делают заряженные частицы в полярных зонах (полосы N_2^+ в спектре северного сияния). Это согласуется с наблюдением Слайфера (Slipher), подтвержденным Мак-Ленаном⁴⁴, согласно которому в последнем проблеске дневного света на западе появляются полосы однократно ионизированного азота, столь характерные для спектра полярного сияния. Положительные ионы на своем пути от Солнца должны сопровождаться примерно одинаковым числом электронов (или отрицательных ионов), ибо в целом поток должен быть нейтральным; однако можно полагать, что в ионизации атмосферы электроны играют лишь второстепенную роль. Что касается нейтронов, то в этом отношении о них известно еще очень мало.

Чэпман ^{98,99} указал также, каким образом наблюдения над радиоволнами при солнечном затмении могут способствовать решению вопроса о том, обусловлена ли ионизация ультрафиолетовым светом или корпускулами. В основу положена значительно более сильная аберрация корпускулярной тени сравнительно с оптической тенью Луны. Когда луна находится между Землей и Солнцем, ее скорость относительно Солнца в направлении Земной орбиты составляет примерно 29 м/сек. Корпускулы движутся в направлении солнечного радиуса со скоростью кругло в 1600 м/сек (по Мильну). Теневой цилиндр, вырезаемый Луной из потока корпускул, будет, таким образом, наклонен к солнечному радиусу под углом около 1°; при среднем расстоянии до Луны в 384 000 км корпускулярная тень луны будет следовать за ее оптической тенью на расстоянии 7000 км. Так как во время солнечного затмения луна движется в том же направлении, что и Земля, но отстает от нее на 0,9 км/сек, то ось цилиндра корпускулярной тени достигнет земли еще за 2 часа до наступления фазы полного затмения. Благодаря суточному вращению Земли корпускулярное затмение наступит не только раньше оптического, но и захватит совершенно другие области *. При затмении 31 августа 1932 г. было предположено произвести наблюдения в зоне корпускулярного затмения; во всяком случае от единичного наблюдения еще нельзя ждать решающих результатов.

Суточные солнечные вариации земного магнетизма (S) зависят от магнитной активности явственно менее, нежели лунные (L). За последние годы указаны ³, помимо теории динамоэффекта, еще и другие возможности возникновения S , — именно диамагнитная гипотеза и гипотеза дрейфа (Driftstromhypotese), основанные на учете влияния магнитного поля Земли на тепловое движение ионов и электронов. Первоначально эти гипотезы были применены Росс Гунном (Ross Gunn) и Чэпманом к магнитному полю Солнца, однако в простейшей их форме они не выдержали критики Каулинга (Cowling) ¹⁰⁰. Во всяком случае, нельзя считать невероятным, что возникновение S ввиду различия их от L следует, хотя бы частично, искать в верхнем слое на высоте 220 км, тогда как L должны относиться к нижнему слою на высоте 100 км.

Лунные вариации земного магнетизма обусловлены приливами и отливами в атмосфере ⁹⁷. Получающиеся при этом скорости воздуха имеют порядок величины 0,1—1 м/сек. Явственность, с которой эти малые периодические движения создают магнитные эффекты, позволяет считать невозможным возникновение в дни магнитного затишья на том же уровне переменных

* В предыдущем реферате („Z. techn. Phys.“, 13, 613, 1932) необходимо исправить соответствующий абзац.

ветров порядка 10 м/сек. Напротив, устойчивые ветры, вероятно, вызваны постоянным внешним магнитным полем.

Амплитуды солнечных и лунных магнитных вариаций относятся друг к другу примерно так же, как и периодические

солнечные и лунные колебания давления, наблюдаемые на поверхности Земли (примерно 15:1). Это исключает возможность того, что компоненты периодических ветров, обусловленных деятельностью Солнца, на высоте значительно больше тех, которые обусловлены деятельностью Луны, а также и возможность столь сильных колебаний температуры, какие допускает, например, Марс⁸⁵.

Большое значение для нашего понимания суточных магнитных вариаций и связанных с ними процессов в высоких слоях, может, повидимому, иметь следующий путь исследования. Чэпман и Стэгг (J. M. Stagg)¹³⁹ выяснили, что даже в дни полного магнитного затишья суточные вариации могут быть очень различными; я продолжил их исследование совершенно другими методами¹⁴⁰⁻¹⁴². Типичный пример показан на рис. 21, где представлены наблюдения над суточной вариацией горизонтальной интенсивности, сделанные в течение 171 дня затишья во время

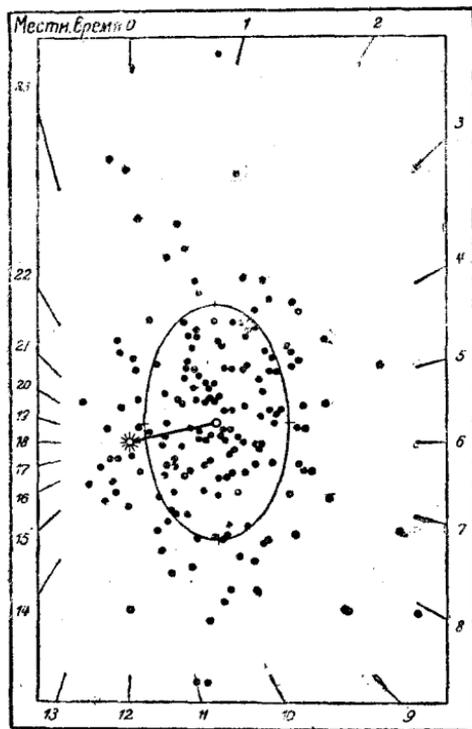


Рис. 21. Часовая шкала для 24-часовой синусоидальной волны суточно-периодических вариаций горизонтальной интенсивности за 171 день затишья (обсерватории Уотеро, Зап. Австралия). Начальная точка координатной системы обозначена звездочкой.

южного лета (с ноября по февраль) на обсерватории Уотеро (Западная Австралия, 30°3 южн. шир.) Института Карнеги в Вашингтоне. Представлены только волны 24-часового периода, вычисленные с помощью гармонического анализа. Каждая точка на этих „часах“ представляет отдельный день; неначерченный вектор из начальной точки (*) координатной системы определяет своей длиной амплитуду (в единицах напряженности магнитного поля Земли $\gamma = 10^{-5}$ гаусса, согласно приложенному масштабу), а своим направлением (согласно отсчету по часовой шкале с края) — время наступления максимума 24-часовой волны.

В среднем за все дни амплитуда невелика, соответственно тому факту, что центр вихря обходит Уотеро (рис. 14). „Эллипс вероятности“, характеризующий распределение точек, заметно вытянут и показывает, что незначительная средняя амплитуда наблюдается лишь потому, что в одни дни максимум наступает преимущественно в полночь (0^h), а в другие дни — в полдень (12^h). Это может быть истолковано так, что в одни дни центр вихря проходит между Уотеро и экватором, а в другие — между Уотеро и южным полюсом.

Метод этот может быть обобщен путем использования ортогональности разложения в ряд Фурье и компонент земного магнетизма.

с) Магнитные бури. Сильные магнитные возмущения, называемые магнитными бурями, имеют место по несколько раз каждый год. Зачастую затишье внезапно переходит в бурю на всей земле одновременно (с точностью определения времени от 1 до 2 минут). Средний ход магнитной бури до некоторой степени известен; однако в отдельных случаях имеют место значительные отклонения. Типичным является короткое начальное повышение горизонтальной интенсивности, которая, однако, очень скоро, через несколько минут, сменяется сильным падением. От наименьшего значения, соответствующего главной фазе бури, горизонтальная интенсивность повышается затем в продолжение нескольких дней до нормального значения. Рис. 22 (дающий суточные средние) иллюстрирует поразительное однообразие этого процесса по всей земле; данные трех обсерваторий отличаются лишь амплитудами, но не формой кривых⁹³. Периоды возмущений, определяемые характеристическими числами (§ 9d), характеризуются по всей земле малыми горизонтальными интенсивностями; ясно заметны примыкающие к ним периоды затишья (например с 5 по 9 ноября).

Все попытки объяснения магнитных бурь исходят из допущения действия какого-то излучения, получаемого землей от Солнца, ибо магнитное поле Солнца слишком слабо для того, чтобы оказывать непосредственное воздействие; правомерность допущений о солнечном происхождении будет рассмотрена ниже (§ 9d). Привлекались к рассмотрению как корпускулярные потоки, так и ультрафиолетовая радиация Солнца.

Корпускулярная теория приобрела известность благодаря работам норвежских исследователей — благодаря опытам Биркеланда с „Тереллой“, недавно столь изящно повторенным Брюхе¹⁰², далее, благодаря теоретическим расчетам Штёрмера¹⁰¹ и фотограмметрическим исследованиям северного сияния Вегарда и Штёрмера. При этом рассматривалось движение отдельных частиц, например электронов, и их отклонение магнитным полем Земли, а также магнитным полем кольцевого тока, создаваемого электронами в плоскости магнитного эква-

тора Земли. Эти теории относились, главным образом, к полярному сиянию, в меньшей степени — к магнитным бурям; магнитные возмущения во время полярных сияний рассматривались как результат непосредственного воздействия магнитного поля движущихся зарядов. Еще в 1911 г. Шустер выдвинул против этих теорий различные возражения, в частности, указал на то, что поток одноименно заряженных частиц не может, в силу

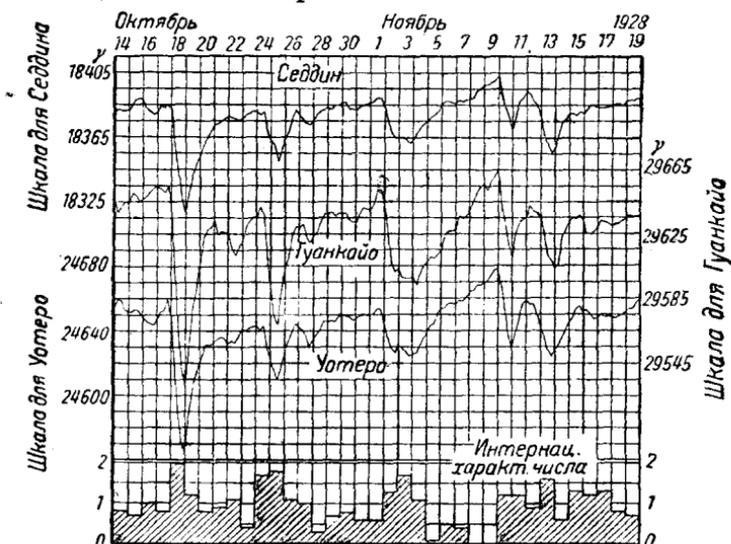


Рис. 22. Ход суточного среднего горизонтальной интенсивности в Седдине (близ Берлина), Гуанкайо (Перу) и Утерро (Зап. Австралия) с 14 октября по 19 ноября 1928 г. Абсциссы средних значений за интервал в 24 часа (центрированный по Гринвичской полночи) обозначены вертикальными линиями. Внизу: интернациональные характеристические числа. Шкала горизонтальной интенсивности в единицах γ ; $1\text{H} = 100\,000 \gamma$.

взаимного электростатического отталкивания, остаться слитным, а должен рассеяться в течение нескольких секунд; только тогда, когда поток настолько тонок, что его магнитное поле слишком слабо, Шустер считает теорию Биркеланда приемлемой, но отнюдь не для объяснения магнитных бурь.

Шустер держался того мнения, что, подобно суточно-периодическим магнитным вариациям, магнитные бури вызываются горизонтальными электрическими токами в высоких слоях атмосферы. Уже Шмидт (Ad. Schmidt)¹⁰⁷ считал движущийся в атмосфере вихрь тока элементом магнитных бурь. Шустер полагает, что в атмосфере всегда имеются налицо электродвижущие силы, однако их действие усиливается лишь тогда, когда благодаря проникновению корпускулярного излучения Солнца проводимость сильно увеличивается. Чэпман¹⁰⁸ прежде всего,

упорядочил и обсудил материал наблюдений над ходом магнитных бурь, а затем обосновал на этом материале теорию атмосферных токов, исходя из допущения о корпускулярном излучении преимущественно одного знака; однако эта попытка должна была быть оставлена, так как различные дальнейшие работы подтвердили правильность взгляда, ранее высказанного Линдеманом ¹⁰⁹, согласно которому единственно возможный вид корпускулярного излучения — это поток, электростатически в значительной части нейтральный. Положительные и отрицательные заряды имеются в таком потоке в равных количествах и движутся с одинаковыми средними скоростями ^{110, 111}. Таким образом поток не окружен и сколько-нибудь значительным магнитным полем.

Мильн ^{112, 113} (качественное описание ³) указал процесс, при котором поднимающиеся атомы и ионы могут покинуть Солнце, „вырываясь из своих линий поглощения“; для Ca^+ -ионов получается конечная скорость в 1600 км/сек, достигаемая уже на расстоянии 10 солнечных радиусов. С такими скоростями Чэпману ¹⁰⁶ удалось объяснить основные черты магнитных бурь очень разреженными солнечными облаками, плотность которых равна примерно 10^{-22} г/см³ (т. е. 1—2 Ca-иона или 60 водородных атомов в 1 см³). Конечно, теория движения и электрической поляризации таких облаков в магнитном поле Земли очень сложна. При этом должно быть оставлено прежнее допущение о том, что магнитные бури связаны со стационарным состоянием облака, обволакивающего всю Землю; скорее магнитные явления связаны с приближением облаков, причем существенные изменения возникают на расстоянии нескольких земных радиусов от Земли. Облако является хорошим проводником электричества. При вступлении в магнитное поле Земли на его поверхности индуцируются электрические токи, экранирующие внутреннюю часть облака от поля Земли; токопроводящий слой стягивает силовые линии земного магнитного поля и обуславливает, таким образом, начальное повышение горизонтальной интенсивности поля Земли. При этом те части облака, которые непосредственно обращены к Земле, задерживаются, в то время как внешние части беспрепятственно движутся дальше. Облако за Землей снова частично смыкается и вокруг Земли образуется направленный к западу ток, понижающий горизонтальную интенсивность во время главной фазы бури. Этот кольцевой ток затухает в течение нескольких дней. Одной из существенных черт теории является расстояние, на котором протекают первичные электрические токи — именно несколько земных радиусов; эти токи ближе к Земле, нежели экваториальные токи Биркеланда и Штёрмера, однако все же находятся вне земной атмосферы, в которой, во всяком случае, индуцируются вторичные электрические токи. Нейтральные атомы и молекулы — такие, каких и следует ожидать в облаке — без отклонения про-

никают на дневную сторону и обуславливают там повышение ионизации, известное нам по изучению лунных вариаций. Также должны вести себя и пейтроны.

Совершенно другая теория магнитных бурь и полярного сияния была разработана Гельбертом и Марисом^{114—116}. Они принимают, что эти явления вызываются корпускулами земного происхождения, которые возникают благодаря ударам второго рода под действием ультрафиолетового излучения во время извержений на Солнце; поднимаясь на высоту до 5 земных радиусов, они спускаются оттуда вдоль силовых линий земного магнитного поля и полярным зонам. Эта остроумная теория представляется на первый взгляд вполне приемлемой; в отдельных ее частях, относящихся к кометам и зодиакальному свету, она может вполне соответствовать действительности. Однако в основном пункте — в объяснении магнитных бурь и полярного сияния, — она, как показал Чепман¹¹⁷, не выдерживает количественной проверки.

В малых магнитных возмущениях, длящихся всего лишь около часа, иногда наблюдается своеобразная тенденция возникать в течение многих дней подряд в одно и то же время дня; типичный случай подобного „прорастания“ („Aufkeimen“) более значительного возмущения наблюдался, например, в январе 1924 г. в Потсдаме¹³⁵. На основании подобных наблюдений А. Шмидт¹³⁶ еще в 1904 г. вывел заключение, что „среда, к которой относится непосредственная причина возмущений, обладает известной пространственной структурой, неизменно сохраняющейся в течение долгого времени; эта среда определяет характер протекания явления, вызванного солнечными влияниями“. Можно подумать, что речь идет как бы об „инфекции“ некоторой ограниченной части высокой атмосферы, что может быть обусловлено, как и полярное сияние, заряженным корпускулярным излучением Солнца; в достаточно высоких слоях повышенная ионизация может поддерживаться в течение нескольких дней при незначительной тенденции к воссоединению.

В связи с наблюдениями подобной же периодичности в области радиоволн, представляют интерес так называемые „элементарные волны“ или „микропульсации“ земного магнетизма^{137, 138}. Типичные микропульсации с особенно большими амплитудами показаны на рис. 23; мелкие извилистости зарегистрированных кривых гораздо более часты. Пульсации 12 сентября 1930 г. насчитывают 50 полных колебаний со средней длительностью периода в 2 мин. Иногда такие пульсации одновременно регистрируются на двух близко друг от друга расположенных станциях (Абиско и Тромсё), однако в других случаях это безусловно не имеет места; таким образом мы не имеем здесь дела с явлением, одновременно наблюдающимся по всей земле. Я присоединился бы поэтому к мнению Гаранга (L. Nagang)¹³⁸, что дело заключается в действии местных электриче-

ских токов в высокой атмосфере, но не в периодических движениях электронов вокруг всей Земли, как это представляет себе Штёрмер¹⁶¹. Быть может, возникновение этих токов (как и возникновение суточных вариаций, согласно теории атмосферного динамо) объясняется волнами на границе горизонтальных слоев воздуха — подобно волнистым облакам.

д) Зависимость магнитных возмущений от процессов на Солнце. Хотя мы еще очень мало знаем о механизме переноса солнечной энергии, однако солнечное происхождение магнитных возмущений установлено несомненно. Здесь нужно вкратце сказать и о статистических методах, которыми

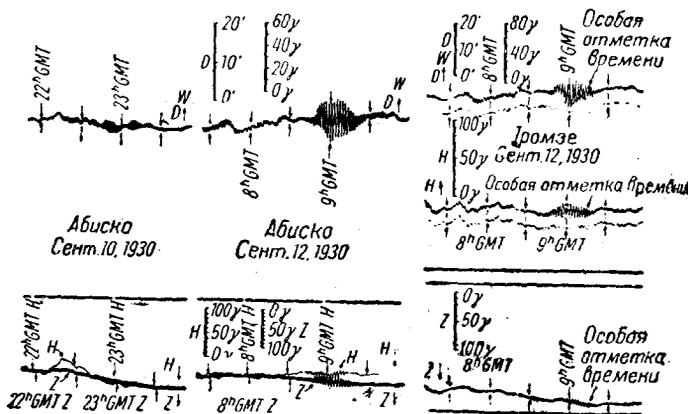


Рис. 23. Микропульсация склонения D , горизонтальной интенсивности H , и вертикальной интенсивности Z по регистрациям в Абиско (Швеция) и Тромсё. Время — среднее Гринвичское.

обосновывается это утверждение, так как они, быть может, найдут применение и при исследовании электромагнитных волн.

Прежде всего дело касается установления меры для степени магнитных возмущений (активности). Начиная с 1906 г. магнитные возмущения каждодневно (день считается от гринвичской полуночи) характеризуются „интернациональными характеристическими числами земного магнетизма“ S ¹¹⁸. Они представляют собой средние значения из данных примерно 40 обсерваторий, каждая из которых, в зависимости от вида зарегистрированных кривых, определяет день как тихий (0), слегка возмущенный (1) или сильно возмущенный (2). Числа S вполне удовлетворительно представляют колебания активности изо дня в день. То обстоятельство, что все обсерватории согласно оценивают степень активности (0 — при затишьи, 2 — при сильных магнитных возмущениях), говорит не только о хорошо известной универсальности магнитной активности, но и о ценности методов

определения C . Конечно, и десятичное подразделение чисел C получающееся при определении средних значений, соответствует некоторой естественной градации магнитной активности. Типичные образцы зарегистрированных кривых представлены на рис. 24 и 25 (по Флемингу ^{118a}).

Тот давно известный факт, что как периоды магнитных возмущений, так и периоды магнитного затишья имеют тенденцию повторяться примерно через 27 дней (период вращения Солнца), Кри (С. Chree) и Стэгг ¹¹⁹ убедительно доказали с помощью характеристических чисел. Они исходили при этом из так называемых интернациональных дней „затишья“ и „возмущенности“, даты которых (по 5 на каждый месяц) были выбраны Нидерландским метеорологическим институтом на основании характеристических чисел. Из данных с 1906 по 1914 г. были выбраны все возмущен-

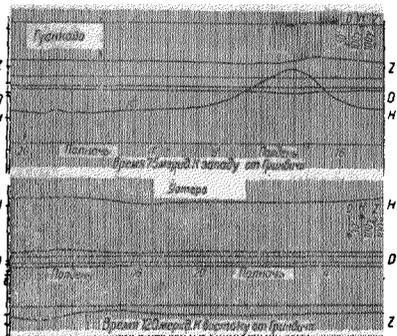


Рис. 24а. Одновременные регистрации двух обсерваторий в Перу и в Зап. Австралии, отстоящих друг от друга более чем на 15000 км, в ден. затишья с интернациональным характеристическим числом 0,0. Магнитограммы представляют 9 августа 1929 г. между Гривичской полночью. Обозначения D , H и Z , см. рис. 23.

ные дни, далее были выписаны характеристические числа для дат, отделенных от них интервалами в 27, 54, 81 и 108 дней в ту и другую сторону (каждая дата связывалась с прилегающими к ней 5—7 днями); из общего числа 1140 рядов были вычислены средние значения. Результат представлен на рис. 26 вместе с подобными же данными для дней затишья; средняя линия соответствует характеристическому числу 0,62, среднему за все 19 лет. Повторение периодов затишья и возмущенности безусловно может быть прослежено в обе стороны на протяжении четырех периодов вращения Солнца. Систематических отклонений от 27-дневной периодичности, которых следовало бы ожидать ввиду увеличения скорости вра-

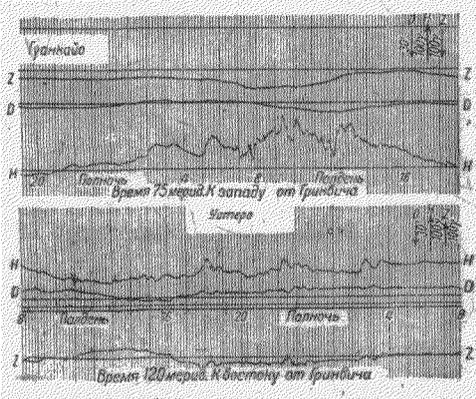


Рис. 24б. Регистрации тех же обсерваторий в возмущенный день с интернациональным характеристическим числом 1,6 (4 декабря 1929).

от 27-дневной периодичности, которых следовало бы ожидать ввиду увеличения скорости вра-

щения солнечной поверхности по направлению от экватора к полюсу, не наблюдается. Так же точно не наблюдается и дробных значений периода (Unterperiode) (рис. 27); таким образом это не говорит за симметричное распределение очагов возмущений по объему Солнца.

Так как при этом расчете в среднем $\frac{1}{6}$ всех дней считалась «возмущенными», то средняя степень возмущенности в эти дни, понятно, невелика. Поэтому, в дополнение к методу Кри, Гривс и Ньютон (Greaves and Newton)^{124, 8} составили полный каталог бурь за время с 1874 по 1927 г., при которых силовая компонента превосходила в Гринвиче 0,0015 гаусса. Эти бури, общим числом 403, были разбиты на пять групп в порядке убывающей интенсивности

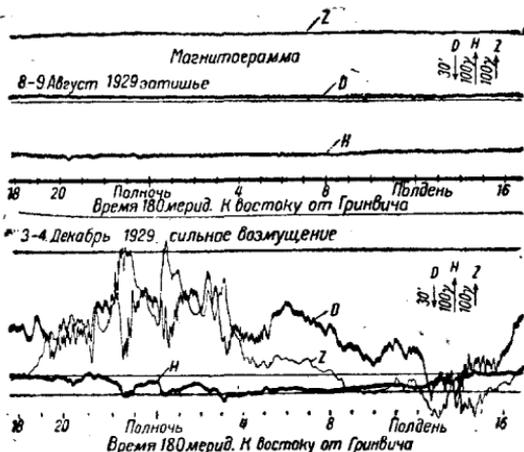


Рис. 25. Регистрации станции в южной полярной области на южн. широте 78,6° (те же дни, что на рис. 24а и б).

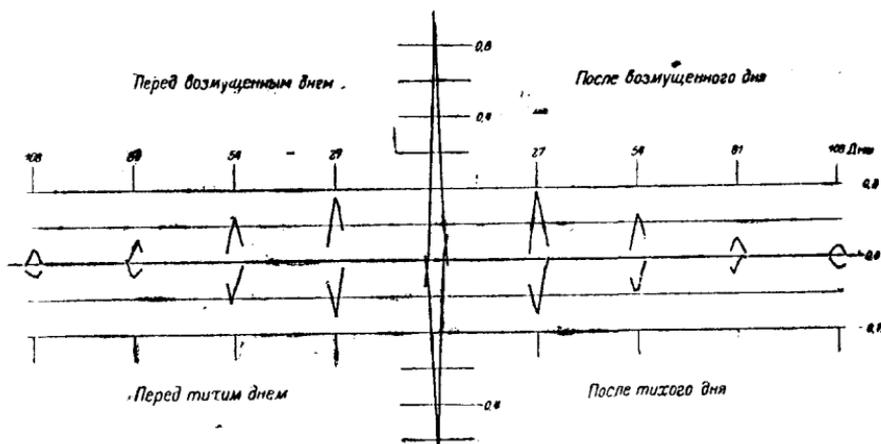


Рис. 26. Средние значения характеристических чисел в отклонениях от среднего для группы в 5—7 дней, примыкающих к спокойному и возмущенному дню равно как и для дней, отстоящих от них в ту и другую сторону на 1, 2, 3 и 4 солнечных оборотений.

возмущений, и было подсчитано — в каком проценте всех случаев n -ный день после бури оказывался также бурным. При этом обнаружился поразительный результат; наисильнейшие

бури не обнаружили тенденции к 27-дневному периоду повторения; этот период ясно выражен лишь для слабых бурь, амплитуда которых (средняя по трем компонентам) $<$ чем 0,0018 гаусса.

Ввиду тесной связи между магнитными вариациями, с одной стороны, и земными токами и полярными сияниями — с другой, ясно, что и последние явления должны обнаруживать 27-дневную периодичность повторения, по крайней мере постольку, поскольку это позволяют установить недостаточные (в статистическом смысле) наблюдения. Действительно, по методу Кри, это было установлено Петерсом и Эннисом (Peters and Ennis) ¹²² для земных токов, а Свердрупом (Sverdrup) ¹²¹ — для северных сияний. Шиндельгауэр (Schindelbauer) ¹²³ показал, что тенденция к 27-дневному периоду повторения вероятна и для атмосферных помех в беспроводной телеграфии.

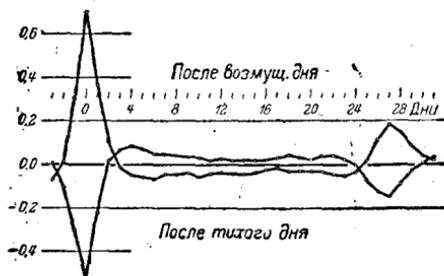


Рис. 27. Средние значения характеристических чисел в отклонениях от среднего для времени от 4 дней и до 31 дня после спокойного и возмущенного дня.

По случаю выставки, устроенной институтом Карнеги в Вашингтоне (декабрь 1931 г.), была составлена графическая сводка данных магнитной активности, основанная на ежедневных характеристических числах с 1906 по 1931 г. Диаграмма, которая первоначально

должна была наглядно показать лишь 27-дневную периодичность, оказалась, сверх того, пригодной и для обсуждения связи между магнитными и астрофизическими данными; она была издана в виде двухкрасочных таблиц ⁹³. Рис. 28 представляет собою выборку из этих таблиц. Каждому дню соответствует квадратик постоянной величины, который для дней затишья оставляется белым, а для сильно возмущенных дней — закрашивается черным; промежуточные градации представлены известной последовательностью черных и белых кружков. Квадратики сведены в мозаику строчек, читаемых в том же порядке, как строчки в книге; дата первого дня каждой строки написана слева. Новый ряд начинается через 27 дней; для большей наглядности справа еще раз приведены первые 9 дней следующей строки. Таким образом квадратики, стоящие друг над другом, отделены 27-дневным интервалом. На рис. 28 взяты годы с 1922 по 1924 как наиболее типичные; сначала — отчетливая периодичность заканчивающегося 11-летнего цикла солнечных пятен (до середины 1923 г.), ясно выраженная в длинных колоннах черных и белых знаков; далее — пятнообразное распределение первых бурь нового цикла. Типичны также отдельные изолированные возмущения среди последовательностей (Sequenzen)

детальной градации, как характеристические числа земного магнетизма, непрерывно регистрируемые более чем 40 обсерваториями. Поэтому было взято лишь 6 ступеней и при том так, что в годы с 1928 по 1930 (для которых и была впервые составлена диаграмма), на каждой из трех диаграмм находилось одинаковое число символов каждой группы. Числа солнечных пятен и числа, характеризующие светлые водородные облака¹²⁵, относятся к центральной зоне Солнца, к окружности с диаметром, равным половине видимого солнечного диаметра, так как для этой части вероятность геофизических влияний наиболее велика.

Числа, определяющие солнечную активность, позволяют, отчетливо распознать окончание цикла пятен, тогда как магнитная активность Земли падает с 1931 г. Далее, из обеих солнечных диаграмм отчетливо видно повторное появление очагов возмущений, легко координируемых друг с другом. Подробные стат. расчеты⁹³ показывают, что индексы, определяемые спектрогелиографом, являются точным отображением визуально или фотোগрафически определяемых относительных чисел солнечных пятен. Сравнение диаграмм земного магнетизма с солнечными дает своеобразный и поразительный результат; ни одна из ясно выраженных последовательностей магнитных возмущений не может быть прослежена в данных астрофизических наблюдений, даже если учесть возможное запаздывание солнечных влияний. Изучение отдельных 27-дневных последовательностей приводит к замечательному выводу.

На Солнце должны существовать известные ограниченные области (*M-Regionen*), продолжительность существования которых, хотя и ограничена (до одного года), однако, превышает среднюю продолжительность жизни солнечных пятен. Эти области являются причиной магнитных возмущений, вероятно, благодаря излучению корпускулярных потоков. Эти области, как индивидуальные объекты, ускользают до сего времени от астрофизических методов наблюдения и могут быть обнаружены, и притом очень явственно, лишь в магнитной активности Земли.

Благодаря этому наблюдения над земным магнетизмом имеют, помимо их известного геофизического значения, еще и астрофизическое значение, ибо они устанавливают периоды, в течение которых Земля действительно подвергается действию корпускулярных облаков солнечного происхождения. Не следует думать, что проникновение этих облаков в земную атмосферу представляет собой относительно редкое явление, связанное с периодами действительно сильных магнитных бурь. Из рис. 28 и 29 видно, что этот процесс является вполне обычным. Странным образом, достоверные статистические данные о северных сияниях крайне скудны. На Шотландских островах производились регулярные наблюдения за сев. сияниями, причем с 1924 по 1929 г. в 59 ночей из 100, в течение которых наблюдения могли производиться беспрепятственно, действительно констатировались те или иные

формы сев. сияния ^{126, 127}. В 5 случаях наблюдалось даже лучистое (а не только диффузное) сев. сияние, хотя, согласно магнитограмме, в это время было полное затишье.

Своеобразное несовпадение между магнитными и солнечными наблюдениями, выражающееся в индивидуальных 27-дневных последовательностях, имеет место, впрочем, и для более слабых (и более частых) магнитных возмущений. Достаточно часто можно установить несомненную связь сильных магнитных бурь с большими группами пятен, проходящих незадолго до начала бури через центральный меридиан Солнца ^{128, 130}. Мощная магнитная буря 13—16 мая 1921 г., во время которой южное полярное сияние наблюдалось вплоть до Самоа, сопровождалось, например, гигантской группой пятен, видимых даже простым глазом; эта группа покрывала $\frac{1}{700}$ солнечной поверхности и была самой большой группой пятен из всех, наблюдавшихся

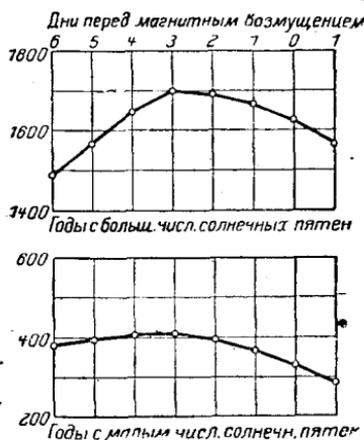


Рис. 30. Площади солнечных пятен, выраженные в миллионных долях площади солнечного диска для дней за 6 суток до и 1 суток после дня магнитного возмущения. Среднее за 250 и 116 возмущенных дней (по Стэггу).

в Гринвиче на солнечном экваторе. Она прошла через центральный меридиан Солнца 14 мая. Из 17 сильнейших магнитных бурь, наблюдавшихся в Гринвиче за годы с 1874 по 1927, 15 начинались в интервале за 4 дня до или через 4 дня после прохождения через центральный меридиан группы пятен, покрывавших более $\frac{1}{2000}$ поверхности Солнца и, следовательно, видимых простым глазом ¹³⁰. Из числа двух исключений из этого правила особенно замечательна буря 13—14 ноября 1894 г., несомненно случившаяся в период отсутствия какой-либо необыкновенной солнечной деятельности. Обратный случай имел место 16 июня 1905 г., когда через меридиан прошло пятно с площадью свыше $\frac{1}{600}$ поверхности Солнца, не вызвав, однако, магнитных возмущений.

В отдельных случаях с помощью спектрогелиоскопа наблюдались извержения на Солнце, которые можно было поставить в связь с последующими магнитными бурями. Эти случаи были рассмотрены Галем (Hale) ¹²⁹. Он считает теперешние методы астрофизических наблюдений недостаточными и настаивает на необходимости фотографирования в свете H_α-линии через каждые полчаса и даже чаще. Можно надеяться, что подобное более или менее непрерывное спектрогелиографическое наблюдение Солнца позволит установить большее число извержений на Солнце и даст возможность пополнить данные о совпадении солнечных и магнитных явлений в течение ряда лет.

Что же касается солнечных индексов, то в этом направлении многого ожидать не приходится, так как уже по данным теперешних недостаточных наблюдений они тесно связаны с легче определяемыми числами солнечных пятен.

О попытках определения времени, в течение которого облако достигает Земли, говорилось ранее ³. Для больших бурь этот путь требует от 24 до 36 час., что примерно соответствует указанной Мильном скорости около 1000 км/сек; для более слабых возмущений ^{131,132} были найдены цифры от 2,5 до 3 дней

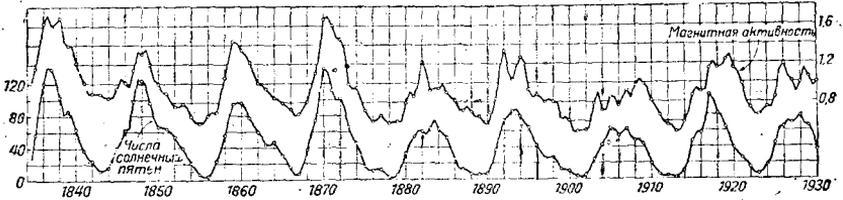


Рис. 31. Годовое среднее магнитной активности Земли (вверху) и относительных чисел солнечных пятен за годы 1835—1930. Обычные годовые средние отмечены маленькими кружками.

(рис. 30). Эти цифры и соображения, положенные в основу их оценки, не могут считаться окончательными. Хотя, как уже было сказано, области, активные в отношении земного магнетизма, не могут быть идентифицированы ни с солнечными пятнами, ни с другими астрофизическими наблюдаемыми явлениями, однако их

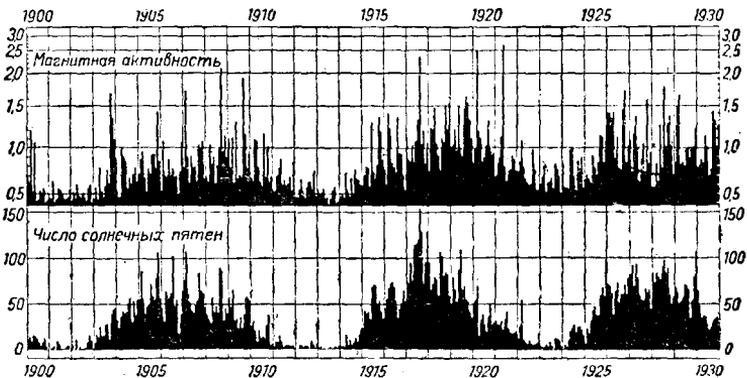


Рис. 32. Ежемесячное среднее магнитной активности Земли (вверху) и относительных чисел солнечных пятен (внизу) за годы 1900—1930.

повторяемость следует тому же 11-летнему циклу. Для составления данных о магнитной активности на протяжении десятилетий лучше пользоваться объективными цифрами, так как масштаб оценок характеристическими числами не гарантирован от постепенных изменений в течение ряда лет.

Рекомендуется, выбрать меру, основанную на типичном ходе изменения горизонтальной интенсивности; такая мера должна выводиться из усредненных абсолютных разностей средних суточных значений горизонтальной интенсивности последовательного ряда дней. На рис. 31 и 32 показан ход изменения во времени магнитной активности и солнечных пятен; на рис. 33 и 34 — корреляции их одновременных значений. Коэффициенты корреляции равны: для годового среднего $+0,88$, для месячного среднего $+0,65$; было бы очень поучительно исследовать статистическую основу различия обоих этих значений.

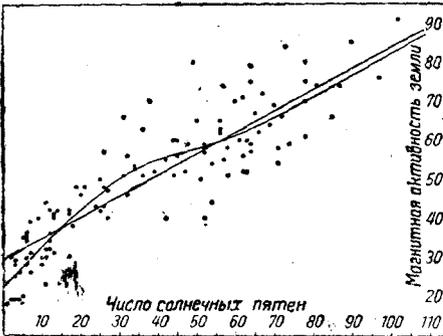


Рис. 33. Одновременные годовые средние относительных чисел солнечных пятен (абсцисса) и магнитной активности Земли (ордината) для 117 годовых средних (12-месячные интервалы: январь — декабрь и июнь — июль) за годы 1872 — 1930. Начерчены: прямая линия как результат выравнивания по методу наименьших квадратов и выравнивающая кривая. Коэффициент корреляции $+0,88$. На рис. 33—35 для магнитной активности выбран другой масштаб, нежели на рис. 31—32.

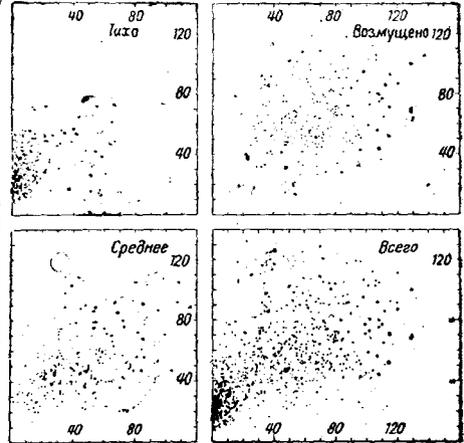


Рис. 34. Одновременные месячные средние относительных чисел солнечных пятен (абсцисса) и магнитной активности Земли (ордината) за годы 1872—1930. Слева наверху: 20 лет низкой активности, слева внизу: 19 лет средней активности, справа наверху: 20 лет высокой активности, справа внизу: все 708 месячных средних. Коэффициенты корреляции в том же порядке: $+0,30$; $+0,36$; $+0,38$; $+0,65$.

Мы упомянем здесь лишь об одном результате этих работ, имеющем большое значение при исследовании корреляции между какими-либо явлениями, относящимися к электромагнитным волнам, и процессами на Солнце. Хотя в годы с 1872 по 1930 г. коэффициент корреляции (месячное среднее) относительных чисел солнечных пятен и магнитной активности Земли очень высок ($+0,65$), однако в течение отдельных групп годов он близок к нулю. Для 36 месяцев с 1928 по 1930 г. коэффициент этот практически равен нулю. Итак, даже если бы мы имели 3-летний ряд наблюдений над электромагнитными волнами, столь же полных в статистическом отношении, как и наблюдения над магнитной

активностью Земли, следовало бы крайне осторожно отнестись к выводам относительно связи с явлениями на Солнце, так как такой ряд наблюдений слишком короток ⁹³.

Магнитные возмущения преимущественно происходят в месяцы вблизи от равноденствия; эта полугодовая волна представляет собой единственную систематическую особенность годового хода магнитной активности земли. Однозначного объяснения этому еще не найдено ⁹³. Рис. 36 дает наглядное представление о распределении возмущений за годы с 1906 по 1930 ⁹³. За эти годы интернациональные характеристические числа превышали или были равны 1,62 для 392 дней, т. е. в среднем для 16 дней в году. Из них 175 приходится на 4 равноденственных месяца (март, апрель, сентябрь, октябрь) и только 93 на месяцы солнцестояний (июнь, июль, декабрь, январь). На миллиметровой бумаге для каждого года была отведена полоска длиной в 365 мм и высотой в 10 мм; таким образом на каждый день приходилась площадь $1 \times 10 \text{ мм}^2$, которая зачернялась полностью для характеристического числа 2,0, а для чисел от 1,9 до 1,6 — соответственно менее. Общая площадь значков за целые годы представлена на рис. 36 справа, площадь значков за каждый месяц — внизу. Диаграмма представлена на рис. 36 в уменьшенном виде и без миллиметрового деления. Столбец справа представляет 11-летний цикл, площади снизу — двойные

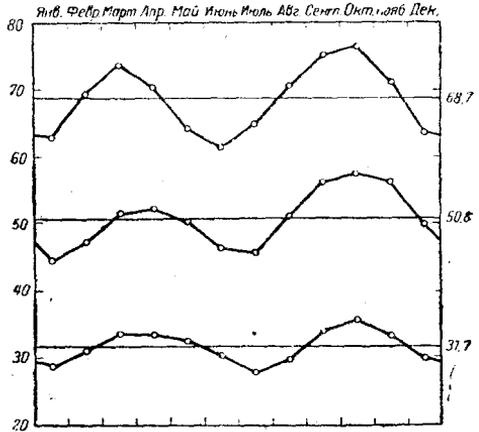


Рис. 35. Годовой ход магнитной активности Земли в сильно возмущенный год (сверху), в слабо возмущенный (в середине) и в год затмья (внизу).

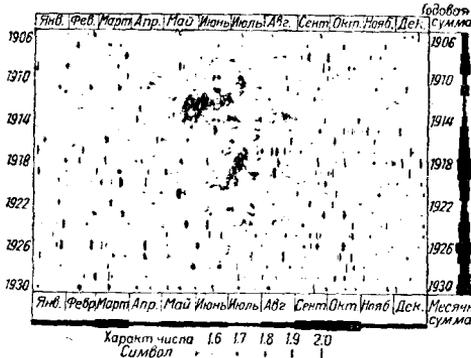


Рис. 36. Распределение отдельных дней с сильными магнитными возмущениями за годы 1906—1930

волны; то обстоятельство, что осеннее равноденствие выражено яснее весеннего, является, повидимому, случайностью, повторение которой в будущем не обязательно. За общим, хотя и

не единственным, исключением равноденствий, вертикальные цепочки значков не обнаруживают никакой закономерности, указывающей на годовую периодичность каких-либо определенных дат. Противоположные утверждения Мариса ¹³³, устанавливающие связь между магнитными бурями, с одной стороны, и кометами и падающими звездами — с другой, едва ли являются закономерными.

Существуют также и суточные вариации магнитных возмущений. В Потсдаме, в среднем, за многие годы процентное число магнитных возмущений минимально для 8 час. утра (13%), максимально для 21 часа (27%). Относительно подобных же периодических вариаций в других местах земли известно мало. Вследствие наклона магнитной оси Земли к оси ее вращения не исключается возможность преимущественного значения определенных часов (по мировому времени); нечто подобное явствует из некоторых наблюдений ¹³⁴, однако для уверенного заключения нужен значительно больший материал, который хотя и имеется уже, но еще не обработан. Преимущественное значение определенных часов мирового времени могло бы выразиться лишь в интенсивности магнитных возмущений, так как момент вступления солярного облака в земную атмосферу, вероятно, не должно зависеть от времени дня. Действительно, статистические данные показывают, что сильные магнитные бури могут разыгрываться в любое время дня.

10. Ионизирующее действие монохроматического излучения

Чэпман ¹⁴³ подробно рассмотрел следующую идеализированную проблему:

1. Вращающаяся Земля получает от Солнца монохроматическое излучение. Прежде чем достигнуть поверхности Земли, излучение поглощается атмосферой однородного состава с экспоненциально убывающей кверху плотностью.

2. Поглощение излучения в каждой точке пропорционально плотности воздуха и интенсивности излучения, достигающего данной точки.

3. Энергия поглощенного излучения или постоянная доля ее затрачивается на диссоциацию некоторой составной части V воздуха на две компоненты V_1 и V_2 , могущие быть как заряженными, так и электрически нейтральными.

4. Обе компоненты рекомбинируют, вновь давая при этом составную часть V . Число частиц V , вновь образующихся в 1 см^3 в течение 1 сек., равно αn^2 , где α — постоянная, не зависящая от высоты и времени, а n — число частиц V_1 или V_2 в кубическом сантиметре.

5. Частицы V_1 и V_2 , как правило, не покидают объема, в котором они образовались.

Задача заключается: 1) в вычислении поглощения, диссоциации или ионизации в каждой точке, в функции от высоты, времени дня и года и географической широты, и 2) в определении числа n продуктов диссоциации в функции от тех же переменных.

При этом в дальнейшем, без ущерба для общности, будет говориться о частицах B_1 и B_2 как об ионах и электронах.

Дифференциальные уравнения, к которым приводит эта проблема, получают либо явное, либо численное решение. Эта работа, результаты которой количественно совпадают с более ранними исследованиями Фёрстерлинга и Лассена (Försterling und Lassen) ¹⁴⁴, особенно ценна выбором единиц, посредством которых расчет может быть произведен и обсужден совершенно общим образом; определенные числовые значения подставляются лишь в самом конце, так что результаты могут быть применены к любому виду излучения, поглощаемому на различных высотах и производящему различное ионизирующее или диссоциативное действие.

Плотность ρ атмосферы на высоте h Чэпман полагает равной

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right),$$

где

$$H = \frac{RT}{gM}$$

есть уже упомянутая ранее высота однородной атмосферы, а $\exp x$ пишется вместо e_x . Пусть монохроматическое излучение Солнца имеет вне атмосферы интенсивность S_∞ . Пусть, далее, пучок лучей сечением в 1 см^2 проходит через слой между h и $(h - dh)$ под углом χ к вертикали; таким образом объем этого элемента слоя будет $dh/\cos \chi$, а масса $\rho_0 \exp(-h/H) dh/\cos \chi$; изменение dS интенсивности S при прохождении через слой будет, согласно допущению (2), равно:

$$dS = AS \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \frac{dh}{\cos \chi} \quad (1)$$

(A — коэффициент поглощения). Решение этого дифференциального уравнения гласит:

$$S = S_\infty \exp\left\{\frac{A \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right)}{\cos \chi}\right\} \quad (2)$$

Поглощение излучения, отнесенное к 1 см^3 атмосферы, составляет $dS \cos \chi / dh$. Число ионов, образующихся благодаря поглощению излучения в 1 см^3 , пусть будет равно β . Тогда $\beta \cos \chi \cdot \frac{dS}{dh}$ даст число ионов, образующихся в 1 см^3 в течение 1 сек.; при

заданных S_∞ , ρ_0 и H оно зависит только от h и χ . Обозначим это число через $J(\chi, h)$. Согласно (2), имеем:

$$J(\chi, h) = \beta A S_\infty \exp \left\{ -\frac{h}{H} - A \rho_0 \frac{H}{\cos \chi} \exp \left(-\frac{h}{H} \right) \right\}. \quad (3)$$

Общее число ионов, образующихся в вертикальном столбе сечением в 1 см^2 при полном поглощении излучения S_∞ , будет $\beta S_\infty \cos \chi$.

Число возникающих в 1 см^3 ионов имеет на высоте $h(\chi)$ максимум, определяемый условием $dJ/dh = 0$, или

$$\exp \left[\frac{h(\chi)}{H} \right] = \frac{A \rho_0 H}{\cos \chi}. \quad (4)$$

Максимальное значение $J(\chi)$ числа $J(\chi, h)$ будет равно

$$J(\chi) = \beta S_\infty \frac{\cos \chi}{H} \cdot \exp 1, \quad (5)$$

где $\exp 1 = 2,718 \dots$. Обозначим через h_0 и J_0 значения $h(\chi)$ и $J(\chi)$ при $\chi = 0$ (отвесно падающее излучение). Тогда

$$\exp \left(\frac{h_0}{H} \right) = A \rho_0 H; \quad J_0 = \beta S_\infty / H \exp 1; \quad (6)$$

далее, вместо (4) и (5) можно написать:

$$h(\chi) = h_0 + H \ln \left(\frac{1}{\cos \chi} \right), \quad (7)$$

$$J(\chi) = J_0 \cos \chi, \quad (8)$$

а вместо (3):

$$J(\chi, h) = J_0 \exp \left\{ 1 + \frac{h_0 - h}{H} - \left(\frac{1}{\cos \chi} \right) \exp \left(\frac{h_0 - h}{H} \right) \right\}. \quad (9)$$

Так как, относительно h_0 , распределение по высоте зависит лишь от H , то сама собой напрашивается мысль выразить высоту в единицах H , отсчитываемых от высоты h_0 максимальной ионизации при отвесном падении. Поэтому Чэпман полагает

$$z = \frac{h - h_0}{H}. \quad (10)$$

Теперь согласно (7),

$$z(\chi) = \ln \left(\frac{1}{\cos \chi} \right) \quad (11)$$

и, согласно (9),

$$J(\chi, h) = J_0 \exp \left\{ 1 - z - \frac{e^{-z}}{\cos \chi} \right\} = J(\delta, \theta, t, z), \quad (12)$$

причем в последнем выражении независимые переменные означают: склонение Солнца (δ), угловое расстояние места наблюдения от северного полюса (θ), время дня (t) и высоту (z).

В момент истинного полудня зенитное расстояние Солнца

$$\chi = \frac{\pi}{2} - (\theta + \delta).$$

Далее, согласно (8) и (11), максимальное значение ионизации

$$J = J_0 \sin(\theta + \delta)$$

имеет место на высоте

$$z = \ln \left[\frac{1}{\sin(\theta + \delta)} \right]. \quad (11a)$$

Распределение ионизации по высоте может быть вычислено по формуле (9); результат представлен для различных значений $(\theta + \delta)$ на рис. 37. При $\delta = 0$ (равноденствие) наибольшая кривая относится к экватору, наименьшая — к точке на широте $83,5^\circ$. Чапман приводит дальнейшие кривые и таблицы суточного хода ионизации на различных высотах и географических широтах в различное время дня и года.

Типичным является то, что число образующихся ионов убывает книзу (в сторону отрицательных z) от уровня максимальной ионизации ($z = 0$) значительно быстрее, нежели кверху (в сторону положительных z). На экваторе J/J_0 падает от 1 на высоте h_0 ($z = 0$) примерно до $1/8$ при $z = -1,5$ и при $z = +3,0$. Таким образом главная часть образующихся ионов приходится на интервал высот, равный $4,5 H$ (например, 39 км , если $H = 8,4 \text{ км}$, что соответствует температуре атмосферного воздуха в 300° абс.). Выше $z = +3$ образование ионов в полдень почти одинаково для всех широт и времен года. Положение слоя максимальной ионизации в полдень (относительно его положения на экваторе) определяется согласно (11a); например, в момент равноденствия ($\delta = 0$) на широте $\theta = 30^\circ$ имеем число $+0,69 H$.

Следует резко различать число n ионов, содержащихся в 1 см^3 , от числа образующихся ионов, так как n зависит от рекомбинации. Для числа ионов в 1 см^3 положим:

$$\frac{dn}{dt} = J - \alpha n^2; \quad (13)$$

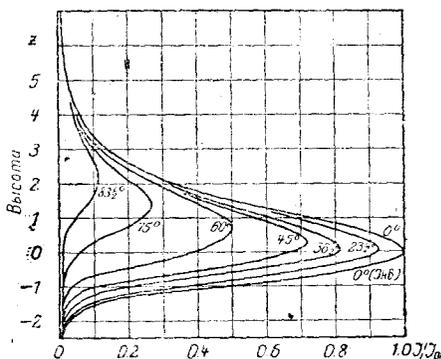


Рис. 37. Число ионов, образующихся в полдень в 1 см^3 в зависимости от высоты (выраженной в единицах H высоты однородной атмосферы) на различных широтах к моменту равноденствия. Числа ионов J выражены через отношение к максимальному числу ионов J_0 на высоте $z = 0$ при отвесном стоянии Солнца и отнесены к единицам времени и объема.

относящееся сюда допущение (4) сделано ради упрощения, хотя мы и не можем сказать ничего определенного относительно действительных условий рекомбинации при низких давлениях в высоких слоях атмосферы. Время дня t Чапман выражает в угловой мере φ , возрастающей на 2π от полуночи к полудню; таким образом

$$t = \frac{86400 \varphi}{2\pi} = 1,37 \cdot 10^4 \varphi.$$

При этом из (13) и (12) получается:

$$\frac{1}{1,37 \cdot 10^4} \cdot \frac{dn}{d\varphi} = J_0 \exp \left\{ 1 - z - \frac{e^{-z}}{\cos \chi} \right\} - \alpha n^2. \quad (14)$$

Если бы Земля вращалась очень медленно, то, вместо коэффициента $2\pi/86400$, в левой части получился бы коэффициент гораздо меньший, так что левая часть была бы близка к нулю; тогда в полдень на высоте h_0 (т. е. $z=0$) над экватором получилось бы равновесное (наибольшее возможное) значение

$$n_0 = \sqrt{\frac{J_0}{\alpha}}. \quad (15)$$

Чапман, далее, вводит величину σ_0 , определяемую равенством

$$\frac{1}{\sigma_0} = 1,37 \cdot 10^4 \sqrt{J_0 \alpha}; \quad (16)$$

n_0 и σ_0 можно рассматривать как параметры, определяющие α и J_0 :

$$\frac{1}{\alpha} = 1,37 \cdot 10^4 n_0 \sigma_0; \quad J_0 = \frac{n_0}{1,37 \cdot 10^4 \sigma_0}. \quad (17)$$

Полагая $v = n/n_0$, можно, разделив на J_0 , переписать (14) следующим образом:

$$\sigma_0 \frac{dv}{d\varphi} + v^2 = \exp \left\{ 1 - z - \frac{e^{-z}}{\cos \chi} \right\}. \quad (18)$$

Это уравнение справедливо для дневных часов; для ночи правая часть должна быть положена равной нулю, т. е.

$$\sigma_0 \frac{dv}{d\varphi} + v = 0, \quad (19)$$

решение этого уравнения дает:

$$v = \frac{\sigma_0}{\varphi + C} \quad \text{или} \quad \frac{1}{v} = \frac{\varphi + C}{\sigma_0}.$$

Неопределенная константа C выпадает, коль скоро найдена разность значений $\left(\frac{1}{v}\right)$ для восхода и захода Солнца; она равна частному от деления на σ_0 разности соответствующих знач

ний φ , т. е. продолжительности дня в угловых единицах. Правильным решением уравнения (18) является то, которое дает эти правильные разности значений $\left(\frac{1}{v}\right)$ для начала и конца дня.

Решение, относящееся ко времени равноденствий и солнцестояний, было найдено путем проб для трех значений σ_0 , именно $1, \frac{1}{5}$ и $\frac{1}{25}$ на различных высотах над экватором; для $\sigma_0 = \frac{1}{25}$ — еще и на различных высотах на широте 60° ($\theta = 30^\circ$). Разыскивая зависимость σ_0 от одного только переменного α , мы находим, согласно (16), что α пропорционально $\frac{1}{\sigma_0^2}$, т. е. малые значения σ_0 соответствуют большим скоростям рекомбинации. Типичные примеры показаны на рис. 38—40, из которых видно, что при малых значениях σ_0 (т. е. при быстрой рекомбинации) максимальная плотность ионов в слое максимальной ионизации ($z=0$) и ниже достигается лишь на

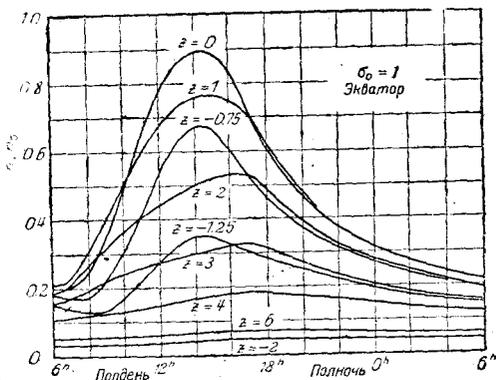


Рис. 38. Дневной ход числа ионов в 1 см^3 , в долях того максимального числа ионов n_0 , которое устанавливается при достаточно длительном отнесно подающим излучением на высоте максимальной ионизации; числа даны для различных высот над экватором при двух различных предположениях относительно константы σ_0 (по Чэпману).

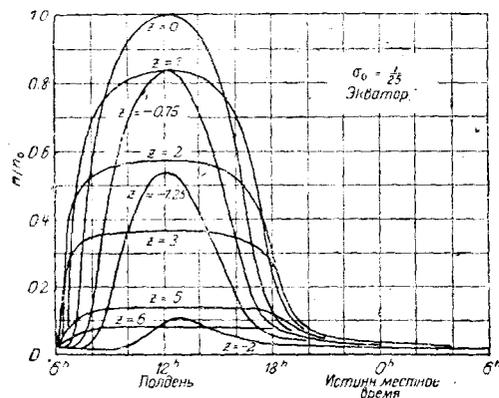


Рис. 39.

Чэпман считает, что по данным лунных вариаций земного магнетизма σ_0 примерно равно $\frac{1}{25}$ в слое на высоте около 100 км .

Для первого (по необходимости ненадежного) приложения своих расчетов,

По данным радиоизмерений он оценивает максимальное (в полдень) число положительных ионов цифрой 10^6 или 10^7 в куби-

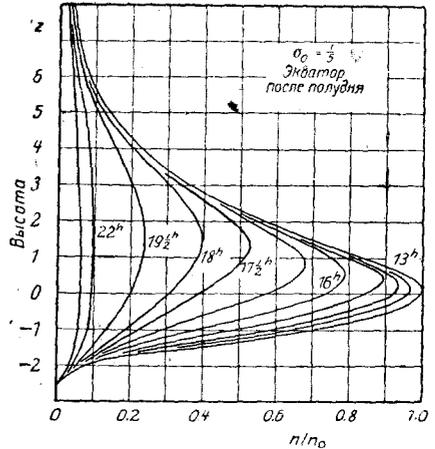
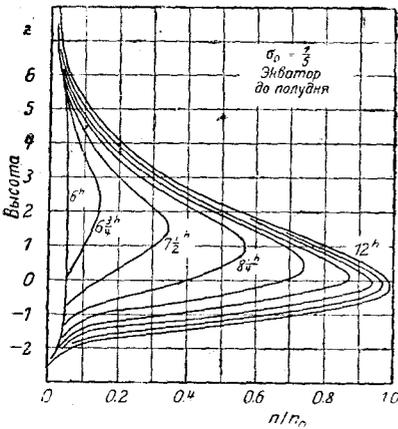


Рис. 40. Распределение числа ионов в зависимости от высоты в различные время дня (по Чэпману).

ческом сантиметре. Значения $\sigma_0 = 1/25$ и $n_0 = 10^6$ дают: $\alpha = 2 \cdot 10^{-9}$, $I_0 = 2 \cdot 10^8$; значения $\sigma_0 = 1/25$, $n_0 = 10^7$ дают $\alpha = 2 \cdot 10^{-10}$, $I_0 = 2 \cdot 10^4$.

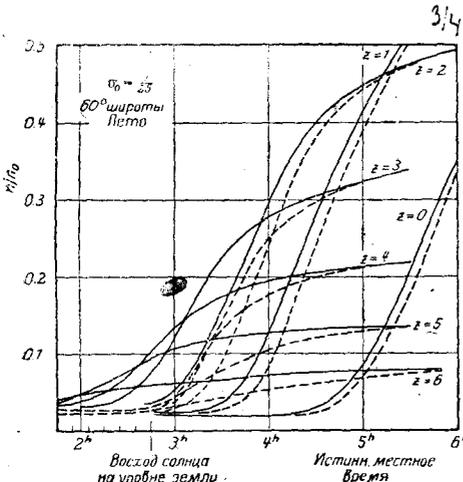


Рис. 41. Возрастание утреннего числа ионов на различных высотах. Высота максимальной ионизации принята равной примерно 100 км. Сплошные кривые дают фактические соотношения с учетом шаровидности Земли; штрихованные кривые соответствуют плоской Земле (по Чэпману).

Общее число ионов, образующихся над экватором в полдень, отнесенное к 1 см^2 , равно βS_{∞} , или, согласно (6), $HI_0 \text{ exp } 1$; при $H = 8,4 \text{ км}$ получается число $5 \cdot 10^9$ или $5 \cdot 10^{10}$.

При низкостоящем Солнце (высота Солнца меньше 15°) солнечные лучи, вследствие шарообразной формы Земли, проходят больший путь, нежели тот, который соответствует закону $\frac{1}{\cos \alpha}$. Чэпман исследовал соотношения также и в сумерках; при этом понадобилось ввести еще один параметр, именно расстояние поглощающегося слоя от центра Земли, выраженное в единицах H . При низкостоящем Солнце слой максимального поглощения лежит выше; например, в том месте, где

Солнце всходит или заходит, он лежит на $H - 1,5 H$ выше, нежели в том месте, где Солнце стоит в зените. Более ранний восход Солнца на больших высотах, иллюстрированный на рис. 1—4, не может проявиться в достаточной степени, так как при касательном падении поглощение очень велико; однако из рис. 41 ясно видно, что в высоких слоях ($z = 3 - 6$) содержание ионов при восходе Солнца возрастает значительно быстрее, нежели в низких слоях ($z = 0$).

Расчеты Чэпмана были продолжены Милингтоном (G. Millington)^{39a}, который представил их в виде четырех наглядных карт, показывающих максимальную концентрацию ионов в функции от географической широты и долготы (или местного времени).

11. РЕЗЮМЕ

На основе изложенных выше, и прочих соображений Чэпман¹ в своей бэкерманской лекции дал сводную картину процессов в высоких слоях атмосферы, которую мы воспроизводим здесь вкратце, без подробного рассмотрения сомнительных мест и возможных вариантов. Чэпман принимает, что Солнце излучает как черное тело с температурой в 6000° ; ультрафиолетовая часть в наблюдаемом на поверхности Земли излучении срезана, поглощаясь в области от 2900 до 2200 \AA озоном, в области же ниже 2200 \AA — вероятно кислородом. В основном поглощение солнечного излучения, поскольку оно еще не достигает тропосферы, происходит в трех, достаточно резко разделенных слоях (рис. 42). Ограничиваясь частью атмосферы, лежащей ниже 100 км , мы должны считать высоту H однородной атмосферы равной, примерно, 10 км . Поглощающие слои, лежащие ниже 100 км , должны иметь толщину 50 км . Слой озона с максимальной концентрацией на высоте около 50 км , вероятно, обусловлен поглощением кислородом солнечного излучения с длиной волны в 1850 \AA и менее; коэффициент поглощения этих длин волн достигает максимума на высоте $h_0 = 50 \text{ км}$. Таким образом главная часть поглощается на высоте между 35 и 85 км ; это остается справедливым и в том случае, когда дело касается корпускулярного излучения с высотой максимального погло-

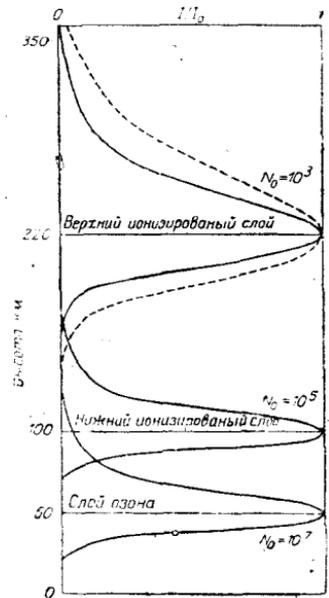


Рис. 42. Схема трех атмосферных слоев, в которых поглощается отвесно падающее солнечное излучение. N_0 есть максимальное число диссоциировавших молекул и ионизированных атомов в 1 см^3 в 1 сек. (по Чэпману).

Слой озона с максимальной концентрацией на высоте около 50 км , вероятно, обусловлен поглощением кислородом солнечного излучения с длиной волны в 1850 \AA и менее; коэффициент поглощения этих длин волн достигает максимума на высоте $h_0 = 50 \text{ км}$. Таким образом главная часть поглощается на высоте между 35 и 85 км ; это остается справедливым и в том случае, когда дело касается корпускулярного излучения с высотой максимального погло-

щения около 50 км. По наблюдениям над электромагнитными волнами¹⁴⁹ мы знаем о существовании двух ионизированных слоев на высотах около 100 и 220 км (при отсечном падении излучения). Даже если принять большие значения для H (вследствие высоких температур или диссоциации), то и при этом три слоя оказываются достаточно резко обособленными друг от друга.

Озон поглощает ультрафиолетовую радиацию в области от 2200 до 3400 Å; для поглощения такого рода формулы § 10 справедлив не точно, так как концентрация озона, вследствие постоянного распада и повторного образования, не соответствует допущению о нормальной атмосфере с экспоненциально убывающей плотностью.

Теория химического равновесия в слое озона привела Чэпмана⁶⁷ к двум заключениям. Существование озона предполагает образование атомного кислорода благодаря диссоциации молекул O_2 . Это, вероятно, обусловлено ультрафиолетовой радиацией. На достаточно больших высотах воссоединение происходит настолько медленно, что молекул O_3 образуется немного; объединяясь, кислородные атомы, благодаря диффузии, поднимаются на высоту и (при вероятном отсутствии H_2 и He) образуют, быть может, вместе с атомным азотом, главную составную часть самых высоких слоев. В низких слоях кислородные атомы соединяются с молекулами O_2 , образуя O_3 . Отсюда можно заключить, что над уровнем максимальной плотности концентрация O_3 быстро убывает с высотой; концентрация O возрастает с высотой и, наконец, преобладает концентрация O_2 . На высоте 80 км в 1 см³ содержатся $3 \cdot 10^{11}$ кислородных атомов и 10^{14} молекул O_2 ; на высоте 120 км — $3 \cdot 10^{11}$ кислородных атомов и 10^{12} молекул O_2 . Таким образом соотношение между O и O_2 возрастает от 1:300 до 1:3. Основным доводом в пользу этого допущения является „non-polar aurora“, доказывающая наличие на высоте значительного количества кислородных атомов (однако не их высоту).

Ионизирующее действие солнечного излучения иллюстрируется следующей таблицей, дающей энергии диссоциации или ионизации в вольтах, соответствующие предельные длины волн, частоты и числа квантов потребной (или большей) энергии, получаемой столбом атмосферы сечением в 1 см² в течение 1 сек. при зенитном положении Солнца.

Сообразно с этим ионизация гелия не обусловлена ультрафиолетовой радиацией, напротив, именно этим обусловлена ионизация атомного кислорода, так как только он и поглощает излучение между 910 и 770 Å.

Теория фотоэлектрической ионизации приводит Чэпмана к следующим максимальным числам электронов в 1 см³ (на экваторе): $4 \cdot 10^6$, если поглощающим газом является атомный кислород (O), $6 \cdot 10^5$ для O_2 , $2,5 \cdot 10^5$ для N_2 и 10^6 для H_2 . Число

атомов или молекул на той же высоте будет $2,5 \cdot 10^9$ для O, $7 \cdot 10^9$ для O₂, $9 \cdot 10^9$ для N₂ и $3 \cdot 10^{10}$ для H₂. Для оценки высоты этого слоя достаточно уверенно (за исключением H₂) можно указать высоту верхнего слоя, т. е. 220 км.

ТАБЛИЦА 2

Газ	Энергия в V	Длина волны менее чем	Частота более чем	Число квантов
Диссоциация				
O ₃	4 $\frac{1}{4}$	2900 Å	$1,0 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$
O ₂	6 $\frac{1}{2}$	1850 "	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{14}$
Ионизация				
O	13,6	910 Å	$3,3 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^8$
O ₂	16,1	770 "	$3,9 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^6$
H ₂	16,1	770 "	$3,9 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^6$
N ₂	16,9	730 "	$4,1 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^6$
He	25,3	490 "	$6,2 \cdot 10^{15}$	0,3

Так как действие ультрафиолетовой радиации, как ионизатора верхнего слоя, для нижнего слоя отпадает, то для этого слоя при 100 км необходимо найти другое излучение, однако обязательно солнечного происхождения вследствие явно преимущественного значения дневной стороны Земли. Уже в разделе, посвященном земному магнетизму (§ 9а) сказано о том, почему можно допустить лишь нейтральное корпускулярное излучение, ионизирующее, прежде всего, молекулярный азот.

Различие между ионизированными слоями на высоте 100 и 220 км распространяется не только на род ионизации. Следует еще принять, что в верхнем слое число свободных электронов почти столь же велико, как и число положительных ионов, так как путем прибавления электронов к нейтральным атомам и молекулам может образоваться лишь небольшое число отрицательных ионов. Напротив, в нижних слоях ионов, вероятно, значительно больше, нежели электронов. Наличие электронов доказывается, правда, измерениями поляризации и двойным преломлением электромагнитных волн; однако эти измерения не говорят и против наличия большого числа ионов, так как по отношению к распространению волн один электрон может быть замещен $4 \cdot 10^4$ ионами (отношение масс иона и электрона). Плотности ионов 10^8 — 10^9 в 1 см³, требуемые теорией атмосферного динамо (§ 9б), представляются отнюдь не невероятными; можно

полагать, что это положительные N_2 -ионы и отрицательные O -ионы. Так как средняя продолжительность существования свободного электрона обратно пропорциональна плотности воздуха, то становится понятным, почему высота нижнего ионизированного слоя ночью представляется, по данным радиоизмерений, увеличенной.

В связи с этим Чэпман касается зеленой линии в свете ночного неба. Абсолютная фотометрическая интенсивность этого света была измерена лордом Рэлеем⁴¹; выраженная в квантах соответствующей величины (2,22 V), эта интенсивность позволяет заключить, что в каждую секунду в столбе атмосферы сечением в 1 см^2 $1,8 \cdot 10^8$ кислородных атомов совершают перескоки, связанные с испусканием зеленой линии; $1,8 \cdot 10^8$ квантов в 2,2 V составляют достаточно значительную часть ($1/23$) энергии $7 \cdot 10^8$ квантов в 13,6 V, которая доставляется в 1 сек. в течение дня для ионизации атомного кислорода. Энергия зеленой линии должна быть энергией диссоциации; эта энергия поглощается днем, а позднее (и даже ночью), благодаря соударениям при воссоединении, или иного рода реакциям диссоциировавших частиц, идет на образование метастабильно-возбужденных атомов кислорода. Так как интенсивность зеленой линии мало изменяется в течение ночи (хотя в течение целой ночи в столбе в 1 см^2 совершается 10^{13} перескоков), то число частиц, аккумулирующих солнечную энергию от дня к ночи, должно быть очень велико. Поэтому-то речь и идет о кислородных атомах.

Допущение о том, что нижний слой при 100 км ионизируется корпускулярным излучением Солнца, наталкивается, при рассмотрении радиусов действия (Reichweiten), на существенную трудность. При скорости в 1600 км/сек Ca^+ -ионы имеют в воздухе с давлением в 760 мм радиус действия в 0,15 см. Эквивалентный пробег в воздухе частиц, отвесно проникающих в атмосферу вплоть до высоты 100 или 80 км, должен быть равен по меньшей мере 1,5 или 10 см. Однако наиболее быстрые α -частицы имеют радиус действия лишь в 7 см. Делаемые Чэпманом попытки обойти эту трудность достаточно сомнительны; единственная возможность заключается в том, что при незначительной плотности в верхних слоях атмосферы частицы проникают дальше, нежели это можно предполагать, экстраполируя данные лабораторных опытов по закону эквивалентных масс. Во всяком случае, северное сияние говорит за то, что заряженные частицы солнечного происхождения проникают до высоты 80 км; таким образом нет повода думать, что нейтральные частицы (нейтроны?) проникают на меньшую глубину.

Из других видов излучения следует упомянуть о γ -лучах; γ -лучи Ra C сильнее всего поглощаются на высоте 26 км; β -лучи — на высоте около 50 км. Проникающее излучение как будто бы не имеет большого влияния на ионизацию высоких слоев атмосферы; Бендорф (H. Benndorf)¹⁵⁰ аналитически обна-

ружил значительное действие проникающего излучения лишь потому, что взял исключительно высокие значения коэффициентов воссоединения σ . Напротив, Гельберт ¹⁴⁷, — взгляды которого на ионизацию ¹⁴⁶⁻¹⁴⁸ сильно разнятся от взглядов Чэпмана, с которым он вообще мало считается, — полагает, что проникающее излучение создает на высоте от 50 до 70 км постоянный слабопроводящий слой, за счет которого следует отнести постоянство распространения длинных радио-волн. Однако вовсе нет необходимости в том, чтобы объяснять ионизацию на ночной стороне всесторонне проникающим космическим излучением. На таких высотах, где воссоединение происходит очень медленно, ночная ионизация может рассматриваться как остаток (Rückstand) дневной ионизации; там же, где ночь длинна (полярные зимы), в качестве ионизатора действуют заряженные корпускулы солнечного происхождения, проникающие на ночную сторону благодаря близости магнитного полюса. Активными могут быть лишь очень мягкие, но интенсивные компоненты проникающего излучения, не наблюдаемые вблизи поверхности Земли.

12. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ ЗАМЕЧАНИЕ

Электромагнитные волны дают нам ныне мощное орудие электрического исследования атмосферы. Нужно лишь пожелать, чтобы при этом достаточно хорошо учитывалась многообразная связь с земным магнетизмом, относительно которого имеется столь богатый материал наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

Общие изложения

1. S. Chapman, Some phenomena of the upper atmosphere (Bakerian Lecture), „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **132**, 353—374, 1931.
 2. J. Bartels, Die höchsten Atmosphärenschichten, Ergebnisse d. exakten Naturwiss., **7**, 114—157, 1928; „Die Naturwiss.“, **16**, 301—307, 1928.
 3. J. Bartels, Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung, Ergebnisse d. exakten Naturwiss., **9**, 38—78, 1930.
 4. G. M. B. Dobson, The uppermost regions of the earth's atmosphere (Halley Lecture), Oxford 1926, p. 22.
 5. Int. Research Council, Reports of the Commission appointed to further the study of solar and terrestrial relationships, 3 отчета 1926, 1929, 1931.
- Распространение через проф. Чэпмана (Imperial College of Science and Technology, South Kensington, London S. W. 7).

Аэрология

6. E. Frankenberger, Zur Steigerung der Höhenleistung von Registrierballonen, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **33**, 112—117, 1931.
7. A. Wigand, Hochfahrten von Registrierballonen, „Beitr. z. Phys. d. freien Atm.“, **17**, 286—289, 1931.

8. A. Wagner, *Klimatologie der freien Atmosphäre* (in W. Köppen u. R. Geiger, *Handbuch der Klimatologie*, Bd. I, T. F.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1931, S. 70.

9. A. Schedler, „Beitr. z. Phys. d. freien Atm.“, **7**, 88, 101, 1915.

10. F. M. Exner, *Dynamische Meteorologie*, 2 Aufl., S. 284, 1915.

11. Hann-Süring, *Lehrbuch der Meteorologie*, 4 Aufl., S. 302, Leipzig 1926.

Высокие облака. Сумерки

12. C. Störmer, Merkwürdige Wolken im Höhenintervall 23 bis 26 km über der Erde, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **32**, 63—68, 1931; „Geofysiske Publik.“, **5**, № 2, Oslo, 1927; **9**, № 4, Oslo, 1932; „Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. London“, **58**, 307—309, 1932.

13. O. Jesse, „Meteorol. Zeitschr.“, **1**, 127, 1884 и след. годы до **8**, 306, 1932.

14. A. de Quervain, „Meteorol. Zeitschr.“, **34**, 132—133, 1917.

15. K. Boll, „Meteorol. Zeitschr.“ **35**, 316, 1918.

16. V. Malzev, Luminous night clouds, „Nature“, **118**, 14, 1926.

17. C. Dorno, Beobachtungen der Dämmerung und von Ringerscheinungen um die Sonne 1911 bis 1917, Abhandl. Preuss. Meteorol. Inst., **5**, № 5, Berlin 1917.

18. A. Wegener, „Meteorol. Zeitschr.“, **42**, 402—405, 1925.

19. F. A. Lindemann u. C. M. B. Dobson, „Meteorol. Zeitschr.“, **43**, 102—103, 1926, mit Zusatz von A. Wegener.

20. L. Schwarz, Beobachtungen von leuchtenden Nachtwolken auf der Schneekoppe, „Meteorol. Zeitschr.“, **36**, 102—103, 1919.

21. W. Malsch, Leuchtende Bänder am Nachthimmel, „Das Wetter“, **39**, 61—63, 134—136, 1922.

22. M. Wolff, C. Hoffmeister, J. Hartmann, „Astron. Nachr.“, **215**, 353—356, 1922; **216**, 43—35, 89—91, 1922.

23. A. Peppler, Trübungserscheinungen in der Stratosphäre, „Zeitschr. angew. Meteorol.“ („Das Wetter“), **46**, 225—233, 1929.

23a. C. Hoffmeister, Ueber Leuchtstreifen und hellen Nachthimmel, „Zeitschr. angew. Meteorol.“, **49**, 267—272, 1932.

24. C. Störmer, Leuchtende Nachtwolken, „Meteorol. Zeitschr.“, **49**, 359, 1932.

25. P. Grunert u. H. Kleinert, Die Dämmerungserscheinungen (Probleme der kosmischen Physik, Band 10) Hamburg, H. Grand, 1927.

26. A. Wegener, Beobachtungen der Dämmerungsbögen und des Zodiakallichtes in Grönland, Sitz-Ber. Akad. Wien. Math.-naturw. Kl., Abt. 11a, **135**, 323, 1926.

27. Fr. Schmid, Das Zodiakallicht (Probleme der kosmischen Physik, B. 11), Hamburg, H. Grand, 1927.

28. Rolf Müller, Photographisch-photometrische Untersuchungen des Zodiakallichtes, „Zeitschr. Astrophys.“, **1**, 35—42, 1930.

29. E. O. Hulburt, The zodiacal light and the „Gegenschein“ as phenomena of the Earth's atmosphere, „Phys. Rev.“, (2) **35**, 1098—1118, 1930.

30. F. J. W. Whipple, The Great Siberian Meteor, „Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. London“, **56**, 287—304, 1930; обсуждения и дальнейшая литература.

31. R. Süring, Luftdruckwellen und leuchtende Nachtwolken infolge eines Meteorfalls, „Meteorol. Zeitschr.“, **47**, 490—492, 1930.

Геометрическая картина излучения

32. M. Milankovitch, *Mathematische Klimalehre* (in W. Köppen u. R. Geiger, *Handbuch der Klimatologie*, Band I, T. A.), Berlin 1930.

33. J. von Hann, *Handbuch der Klimatologie*, 4. Aufl., herausgegeben von K. Knoch, S. 104—110, Stuttgart 1932.

34. R. Gessler, Die Stärke der Sonnenbestrahlung usw., Abhandl. Preuss. Meteorol. Ins., **8**, № 1, 27 S. Berlin 1925.

Свет ночного неба

35. E. Wiechert, „Physikal. Zeitschr.“, **3**, 365, 1901/02.
36. H. D. Babcock, „Astrophys. Journ.“, **57**, 209—221, 1923.
37. Lord Rayleigh, The aurora line in the spectrum of the night-sky, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **100**, 367—368, 1928.
38. Lord Rayleigh, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **19**, 292—297, 1928.
39. Lord Rayleigh, The light of the night-sky, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **106**, 117, 1924; **109**, 428, 1925; **119**, 11, 1928.
40. H. S. Jones, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **126**, 246—259, 1930.
41. Lord Rayleigh, Absolute intensity of the aurora line in the night-sky, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **129**, 458—467, 1930.
42. J. Dufay, Spectre, couleur et polarisation de la lumière du ciel nocturne, „Journ. de phys. et le Radium“, (6), **10**, 219—240, 1929.
43. R. Ruedy, Das Licht des Nachthimmels und die grüne Linie 5577, 3 Å, „Naturwiss.“, **18**, 401—411, 1939.
44. Lord Rayleigh, On a night-sky of exceptional brightness, and on the distinction between the polar aurora and the night-sky, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **131**, 376—381, 1931.
- 44a. L. A. Sommer, „Z. Physik“, **57**, 592, 1929; **77**, 374—390, 1932.
45. J. C. Mc Lennan, The aurora and its spectrum (Bakerian Lecture), „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **120**, 327—357, 1928.
46. J. Bartels, „Naturwiss.“, **18**, 190—191, 1931.
47. J. Dufay: Les bandes d'émission de l'aurore polaire dans le spectre du ciel nocturne, „Comp. Rend.“, **193**, 1106—1108, 1931.

Падающие звезды

48. F. A. Lindemann u. G. M. B. Dobson, A theory of meteors etc., „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **102**, 411, 1923; **103**, 721, 1923.
49. F. A. Lindemann, „Nature“, **118**, 195—198, 1926.
50. C. M. Sparrow, Physical theory of meteors, „Astrophys. Journ.“, **63**, 90—110, 1926.
51. M. Radakovic, „Meteorol. Zeitsch.“, **43**, 441—455, 1926; **44**, 326—331, 1927.
52. H. B. Maris, A theory of meteors, „Terrestrial Magnetism“, **34**, 309—316, 1929.
53. A. Wegener, Anfangs- und Endhöhen grosser Meteore, „Meteorol. Zeitschr.“, **44**, 281—284, 1927.
54. S. Kahlke, Meteorschweife und hochatmosphärische Windströmungen, „Ann. d. Hydrographie“, **48**, 293—299, 1921.

Озон

55. F. W. P. Götz, Das atmosphärische Ozon, Ergebn. d. kosmischer Physik, **1**, 180—235, Leipzig 1931.
56. Ch. Fabry et H. Buisson, L'absorption des radiations dans la haute atmosphère, Mémorial des Sciences Phys.; Fasc. 11, Paris 1930.
57. Rapport de la Réunion de l'ozone et de l'absorption atmosphérique, mis en ordre par Ch. Fabry, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **24**, 1—77, 1929.
58. G. M. B. Dobson, The ozone in the earth's upper atmosphere, „Beitr. z. Phys. d. freien Atm.“, **16**, 76—85, 1929.
59. G. M. B. Dobson и сотрудники, Measurements of the amount of ozone etc., „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **110**, 660—693, 1926; **114**, 521—541, 1927; **122**, 456—486, 1929; **129**, 411—433, 1930.
60. F. W. P. Götz a. G. M. B. Dobson, Observations of the height of the ozone, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **120**, 251—259, 1928; **125**, 292—294, 1929.
61. F. W. P. Götz u. R. Ladengurg, Ozongehalt der unteren Atmosphärenschichte, „Naturwiss.“, **19**, 373—374, 1931.
62. E. H. Gowan, The effect of ozone on the temperature of the upper

atmosphere, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **120**, 655—669, 1928; **128**, 531—550, 1930. (Cp. 55, p. 225).

63. G. M. B. Dobson, A photoelectric spectrophotometer for measuring the amount of atmospheric ozone, „Proc. Phys. Soc. London“, **43**, 324—337, 1931.

64. R. J. Strutt, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **94**, 260, 1918.

65. H. Pelzer, „Ann. d. Physik“, **83**, 362—384, 1927.

66. H. Hellmann, Über das Auftreten von Ionen beim Zerfall von Ozon und die Ionisation der Stratosphäre, „Ann. d. Phys.“, (5), **2**, 707—732, 1929.

67. S. Chapman, A theory of upper atmospheric ozone, Memoirs Roy. Meteorol. Soc. London, **3**, 103—125, 1930; On ozone and atomic oxygen in the upper atmosphere, „Phil. Mag.“, **10**, 345—352, 369—383, 1930.

68. G. Herzberg, „Naturwiss.“, **20**, 577, 1932.

69. O. Hoepfer, Untersuchungen über Sonnen- und Himmelsstrahlung, Veröff. meteorol. Obs. Aachen 1932.

69a. D. Chalonge, Sur la répartition de l'ozone dans l'atmosphère, „Journ. de phys. et le Radium“, (7) **3**, 21—42, 1932.

З В У К

70. P. Duckert, Über die Ausbreitung von Explosionswellen in der Atmosphäre, Ergebn. d. Kosm. Phys., **1**, 236—290, Leipzig 1931.

71. O. Meisser, Luftseismik, Handb. d. Experimentalphys., **25**, T. III. Leipzig 1930.

72. A. Wegener, Akustik der Atmosphäre, Müller-Pouillet, Lehrb. d. Phys. **5**, T. I. Braunschweig 1928.

73. G. Angenheister, Das Problem der Schallausbreitung, „Meteorol. Zeitschr.“, **43**, 467—471, 1926.

74. H. Bannendorf, Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre, „Physikal. Zeitschr.“, **30**, 97—115, 1929.

75. H. Hergesell u. P. Duckert, Die Ergebnisse der Sprengungen zu Forschungszwecken in Deutschland usw. Arbeiten d. Preuss. Aeron. Obs. Londenberg, **16**, H. B. 1927; H. D. 1929.

76. J. Kölzer, Beobachtungsergebnisse über Schallausbreitung auf nahe Entfernungen und Schlussfolgerungen zum Problem der anomalen Schallausbreitung, Abhandl. Preuss. Meteorol. Inst., **10**, N^o. 1, S. 27, Berlin 1932.

77. B. Sandmann, Beiträge zur Schallfortpflanzung, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **28**, 241—278, 1930.

78. E. Wiechert, Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre, „Meteorol. Zeitschr.“, **43**, 81—91, 1 1926.

79. B. Gutenberg: Schallgeschwindigkeit und Temperatur in der Stratosphäre, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **27**, 217—225, 1930.

80. O. Meisser, Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen, „Physikal. Zeitschr.“, **30**, 170—175, 1929.

81. F. J. W. Whipple, The detonating meteor of 1926, sept. 6. An instance of an outer zone of audibility, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, Geophys. Suppl., **2**, 89—96, 1928.

82. F. J. W. Whipple, The investigation of air waves from explosions. Progress in England, „Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. London“, **57**, 331—335, 1931; **58**, 471—478, 1932.

83. E. Schrödinger, Zur Akustik der Atmosphäre, „Physikal. Zeitschr.“, **18**, 445—453, 567, 1917.

Давление и состав

84. S. Chapman a. E. A. Milne, The composition, ionisation and viscosity of the atmosphere at great heights, Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. London, **46**, 357—398, 1920.

85. H. B. Maris, The upper atmosphere, „Terrestrial Magnetism“, **33**, 233—255, 1928; **34**, 45—53, 1929.

86. P. S. Epstein, Settling of gases and constitution of the atmosphere, „Phys. Rev.“, (2), **33**, 269—270, 1929; Über Gasentmischung in der Atmosphäre, „Gerlands Beitr. z. Geophys.“, **35**, 153—165, 1932.

87. J. H. Jeans, „Bull. Mount Weather Observ.“, **2**, 347, Washington 1910.

88. J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase, Braunschweig 1926.

89. Helge-Petersen, On the influence on the composition of the air of a possible high temperature in the highest strata of the atmosphere, Publ. Danm. Meteorol. Inst., No. 6, Kopenhagen 1928.

90. Helge-Petersen, Diskussion mit W. Anderson, „Phys. Zeitschr.“, **28**, 510—513, 1927; **29**, 232—233, 492—493, 1928.

Данные земного магнетизма

91. C. Angenheister u. J. Bartels, Das Magnetfeld der Erde. Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik, B. **25**, T. I, Leipzig 1928.

92. J. Bartels, Bericht über die Fortschritte unserer Kenntnisse vom Magnetismus der Erde, Geographisches Jahrbuch, **40**, 316—373; **44**, 1—36. Gotha, J. Perthes, 1926 und 1930.

93. J. Bartels, Terrestrial magnetic activity and its relations to solar phenomena, „Terrestrial Magnetism“, **37**, 1—52, 1932.

94. S. Chapman, On the theory of the solar diurnal variation of terrestrial magnetism, Phil. Trans. London, (A), **122**, 369—386, 1929.

95. S. Chapman, The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism, Phil. Trans. London, (A), **218**, 1—1189, 1919.

96. S. Chapman, The lunar diurnal magnetic variation at Greenwich and other observatories, Phil. Trans. London, (A), **225**, 49—91, 1925.

97. J. Bartels, Gezeitenschwingungen der Atmosphäre, Wien-Harms. Handb. d. Experimentalphysik, **25**, T. I, 163—210, Leipzig 1928.

98. S. Chapman, The influence of a solar eclipse upon upper atmospheric ionization, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **92**, 413—420, 1932.

99. J. C. P. Miller, Map of the corpuscular eclipse track of 1932 August, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **92**, 421—422, 1932.

99a. G. Millington, Ionization charts of the upper atmosphere, „Proc. Phys. Soc. London“, **44**, 580—593, 1932.

100. T. G. Cowling, On the radial limitation of the sun's magnetic field, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **90**, 140—154, 1929.

101. C. Störmer, Über die Probleme des Polarlichtes, Ergebn. d. kosm. Phys., **1**, 1—86, Leipzig 1931.

102. E. Brüche, Jahrbuch d. Forschungs-Inst. der AEG **2**, 1930; „Naturwiss.“, **18**, 1085—1093, 1930; „Zeitschr. f. Astrophys.“ **2**, 1931; „Terrestrial Magnetism“, **36**, 41—52, 1931.

103. A. Schuster, „Phil. Trans. Roy. Soc. London“, (A), **180**, 467—518, 1889; **208**, 163—204, 1907.

104. Balfour Stewart, Encyclopaedia Britannica, 9 th. ed., **16**, 181—184, 1878.

105. A. Schuster, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **85**, 45—50, 1911.

106. S. Chapman a. V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, „Nature“, **126**, 129—130, 1930; „Terrestrial Magnetism“, **36**, 77—97, 171—186, 1931; **37**, 147—156, 1932.

107. Ad. Schmidt, Über die Ursache der magnetischen Stürme, „Meteorol. Zeitschr.“, **16**, 385—397, 1899.

108. S. Chapman, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **95**, 61—83, 1918; **115**, 242—267, 1927.

109. F. A. Lindemann, Note on the theory of magnetic storms, „Phil. Mag.“, **38**, 669—684, 1919.

110. S. Chapman a. V. C. A. Ferraro, Solar Streams of corpuscles, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **89**, 456—479, 1929.

111. V. C. A. Ferraro, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **91**, 174—187, 1930.

112. E. A. Milne, On the possibility of the emission of highspeed atoms from the sun and stars, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **86**, 459, 578, 1926.

113. E. A. Milne, im Handbuch d. Astrophys., **3**, 1. Hälfte, 173—183, Berlin, J. Springer, 1930.
114. E. A. Hulburt. The origin of the aurora borealis, „Terrestrial Magnetism“, **33**, 11—13, 1928; „Phys. Rev.“, (2), **32**, 993—996, 1928 (дискуссия Чэпманом).
115. H. B. Maris a. E. O. Hulburt, A theory of aurorae and magnetic storms „Phys. Rev.“, (2), **33**, 412—431, 1929.
116. E. O. Hulburt, The ultraviolet light theory of aurorae and magnetic storms, „Phys. Rev.“, (2), **34**, 344—351, 1929; **36**, 1560—1569, 1930.
117. S. Chapman, On solar ultraviolet radiation as the cause of auroral and magnetic storms, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, Geophys. Suppl. **2**, 296—300, 1930.
118. Интернациональные характеристические числа обрабатываются и публикуются Нидерландским метеорологическим Институтом в журналах „Terrestrial Magnetism“, „Atmospheric Electricity“ и „Meteorologische Zeitschrift“ (о значении характеристических чисел ср. Ad. Schmidt, „Meteorol. Zeitschr.“, **33**, 481—492, 1916 и J. Bartels „Terrestrial Magnetism“, **37**, 1—52, 1932).
- 118a. J. A. Fleming, The Scientific Monthly, **39**, 499—530, 1932.
119. C. Chree a. J. M. Stagg, Recurrence phenomena in terrestrial magnetism, Phil. Trans. London, (A), **227**, 21—62, 1927.
120. J. M. Stagg, Meteorological Office London, Geophysical Memoirs, **4**, No. 10, p. 8, 1927.
121. H. U. Sverdrup, Magnetic etc. results, Maud-Expedition, 1918—1925, Carnegie Inst. Washington, Publ. № 175, v. 6, 1927.
122. W. J. Peters a. C. C. Ennis, The 27-day recurrence in earth currents, „Terrestrial Magnetism“, **31**, 57—70, 1926.
123. F. Schindelbauer, „Naturwiss.“, **20**, 672, 1932.
124. W. M. H. Greaves a. H. W. Newton, On the recurrence of magnetic storms, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **89**, 641—646, 1929.
125. Internat. Astron. Union, Bull. for character. figures of solar phenomena, Eidgen. Sternwarte, Zurich. C 1928 г. 4 раза в год; наблюдения за 1923—1928 г., сведенные Бруннером, выпущены в 1932 г. в Цюрихе. Числа за 1928—1930 г. исправлены Броуном.
- H. C. Brown, „Terrestrial Magnetism“, **35**, 237—244, 1930; **36**, 345—348, 1931.
126. A. W. Lee, Meteorol. Office, Profes. Notes, № 56, London 1930.
127. J. Bartels, „Naturwiss.“, **19**, 190—191, 1931.
128. W. M. H. Greaves u. H. W. Newton, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **88**, 556—567, 1928; **89**, 84—92, 1929.
129. G. E. Hale, „Astrophys. Journ.“, **73**, 379—412, 1931; W. Grotrian, „Naturwiss.“, **20**, 55—56, 1932.
130. W. M. H. Greaves a. H. W. Newton, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. London, **88**, 556—567, 1928.
131. Ch. Maurain, „Ann. Inst. Phys. du Globe“, Paris, **5**, 86—96, 1927.
132. J. M. Stagg, Meteorol. Office, Geophysical Memoirs, № 42, London, 1928.
133. H. B. Maris, „Phys. Rev.“, (2), **37**, 1680—1681, 1931; **39**, 509—514, 1932.
134. J. Bartels, Eine universelle Tagesperiode der erdmagnetischen Aktivität, „Meteorol. Zeitschr.“, **42**, 147—152, 1925.
135. J. Bartels, „Naturwiss.“, **12**, 194—195, 1924.
136. Ad. Schmidt, „Meteorol. Zeitschr.“, **42**, 238—241, 1925.
137. B. Rolf, Giant Micropulsations at Abisko, „Terrestrial Magnetism“, **36**, 9—14, 1931.
138. Leiv. Harang, Observations of micropulsations in the magnetic records at Tromsø, „Terrestrial Magnetism“, **37**, 57—61, 1932.
139. S. Chapman a. J. M. Stagg, On the variability of the quiet-day diurnal magnetic variation, „Proc. Roy. Soc. London“, (A), **123**, 27—53, 1929; **130**, 668—697, 1931.

140. J. Bartels, Use of magnetic data for investigating radiation from the sun, *Trans. Amer. Geophys. Union, Twelfth Annual Meetg.*, 126—131, Washington 1931.

141. J. Bartels a. W. J. Rooney, A typical case of variability of quiet-day diurnal variation in terrestrial magnetism and earth currents, „*Terrestrial Magnetism*“, **37**, 53—55, 1932.

142. J. Bartels, Statistical methods for research on diurnal variations, „*Terrestrial Magnetism*“, **37**, 291—302, 1932.

Ионизация

143. S. Chapman, The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, „*Proc. Phys. Soc. London*“, **43**, 26—45, 483—501, 1931.

144. K. Försterling u. H. Lassen, Die Ionisation der Atmosphäre und die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen über die Erde, „*Z. techn. Phys.*“, **12**, 453—469, 502—527, 1931.

145. E. O. Hulburt, Ions and electrical currents in the upper atmosphere of the earth, „*Phys. Rev.*“, (2), **34**, 1167—1183, 1929.

146. E. O. Hulburt, Ionization in the upper atmosphere. Variation with longitude, „*Phys. Rev.*“, (2), **35**, 240—247, 1930.

147. E. O. Hulburt, Atmospheric ionization by cosmic radiation, „*Phys. Rev.*“, (2), **37**, 1—8, 1931.

148. E. O. Hulburt, Tables of the ionization in the upper atmosphere, „*Phys. Rev.*“, **33**, 977—992, 1932.

149. E. V. Appleton a. R. Naismith, Some measurements of upper-atmospheric ionisation, „*Proc. Roy. Soc. London*“, (A), **137**, 36—54, 1932.

150. H. Bendorff, Über den durch die Hess'sche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten, „*Physikal. Zeitschr.*“, **27**, 686—692, 1926.