

ВЫСШИЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ ¹.

И. Бартельс, Берлин-Эберсвальде.

I. Введение. Данные аэрологии. II. Рассеяние в мировое пространство. III. Некоторые оптические явления. IV. Полярное сияние. а) Положение. Возникновение. б) Спектр. V. Озон. а) Качественное исследование. б) Методы количественного измерения. в) Данные исследования количественного содержания озона. д) Высота слоя озона. е) Температура. Биологическое значение. VI. Распространение звука. VII. Давление и состав. VIII. Данные земного магнетизма. а) Системы токов солнечных суточных вариаций. б) Основная мысль объяснения. в) Лунные вариации. д) Данные относительно электропроводности. е) Затруднения. ф) Магнитные возмущения. г) Другие вариации. IX. Электромагнитные волны. X. Ионизация. а) Общее. б) Ультрафиолетовое излучение солнца. в) Приложение теории Шаха. д) Солярные γ -лучи. е) Проникающее излучение. ф) Солярное корпускулярное излучение. г) Обзор данных об электропроводности. XI. Перечень литературы.

I. ВВЕДЕНИЕ. ДАННЫЕ АЭРОЛОГИИ.

В настоящее время метеорологические измерения в свободной атмосфере производятся визуально при подъемах на свободном аэростате лишь попутно или для специальных целей. Чтобы установить распределение ветра в высоте, достаточно теодолитного наблюдения с земли за движением небольших свободных шаров-пилотов; давление, температура, подчас также влажность и скорость ветра регистрируются легкими метеорографами, поднятыми на змеях и свободных или привязных аэростатах без наблюдателя. Высоты свыше 10 км достигают только свободные шары-зонды. Резиновую оболочку последних наполняют несколькими куб. метрами

¹ Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. B. VII. J. Springer. Berlin, 1928.

водорода и закупоривают. Баллон свободно поднимается, расширяясь по мере уменьшения атмосферного давления, пока его оболочка не лопнет. Поднятый на баллоне метеорограф, прикрепленный к парашюту или к другому меньшему баллону, медленно опускается с достигнутой высоты, которая зависит только от прочности и однородности резины. Многие такие подъемы превышают 20 км. Максимальная высота подъемов с регистрацией была достигнута в 1913—1914 гг. в Батавии и равнялась 31 км (6); шары-пилоты змейковой станции в Фридрихсгафене достигали 32 км.

Аэрологические подъемы показали, что атмосфера разделяется на два существенно различных слоя, лежащих один над другим; граница между ними проходит на экваторе приблизительно на высоте 16 км, в средней Европе на 10,5 км, на полюсах лишь немного ниже. В нижнем слое, тропосфере, температура, как правило, понижается с высотой, примерно, на $5^{\circ}\text{C}/\text{км}$; облака образуются почти исключительно только в этом слое (ср., однако, стр. 198). В верхнем слое, стратосфере, напротив, вертикальное распределение температуры весьма равномерно; в направлении вверх она очень медленно повышается. В связи с тем, что над экватором граница тропосферы расположена выше, стоит то обстоятельство, что на той же высоте (например 17 км) стратосфера над экватором холоднее (-80°), чем над средней Европой (-54°). При упомянутых подъемах в Батавии низшая средняя температура оказалась на высоте 17 км и равнялась -85° ; в одном случае были измерены -92° на высоте 15,5 км. На больших высотах температура снова повышалась (-55° на 26 км).

Теорию такого разделения атмосферы дали Р. Эмден и др. Водяные пары атмосферы обладают инфракрасным спектром поглощения, и благодаря этому атмосфера меньше поглощает падающее сверху горячее солнечное излучение, чем темное излучение земной поверхности и самой атмосферы. Под влиянием восходящих и нисходящих потоков лучистой энергии образуется нижний неустойчивый слой (тропосфера), — температурные условия которого определяются, выражаясь обычным способом, конвекцией (переме-

шиванием) и адвекцией (горизонтальным перемещением воздуха),— и высший, устойчивый, почти изотермичный слой около -54° (стратосфера), температура которого по направлению вверх, повидимому, медленно стремится к предельному значению около -20° С.

О состоянии более высоких слоев можно заключать в настоящее время лишь косвенным образом. Остается открытым вопрос, удастся ли послать регистрирующие приборы на еще большие высоты, хотя бы посредством ракет. И. Кёльцер сконструировал ракетный метеорограф, у которого на барабане, приводимом во вращение часовым механизмом, регистрируются атмосферное давление и температура. Прибор укрепляется в головной части ракеты; в высшей точке полета автоматически раскрывается парашют, на котором прибор опускается вниз, производя регистрацию во время спуска. При испытаниях, пока еще немногочисленных, прибор выдерживал ускорения около 50 м/сек^2 , причем достигалась высота 700 м. Метеорографснаряд А. Виганда (9) устроен без часового механизма; показания анероида во время падения парашюта регистрируются фотографически на особом барабане, приводимом во вращение биметаллическим термометром (температура отмечается в функции давления). Следя за опускающимся парашютом посредством теодолита, можно получить сведения и о направлении и скорости ветра. Кроме того было предложено определять ветер больших высот по движению искусственных дымовых облачков (8), получаемых посредством выстрела, или по отклонению пули, направленной вертикально вверх (7). Французы употребляли во время войны шары-пилоты, к которым были прикреплены петарды, взрывавшиеся через заранее установленные промежутки времени и звук которых регистрировался на земле на нескольких станциях (9а).

Во всяком случае, высоты свыше 30 км, так же как и глубины более 10 км, до сих пор непосредственно доступны нам не больше, чем луна или другое небесное тело. Однако есть различные возможности косвенно заключать о составе и состоянии высших слоев атмосферы. Важнейшие из этих теоретических и эмпирических методов и данные, получен-

ные ими, будут обсуждены ниже; при этом некоторые отделы изложены несколько короче, причем дано указание на соответствующие другие обзоры. Природа геофизических проблем такова, что приходится входить в обсуждение многих рискованных гипотез, разрешение коих пока невозможно.

II. Рассеяние в мировое пространство.

Если бы атмосфера вращалась с тою же угловой скоростью, как твердая земля, то на окружности радиуса 42 000 км (6,6 земных радиусов) в экваториальной плоскости центробежная сила и сила тяготения уравнивались бы. М. Смолуховский (11) исследовал, при каких условиях эта окружность превращается в поверхность, замкнутую у полюсов. Если положить, что вдоль пограничной поверхности давление всюду одинаково и что внутри нее атмосфера вращается, а вне ее покоится, то поверхность принимает форму сфероида с полярным радиусом 28 000 км. Этот расчет, вошедший в некоторые учебники, имеет, однако, по ряду причин лишь чисто академическое значение, так как на таком расстоянии плотность атмосферы практически равна нулю; подсчет дает там одну молекулу в объеме куба с ребром в 10^{75} км, в то время как расстояние до некоторых спиральных туманностей равно лишь 10^6 световым годам $= 10^{19}$ км.

Вопрос, при каких условиях планета в состоянии своим притяжением компенсировать стремление к расширению своей атмосферы, нагляднее всего решается представлениями кинетической теории газов (10,12). Тело, вначале покоившееся и притягиваемое к земле с очень далекого расстояния, достигает ее поверхности со скоростью $c_0 = \sqrt{2ga} = 11$ км/сек (g — ускорение силы тяжести, a — земной радиус). Обратно, тело, удаляющееся от земли со скоростью большей 11 км/сек, уйдет от нее по гиперболе и более к ней не вернется. По закону Максвелла-Больцмана о распределении скоростей в воздухе всегда присутствуют молекулы со скоростью большей c_0 , и на достаточно больших высотах (свыше 800 км) почти все молекулы, летящие от земли, не встретят

на своем пути других молекул и поэтому окажутся потерянными для земли.

Если характеризовать поле тяготения планеты предельной скоростью c_0 , а газ средней скоростью c его молекул ($c^2 = \frac{3RT}{M}$, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура, M — молекулярный вес), то по Джинсу (10) время t , за которое планета теряет столько газа, сколько содержится в атмосферном слое толщиной в 1 см, расположенном в начале внешней, считаемой изотермической части атмосферы, определяется так:

$$t = \frac{4,34}{c} \cdot \frac{e^{\frac{3}{2}c_0^2/c^2}}{1 + \frac{3}{2}\frac{c_0^2}{c^2}} \text{ сек.}$$

t тем меньше, т. е. атмосфера рассеивается тем быстрее, чем больше c , т. е. чем выше температура или чем меньше молекулярный вес газа. Для земной атмосферы, состоящей из водорода при 30°C , t равнялась бы 10^7 годам, при 300°C $t=1$ суткам, при 500°C $t < 1$ сек. Джинс решил это уравнение относительно c для различных небесных тел (при заданном c_0); таблица дает критические средние молекулярные скорости c , относящиеся к различным значениям времени рассеяния t .

	Масса (земля= =1)	Радиус в км	Ускорение силы тяжести на поверхности (земля=1)	Предельная скорость c_0 км/сек	Критическая средняя скорость молекул c (км/сек) для		
					$t=1$ сутки	$t=10$ лет	$t=10^6$ лет
Солнце .	300 000	696 000	27,9	620	140	130	110
Земля . .	1	6 370	1,0	11	2,7	2,4	2,1
Меркурий	0,06	2 232	0,41	4,5	1,1	1,0	0,8
Луна . .	0,0123	1 740	0,165	2,4	0,60	0,54	0,46

Уже ничтожные различия в средней молекулярной скорости c вызывают сильное колебание времени рассеяния.

Последние три столбца этой таблицы следует сравнить с нижеприведенными данными относительно c для нескольких газов при различных температурах.

Молекулярный вес		Средняя скорость молекул в км/сек при температуре:			
		—100° C	30° C	300° C	7.000° C
2	Водород	1,46	1,94	2,66	9,45
4	Гелий	1,09	1,38	1,90	
18	Водяной пар	0,49	0,63	0,88	
32	Кислород	0,37	0,46	0,67	
44	Углекислота	0,31	0,39	0,57	

Таким образом солнце, при его большой силе притяжения, потеряет вследствие теплового движения лишь исчезающе мало газа, несмотря на высокую температуру последнего. Земля сохранит свою атмосферу на геологические времена. Близкий к солнцу Меркурий обладает столь высокой температурой, что на нем вряд ли можно предполагать атмосферу, а для луны теория и наблюдение совпадают в том, что на ней нет ни атмосферы, ни, следовательно, жидкой воды.

III. Некоторые оптические явления.

Сумерки (13) в своем разнообразном проявлении нагляднее всего свидетельствуют о наличии атмосферы на больших высотах. Градации света и красок не вполне непрерывны; скорее можно установить различные сумеречные дуги, объясняемые слоистым строением атмосферы. Однако количественные данные довольно недостоверны. По исчезанию обычных сумерок при солнечной депрессии около 16° под горизонтом можно заключить о высоте освещенного воздушного слоя около 60 км. Две послесумеречные дуги, замеченные А. Вегенером (23) в Гренландии, приписываются им рассеянию света на высоте более 700 км; возможно, что и зодиакальный свет (20) принадлежит к атмосферным сумеречным явлениям.

В связи с извержением вулкана Кракатау (Зондские острова, 1883) по всему земному шару наблюдались необыкновенные сумерки; они были объяснены замутнением верхней атмосферы извергнутыми, очень медленно оседающими частицами пепла. Подобные явления отмечались и при последующих вулканических извержениях, например после извержения Катмаи на Аляске в 1912 г. (12а). Характерно красное кольцо Бишопа вокруг солнца, имевшее, например, по Дорно, внутренний диаметр 23° , внешний в 43° , при 20° солнечной высоты.

Впервые удалось точно определить высоту у светящихся ночных облаков, появление которых совпало с аномальными сумерками. Начиная с 1885 г., с середины мая по июнь, в Берлине наблюдались серебристые светлые облака, державшиеся до полуночи. Йессе (14) фотографировал эти облака, освещенные рассеянным солнечным светом, одновременно из разных мест (Штеглиц, Ратенау, Науэн); по смещению облаков относительно звезд он нашел высоту от 82 до 83 км. Высота держалась чрезвычайно постоянной. Блеск облаков убывал из года в год до 1890 г., когда наблюдения прекратились; в последние годы перед исчезновением в облаках замечались волны, как у перистых (cirra). Облака двигались преимущественно с востока на запад со скоростью около 100 км/сек. Подобные же облака наблюдались и недавно (18). В. Мальцев (17) отвергает вулканическую теорию, так как серебристые облака наблюдались ежегодно независимо от извержений. А. Вегенер (22) не считает возможным, чтобы вулканический пепел достигал высоты 80 км; его мнение, что здесь налицо ледяные облака подобные обычным перистым, не разделяется Линдеманом и Добсоном. Ясность могли бы внести только дальнейшие фотограмметрические исследования. Штёрмер (21) в 1926 г. наблюдал радужные облака на своих фотограмметрических полярных станциях в Норвегии и в одном случае определил высоту в 27 км; облако двигалось к O-S-O со скоростью 75 м/сек.

Метеориты или падающие звезды появляются в среднем на высоте 120 км, иногда до 200 км, и исчезают приближи-

тельно на 40 км ниже. Они состоят из железа или камня и часто не крупнее горошины. Вследствие своей большой скорости (10 до 100 км/сек) они сжимают воздух впереди себя; при этом сжатии развивается столько тепла, что метеорит испаряется нацело, если его масса недостаточно велика, чтобы ее хватило до земли. Добсон и Линдеман (16) пытались по наблюдаемым данным заключить о плотности воздуха вдоль пути метеорита; эта плотность оказывается по их расчетам столь велика, что атмосфера должна быть разреженнее, чем принимают обычно, и кроме того в областях выше 50 км температура воздуха должна доходить до 300° абс. Хотя это следствие подтверждается иными наблюдениями (ср. стр. 218), Спарроу¹ взял под сомнение самый путь умозаключений, и действительно, теоретические основы его кажутся недостоверными. Также и Вегенер (24), исследовавший начальные и конечные высоты больших метеоров, считает преждевременным делать отсюда заключения о слоистости атмосферы.

Иногда метеоры оставляют светящийся хвост, видимый в течение нескольких секунд. По отклонению этих хвостов можно определить направление ветра на высоте (15). Повидимому и в этих высоких слоях направление ветра зависит как от места, так и от времени (ср., впрочем, стр. 230). Между 30 и 80 км высоты в Европе и Сев. Америке господствуют восточные ветры, над ними — западные.

IV. Полярное сияние.

а) Положение, возникновение. Положение полярного сияния в пространстве хорошо известно по норвежским стерео-фотограмметрическим измерениям (42, 45). Ни одно измерение не относится к высоте меньшей 77 км; чаще всего нижняя граница лежит приблизительно между 100 и 110 км. Из различных видов полярного сияния дуги и занавесы не доходят, повидимому, выше 200 км; лучи же поднимаются много дальше. Первоначально (1913 г.) найденные макси-

¹ Ср. сообщения Радаковича (19).

мальные высоты 300 км, совпавшие со временем слабой солнечной деятельности, оказались превзойдены, во время особенно сильных возмущений 1920 г., лучами, достигшими 800 км; 8 сентября 1926 г. (41) диффузные серо-фиолетовые виды занавесей были отмечены на высоте более 1 000 км. Лучи, достигающие большой высоты, имеют, как правило, и высоко лежащую нижнюю границу.

По теориям Биркеланда (Birkeland) и Штёрмера (81) полярное сияние, бесспорно, — свечение атмосферных газов, возбужденных корпускулярным излучением солнца. Такое представление объясняет многие частности, например: усиление полярных сияний во время максимума одиннадцатилетнего периода солнечных пятен; связь с возмущениями магнитного поля земли; совпадение направления лучей с силовыми линиями последнего; наибольшая частота кольцевых зон около обоих магнитных полюсов. Зато неразрешенными остаются вопрос о природе частиц и то обстоятельство, что в течение их 36-часового пути от солнца до земли рой их не рассеивается вследствие электростатического взаимного отталкивания между ними.

Едва ли можно допустить, что выше 500 км атмосфера в нормальном состоянии еще настолько плотна, что может светиться, как на высоте 100 км. Полярное сияние достигает наибольших высот как раз при сильных магнитных возмущениях, и это наводит на мысль, что под электростатическим действием прибывших зарядов атмосферная оболочка земли испытывает временное расширение, подобно заряженному мыльному пузырю. Этим эффектом объяснились бы некоторые характерные особенности магнитных бурь; но количественный подсчет указывает, что заряд атмосферы, повидимому, недостаточен. Штёрмер (43, 44) недавно обнаружил, что наиболее высокие лучи возникают всегда только в таких частях атмосферы, которые еще освещаются прямыми солнечными лучами; однозначного объяснения нет.

б) Спектр. По спектру полярного сияния можно заключить о составе атмосферы в тех высотах, где оно появляется, т. е. свыше 80 км. Пока держалось представление о диффузионном распределении атмосферы (ср. стр. 221), шли

поиски спектральных линий наиболее легких газов, водорода и гелия, вполне, однако, безуспешные. Зато были обнаружены отрицательные полосы азота, принадлежащие, по В. Вину (49), однократно положительно ионизованным молекулам его.

Давно было известно, что преобладающая у полярного сияния характерная желто-зеленая окраска вызывается сильной линией $5577 \text{ \AA}$, но только в последние годы удалось приписать эту линию уже известному элементу. Замечательна история этого открытия: Э. Вихерт (48) установил, что эта линия видна в спектре ночного неба каждый ясный вечер, также и при лунном свете. Рэлей (38) сообщил о спектроскопе, приспособленном для визуального наблюдения. Ему удавалось фотографировать эту линию с помощью светосильного спектрографа малой дисперсии ($300 \text{ \AA/мм}$), причем из каждых трех ночей две давали удачные снимки (в Англии) (37). Яркость линии колеблется в 3—4 раза, но без видимой связи с магнитными возмущениями. У настоящего полярного сияния видны кроме того полосы азота, которых в спектре ночного неба не бывает. Интенсивность „non-polar аулога“ вне полярных зон мало изменяется с географической широтой. Рэлей дополняет эти наблюдения визуальной фотометрией света ночного неба, причем спектр подразделяется им соответственно фильтрам красному, желто-зеленому и голубому (39). Дюфэй (J. Dufay) (27) измерил отношение яркости линии полярного сияния к общей яркости непрерывного спектра ночного неба между 4960 и $6000 \text{ \AA}$; спектрограф был направлен приблизительно на полюс неба. Стояние энергии излучения линии полярного сияния к энергии указанной части спектра колебалось между $0,22$ и $0,33$.

Г. Д. Бэбкоку (H. D. Babcock) (25) в Пасадене и на Моунт-Вильсон удалось очень точно измерить длину волны зеленой линии; он просто направлял на ночное небо в течение нескольких часов обыкновенную фотографическую камеру, соединенную с интерферометром Фабри-Перо. Удивительно, что свет луны и звезд так мало искажал систему интерференционных колец, что съемка была возможна

почти каждую ночь между первой и последней четвертью луны, даже при некоторой облачности. Успешно наблюдалась интерференция при разности хода лучей до 85 000 длин волн. Из резкости интерференционных колец следует, что данная линия простая и не шире $0,035 \text{ \AA}$. Длина волны равна $5577,350 \pm 0,005 \text{ \AA}$.

Среди гипотез о происхождении зеленой линии, представляющих сейчас главным образом исторический интерес, следует упомянуть гипотезу азотной пыли Вегарда (Vegard) (46, 47). Основываясь на опытах в Лейденской криогенной лаборатории, где исследовались полосатые спектры отвердевших газов под действием катодных лучей, Вегард приписал линию полярного сияния полосатому спектру азота; он предположил, что в высших слоях атмосферы носят твердые пылинки азота, поддерживаемые взаимным электростатическим отталкиванием. В последовавшей дискуссии нужно отметить указание Г. Пельцера (36), что в лучистом равновесии между излучениями земли и солнца в высоких слоях атмосферы невозможна столь низкая температура — даже в теневой стороне земли, — какая требуется для заморзания азота (-210° C).

Мак-Леннаны (31, 32) [ср. сообщение В. Гротриана (28)] первому удалось получить зеленую линию в лабораторных условиях. Она принадлежит атомному кислороду; яркость ее наибольшая, когда давление кислорода в разрядной трубке равно 2 мм Hg, и растет с силой разрядного тока (токи до 0,165 А). Зеленая линия лишь редко получалась уже при первом разряде; повидимому требуется значительное время, чтобы достаточное количество кислорода перешло в состояние, необходимое для излучения характерных полярных лучей. Странным образом зеленая линия усиливается от примеси инертных газов в кислороде: при наблюдении в продольном направлении, разрядной трубки длиной в 1 м, где находилась смесь кислорода (парциальное давление 1 мм Hg) и аргона (10 мм Hg), при токе 0,033 А и экспозиции 45 мин., — зеленая линия на фотографическом снимке оказалась в 85 раз ярче, чем в чистом

кислороде при давлении 2 мм Hg, токе 0,060 А и экспозиции 9 часов; в спектре O_2 — одна только кислородная линия $6158 \text{ \AA}$ ярче, чем $5577 \text{ \AA}$. Такое влияние условий возбуждения облегчает ответ на вопрос, почему в спектре полярного сияния не видно и других линий кислорода, если $5577 \text{ \AA}$ относится к кислороду. Нужно допустить, что условия в верхних слоях атмосферы гораздо более усиливают линию $5577 \text{ \AA}$ сравнительно с другими, чем примесь аргона в лабораторных условиях, и что остальные линии оказываются вполне подавленными.

Уже после того, как Мак-Леннан измерил длину волны зеленой линии с помощью призматического спектрографа, причем его данные хорошо совпали с данными Бэбкока, — Г. Каро (G. Cario) (26), пользуясь большой вогнутой дифракционной решеткой, установил длину $5577,348 \pm 0,005 \text{ \AA}$, и, наконец, Мак-Леннан и Мак-Леод (McLeod) (33), применившие интерферометр (как ранее Бэбкок), дали длину волны $5577,347 \pm 0,004 \text{ \AA}$ и ширину линии $0,030 \text{ \AA}$.

Относительно серийной принадлежности зеленой линии до последнего времени не было ясности. Дж. Гопфильд (J. J. Hopfield) (30) нашел, что разность частот двух простых линий кислорода в ультрафиолетовой области ($1217,62$ и $999,47 \text{ \AA}$) равна частоте колебаний зеленой линии ($17\,925$ волн на 1 см). В. Гротриан (29) видит соответствие между зеленой линией и линиями небулия, которые преобладают почти у всех туманностей, имеющих спектр испускания, но до сих пор не были обнаружены ни в одном из спектров земных источников света. Дело в том, что по исследованию Дж. Боуэна (J. S. Bowen) наиболее яркие из этих линий принадлежат кислороду и азоту; они возникают при „запрещенных переходах“ из метастабильных начальных состояний. Причина того, что эти линии так сильны в туманностях, лежит в ничтожной плотности массы последних; поэтому промежуток времени между двумя столкновениями молекул там, в противоположность лабораторным условиям, по крайней мере в 10^4 раз больше продолжительности жизни (10^{-3} до

10^{-2} сек) метастабильного атома. Однако средний промежуток времени между двумя столкновениями на высоте 100 км в земной атмосфере меньше 10^{-4} сек (ср. стр. 222). Существование полярного аурого в низких широтах доказывает, что линия полярного сияния возникает не только при возбуждении соляными электронами, и поэтому убедительным является мнение Чэпмена (101), что зеленая линия излучается при распаде ночью молекул озона, создавшихся в течение дня.

В предварительном сообщении Л. А. Зоммер (40) указывает, что продольный эффект Зеемана для зеленой линии дает расщепление втрое более нормального. На этом основании ему удается уложить зеленую линию в систему термов спектра нейтрального атома кислорода. Она соответствует переходу между метастабильными термами, что вполне в духе гипотезы Боуэна и в согласии с предсказанием Мак-Леннана, основанными на утверждении Гопфильда (34). Такие переходы не случаются при обычных условиях разряда, но вполне возможны при значительном разрежении газа, что в лаборатории достигается примесью инертных газов. Потенциал возбуждения равен 2,23 вольт.

V. Озон.

а) Качественное исследование. Спектры солнца и звезд, исследуемые на поверхности земли, представляются ограниченными около $2900 \text{ \AA}$, даже при употреблении кварцевой оптики. Уже Гартлей (69) приписал это явление поглощению лучей атмосферным озоном, а более точные измерения спектров Солнца и Сириуса Фоулера и Стрэтта (63) подтвердили этот взгляд. Озон (O_3) образуется из кислорода (O_2) под действием волн короче $1800 \text{ \AA}$. У него очень сильные полосы поглощения в ультрафиолете. Максимум этих полос лежит около $2550 \text{ \AA}$; они доходят с переменной интенсивностью приблизительно до $3000 \text{ \AA}$, а включая более слабые полосы (полосы Гёггинса) — до $3400 \text{ \AA}$. В видимой

части спектра полосы лежат между 5000 и 6000 Å; наконец, есть еще узкие, мало изученные полосы в инфракрасной части, приблизительно при 4,5 и 9,5 м. О том, что этот спектр поглощения возникает только в земной атмосфере и что, следовательно, вне земли солнечный спектр и в ультрафиолетовой области приблизительно соответствует спектру черного тела около 6000°, можно заключить по тому, что нет различия между коротковолновой областью спектра от края и от середины солнечного диска, но что интенсивность полос увеличивается, когда солнце приближается к горизонту, т. е. путь света в атмосфере Земли увеличивается.

Давно известно, что в нижней части атмосферы присутствуют следы озона, но количественный химический анализ настолько труден [Дорно (57)], что сообщенные числа очень недостоверны. Если принять максимальное содержание озона после грозы 2 мг/м^3 , то это соответствует 10^{-8} объема. Но только Рэлей (74) убедительно показал, что в нижних слоях атмосферы слишком мало озона, чтобы объяснить абсорбцию солнечного света. Воспользовавшись мыслью, высказанною еще в 1913 г. Фабри и Бюиссоном (61), Рэлей наблюдал ночью спектр кварцевой ртутной лампы на горизонтальном расстоянии 6,4 км. При экспозиции 1 час он мог еще сфотографировать ртутную линию 2536 Å. На высоте же, например, пика Тенериффа солнечный спектр оканчивается уже при 2922 Å при эквивалентном воздушном пути только в 5,9 км, и более коротких волн нельзя обнаружить ни при какой экспозиции. Следовательно, нижние слои атмосферы прозрачны для ультрафиолетового света; озон должен находиться выше. Недавно Гётц (F. W. P. Goetz) показал сравнительными измерениями солнечного спектра на двух станциях в Швейцарии, расположенными одна выше другой (Шур на высоте 600 м; Атеоза — 1860 м), что в промежуточном между ними слое присутствие озона оптически не обнаруживается.

б) Методы измерений количества озона. Для того, чтобы по степени абсорбции световых лучей заключать о количестве содержащегося в воздухе озона, необходимо

предварительно лабораторным способом определить коэффициент абсорбции озона как функцию длины волны λ . Если свет длины волны λ (в $\text{\AA}$) и яркости I (λ) проходит тонкий воздушный слой и если бы озон, содержащийся в этом слое при 0°C и 760 мм Hg, образовал бы слой толщиной $d\xi$, то вследствие поглощения света озоном яркость его уменьшится на $dI = -I q d\xi$; после прохождения расстояния, эквивалентного толщине слоя ξ , яркость выразится так:

$$\lg I - \lg I_0 = -q\xi, \quad I = I_0 e^{-q\xi} = I_0 \cdot 10^{-\alpha\xi}$$

Коэффициент ослабления α указывает, следовательно, на уменьшение десятичного логарифма яркости после прохождения светом слоя чистого озона толщиной в 1 см; $\frac{1}{\alpha}$ — толщина слоя, ослабляющего свет до 0,1 первоначальной яркости.

λ в $\text{\AA}$	2300	2400	2500	2600	2700	2800
α (см $^{-1}$)	50	95	120	120	91	46
$10^{-0,3 \alpha}$	10^{-45}	10^{-28}	10^{-35}	10^{-36}	10^{-27}	10^{-14}
λ в $\text{\AA}$	2900	3000	3100	3200	3300	3400
α (см $^{-1}$)	16,6	4,6	1,23	0,35	0,093	0,025
$10^{-0,3 \alpha}$	10^{-3}	0,042	0,23	0,79	0,94	0,983

Приведенная таблица (51) дает значение α для ультрафиолета; вторая строка содержит отношение яркости I/I_0 при прохождении лучей через 0,3 см озона. В области максимальной абсорбции слой газообразного озона толщиной уже в 0,0025 см ослабляет яркость наполовину; соответствующее перечисление показывает, что озон поглощает эти лучи сильнее, чем металлы — видимый свет.

Для хода изменений α между 2 900 и 3 300 Å — наиболее существенного — Фабри и Бюиссоном найдена эмпирическая формула (десятичные логарифмы; λ в Å = 10^{-8} см):

$$\text{Lg } \alpha = 17,58 - 0,00564 \lambda.$$

Отсюда можно заключить, как переместится конец спектра λ_0 при изменении толщины слоя x , причем под концом спектра условно понимается то место его, где $I = I_0/N$; N постоянная зависящая от прибора. Тогда $10^{\%x} = N$; $\text{Lg } \alpha_0 + \text{Lg } x = \text{const.}$, или, пользуясь эмпирическим значением $\text{Lg } \alpha$, получим:

$$\lambda_0 = 177 \text{ Lg } x + \text{const.}$$

Если x меняется от 0,2 до 0,4 см, то последняя еще заметная длина волны смещается на 53 Å в красную сторону; точному определению смещения мешают фраунгоферовы линии, в пределах ширины которых наблюдения невозможны, отчего в результатах получаются скачки.

Абсорбцию в полосах Гёггинса (от 3 050 до 3 400 Å) измерили И. и М. Дютейль (59). В видимой области, между 5 000 и 6 000 Å, Г. Коланж (54) определил $\alpha = 0,01$ при $\lambda = 5 000$ Å, $\alpha = 0,05$ при $\lambda = 6 050$ Å.

Фабри и Бюиссон (60, 62) первые подсчитали количество озона в атмосфере по наблюдениям над распределением энергии в спектре. Добсон (55, 56) и его сотрудники продолжили систематические оптические измерения над озоном в различных местностях и в связи с другими геофизическими явлениями. Сущность их метода состоит в следующем: обозначим $I_0(\lambda)$ яркость солнечного света длины волны λ на границе земной атмосферы, Z (угол) — зенитное расстояние солнца, h — высоту частицы воздуха над земной поверхностью, кривизной которой пренебрежем (ср. стр. 213). Проходя сквозь слой воздуха, толщина которого в вертикальном направлении равна dh , свет проходит путь $\frac{dh}{\cos Z}$, и

яркость его I ослабляется на $Ia \frac{dh}{\cos Z}$; a зависит от длины волны и, кроме того, от состава и плотности воздуха, т. е. по существу от h . Интегрируя $\frac{dI}{I} = -a \sec Z \cdot dh$, получаем:

$$\lg I_0 - \lg I = \sec Z \int_0^\infty a \, dh,$$

или в десятичных логарифмах

$$\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I = \sec Z \text{ Lg } e \int_0^\infty a \, dh = k \cdot \sec Z,$$

откуда получаем формулу затухания $I = I_0 \cdot 10^{-k \sec Z}$. При постоянных атмосферных условиях коэффициент ослабления k зависит только от λ . Соответственно различным причинам, влияющим на величину k , полагаем

$$k = \delta + \beta + ax.$$

δ и β указывают на рассеяние света частицами, которые велики (δ независимо от λ) или малы ($\beta \propto \lambda^{-4}$) сравнительно с длиной волны λ ; a — коэффициент ослабления для озона, а x — толщина эквивалентного слоя озона, т. е. такого слоя чистого озона, который вблизи поверхности земли (т. е. при нормальных давлении и температуре) обладал бы той же абсорбцией, как весь распределенный в атмосфере озон.

Измерение заключается в том, что солнечный спектр между 2900 и 3350 Å фотографируется кварцевым спектрографом при различных положениях солнца; в фотографированном спектре 1 мм соответствует приблизительно 15 Å. Вуалирования пластинок более длинноволным рассеянным светом избегают тем, что перед аппаратом устанавливают кварцевый сосуд со смесью паров хлора и брома подходящей концентрации; бром устраняет $\lambda > 3600$ Å, хлор — $\lambda < 3600$, максимально 3400 Å. Перед фотографической пластинкой устанавливается серый клин (уголь в желатиновой пленке

между кварцевыми пластинками) так, что у него линии равной толщины расположены параллельно протяжению спектра. Вследствие этого яркость каждой линии на фотографической пластинке убывает в направлении возрастающей ординаты y ; если i интенсивность волны длиной λ перед клином и K постоянная клина (известная), то интенсивность линии на пластинке, после прохождения луча сквозь клин, равна $i \cdot 10^{-Ky}$.

Для того чтобы иметь возможность сравнивать между собою различные пластинки, т. е. исключить различия в условиях проявления и в чувствительности пластинок, — после того, как пластинка уже вынута из спектрографа, одна полоса ее экспонируется при свете лампы накаливания постоянной яркости. Затем пластинку фотометрируют вдоль наиболее ясно выраженных фраунгоферовых линий, начиная с тонкого края клина (или с определенного уровня вблизи него) до той точки, где почернение в солнечном спектре равно почернению нормальной полосы; ординату этой точки, начиная от тонкого края клина, назовем y . Тогда $i \cdot 10^{-Ky} = \text{const.}$, т. е. $\text{Lg } I = Ky + c$, где c раз навсегда определено с помощью сравнительного источника света и, разумеется, от λ не зависит. Из двух измерений, произведенных в различное время ($Z = Z', Z''$), найдем для любой длины волны λ

$$\text{Lg } I' - \text{Lg } I'' = k (\sec Z'' - \sec Z') = K (y' - y'').$$

Здесь I_0 исключено, так что k может быть вычислено.

Затем функцию $k(\lambda)$ графически разлагают на ее три составные части, причем ординатой является k , а абсциссой λ^{-4} (рис. 1). Величина $(\delta + \beta)$, приходящаяся на долю рассеяния, изображается на этой диаграмме прямою. Для определения ее пользуются тем обстоятельством, что для $\lambda > 3300 \text{ \AA}$ α очень мало. Значения k для $3300 \text{ \AA}$ определяются кварцевым спектрографом; визуальной фотометрией были найдены k для 5000 и $6000 \text{ \AA}$, и прямая была установлена. Тогда αx оказывается избытком k над этой линейной

функцией. Деление αx на α , значения которых были найдены в лабораторных условиях, дает, наконец, x , определяющее количество озона; значения x , найденные для различных длин волн, должны совпадать, чем заодно контролируется α .

Описанный метод, требующий нескольких снимков при различных положениях солнца, слишком сложен для ежедневных измерений. Поэтому высчитывают x по одному только спектральному снимку, сравнивая интенсивности для двух длин волн λ и λ' . Тогда

$$\begin{array}{ll} \text{для } \lambda & \text{Lg } I_0 - \text{Lg } I = (\beta + \delta + \alpha x) \text{ sec } Z \\ \text{для } \lambda' & \text{Lg } I'_0 - \text{Lg } I' = (\beta' + \delta + \alpha' x) \text{ sec } Z \end{array}$$

Следовательно

$$x = \frac{(\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I) - (\text{Lg } I'_0 - \text{Lg } I') - (\beta - \beta') \text{ sec } Z}{(\alpha - \alpha') \text{ sec } Z}.$$

Здесь δ исключено и x можно подсчитать, — если допустить, что отношение интенсивностей за пределами земной атмосферы, т. е. $\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I'_0 = \text{Lg } \frac{I_0}{I'_0}$ постоянно, и если заменить $(\beta - \beta')$ его приближенным значением $\infty(\lambda^{-4} - \lambda'^{-4})$; последнее допустимо при обычно небольших разностях между λ и λ' . Чтобы знаменатель в выражении для x оказался не слишком мал, берут λ и λ' по возможности различными, но все же так, чтобы наименьшая длина волны не оказалась бы совсем отрезана при низком положении солнца, в Ароза обе пары длин волн — 3264, 3022 и 3232, 3052 Å — дали хорошо совпадающие значения x .

В июле 1926 г. Добсоном была устроена сеть станций с 7 одинаковыми установками: Оксфорд, Валенсия (юго-зап. Ирландия), Лервик (Шетландские о-ва), Абиско (сев. Швеция), Линденберг (около Берлина), Ароза, Монтезума (около Калама в Чили).

Описанный спектрофотометрический метод наиболее надежен из всех, Гётц (64, 65, 66), теперь также перешедший к нему, определил интенсивность ультрафиолетовых лучей

фотоэлектрически, пользуясь кадмиевыми фотоэлементами; вся область действия элемента была около $3220 \text{ \AA}$ разделена посредством стеклянного фильтра на две области, различавшиеся интенсивностью озонного поглощения: Дорно (58) выразил сомнение относительно применимости фильтров в измерениях над озоном; его возражения еще более применимы к наблюдениям Эдисона Петтита (73), который измерял солнечное излучение термоэлектрически, профильтровав его сквозь тонкие пленки серебра (прозрачные для $0,32 \mu$) или золота (прозрачные для $0,50 \mu$) и собрав его в фокусе системы кварцевых линз.

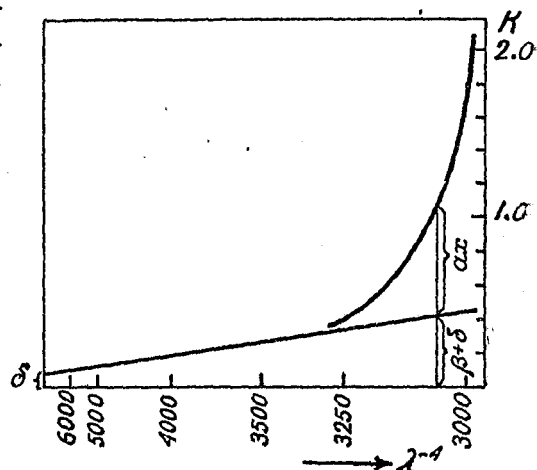


Рис. 1. Коэффициент затухания k как функция λ^{-4} (по Добсоу).

Непрерывная съемка ультрафиолетового спектра солнца для определения переменного содержания озона была поставлена лишь после 1925 г. Добсоном в Англии. Кабанн и Дюфэй (52) расширили ряд данных для озона в другом направлении, вычислив их для полос озона в видимом спектре и пользуясь наблюдениями на Моунт-Вильсон (1908—1920) и в Калама (Чили) (1918—1920). Определяя солярные постоянные, Аббот исследовал солнечный спектр болометрически при различных высотах солнца; отсюда была определена прозрачность атмосферы для десяти длин волн, выбранных в различных участках спектра. Вследствие чистоты воздуха в местности, где производились исследования, коэффициент затухания оказался строго пропорциональным λ^{-4} , за исключением полос абсорбции озона и водяного пара. Таким образом можно интерполировать результат для $6000 \text{ \AA}$ и получить его значение, неискаженное поглоще-

нием, и затем, сравнивая его с наблюдаемой величиной для той же длины волны, вычислить абсорбцию озона.

с) Данные наблюдений над количеством озона. Все измерения совпадают в определении порядка величины и дают толщину эквивалентного слоя озона $x = 0,3$ см, что соответствует 10^{19} молекулам озона над 1 см^2 земной поверхности. Эта величина может сильно колебаться в течение немногих дней, например в Оксфорде 28/II 1925 г. $x = 0,370$ см, конец фотографированного солнечного спектра у $3050 \text{ \AA}$; 7/III 1925 г. $x = 0,245$, конец у $3000 \text{ \AA}$. Английские и американские наблюдения дают значительный годовой ход, с максимумом в апреле около $x = 0,32$ см и минимумом в октябре, $x = 0,24$ см; также и фильтровые наблюдения Гётца в Ароза (64) дают для весны и осени отношение 4:3. В Калама колебание по временам года меньше, чем на Моунт-Вильсон и протекает обратно (минимум в мае) (52).

По измерениям Добсона в средних данных за месяц не наблюдается влияния солнечной деятельности; расчеты Кабанна и Дюфэя (50, 52) по измерениям на Моунт-Вильсон подтверждают это обстоятельство, но указывают на колебания от года к году; максимумы лежат в 1908 и 1918 гг., т. е. вблизи максимумов 11-летнего периода солнечных пятен. Амплитуда средних данных за год равняется 30%. У земного магнетизма наблюдается та же особенность: связь его с солнечной деятельностью сильнее обнаруживается в средних за год, чем за месяц; но у озона эта связь, повидимому, слабее. К. Чри (53) исследовал связь между отдельными суточными величинами содержания озона и характеристическими числами земного магнетизма; повидимому, наибольшие числа для озона в среднем совпадают с усиленными магнитными возмущениями, но связь намечена лишь слабо.

Наиболее отчетлива связь содержания озона с распределением атмосферного давления (56). Почти без исключения содержание озона высоко при ясно выраженных циклонах и низко при антициклонах. Если элиминировать годичный ход, то из отдельных значений следуют такие коэффициенты корреляции для x :

при атмосферном давлении на земле — 0,46
 „ давлении на высоте 9 км — 0,72
 с температурой на высоте 14 км + 0,51

Высокая корреляция привлекает тем большее внимание, что уже давно существует склонность связывать содержание озона в атмосфере с проводимостью слоя Хивисайда (стр. 243), но еще ни разу не было обнаружено непосредственное соотношение между явлениями земного магнетизма и метеорологии. О. Хёльпер (70, 71) возражал против доводов о существовании связи между содержанием озона и давления; он приписывает колебания наблюдаемых данных о содержании озона помутнениям атмосферы. Однако Добсон не считает эти возражения убедительными.

d) Высота положения слоя озона. Если бы поверхность земли была плоская, то путь солнечного луча сквозь слой озона возрастал бы, при увеличении зенитного расстояния Z , как $\frac{1}{\cos Z}$. Вследствие кривизны земной поверхности истинный путь лучей тем короче, чем выше слой озона расположен над землею (рис. 2). Пусть a — радиус земли, h — высота нижней границы слоя озона, $\eta = \frac{h}{a}$, d — толщина слоя в вертикальном направлении (принимаем, что $d \leq h$), w — длина пути в слое для луча, падающего на поверхность земли под углом Z (зенитное расстояние) к вертикали. Уже из рис. 2 очевидно, что w меньше, чем путь $w_0 = \frac{d}{\cos Z}$ для плоской поверхности земли.

Точнее (отвлекаясь от лучепреломления)

$$\frac{\sin Z}{\sin Z'} = \frac{a+h}{a} = 1 + \eta;$$

следовательно,

$$\frac{w}{d} = \frac{1}{\cos Z'} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin Z}{1+\eta}\right)^2}}.$$

Итак, влияние кривизны земной поверхности тем заметнее, чем выше расположен слой и чем ниже находится солнце.

Численный пример:

Зенитное расстояние		$Z =$	0°	70°	80°	85°
$\eta = 0$	$h = 0$ км	$w/d =$	1,00	2,92	5,8	11,1
$\eta = 0,01$	$h = 64$ „	$w/d =$	1,00	2,73	4,5	6,1

Следовательно, по наблюдениям при низко стоящем солнце можно вычислить высоту положения слоя озона. Однако вечером и утром, когда путь солнечного света

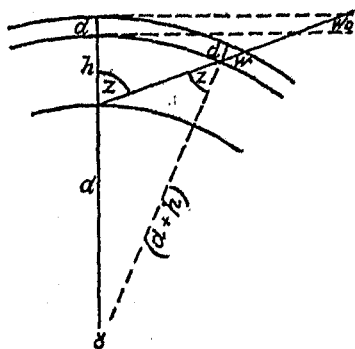


Рис. 2. К определению высоты слоя, содержащего озон, над земной поверхностью.

в атмосфере длинен, ультрафиолетовая часть спектра испытывает особенно сильное молекулярное рассеяние и ослабляется поглощением со стороны пыли и испарений, что особенно ощутимо на равнинах. Чтобы получить чистый эффект, П. Ламберт (72) и его сотрудники в 1924 г. произвели измерения на Монблане; они нашли для количества озона $x = 0,32$ см, для высоты $h = 45$ км. Кабанн и Дюфэй (51) применяют другой метод: они

отказываются от непосредственного наблюдения солнечного света и исследуют яркость неба в зените, т. е. свет, испытавший абсорбцию в слое озона и затем рассеянный в нижней части атмосферы. При этом допускается, что рассеяние происходит главным образом ниже слоя озона. Так как, по упомянутым причинам, край спектра со стороны коротких волн при низком положении солнца лежит выше $3000 \text{ \AA}$, то эти измерения пришлось произвести над полосами Гёггинса (3050 до $3400 \text{ \AA}$). Данные о высоте слоя заключаются между 45 и 50 км, с точностью до нескольких километров.

Существенно сделанное в этих расчетах допущение, что количество озона x не меняется в период захода солнца.

Если бы в действительности x все же в это время уменьшалось, — а это не исключено, хотя и противоречило бы наблюдаемому постоянству количества озона во время солнечного затмения (68), — то рассчитанная высота была бы систематически больше истинной. Далее, следует считаться с тем, что в полдень озон доходит до более низких слоев атмосферы, чем дают вечерние наблюдения, — иначе нельзя было бы объяснить зависимость содержания озона от погоды.

е) Температура. Биологическое значение. Из того обстоятельства, что озон избирательно поглощает ультрафиолетовые лучи, Линдеман (16) и Добсон (2) заключили, что температура атмосферного слоя, содержащего озон, должна быть выше, чем у стратосферы, именно — около 300° абс. Следуя Г. Пельцеру (36), передаем их рассуждение, очень близкое к объяснению низкой температуры стратосферы инфракрасным поглощением водяного пара: пусть на рис. 3 EE — распределение по частоте ν всей лучистой энергии, падающей на слой газа. Если последний обладает только одной областью избирательного поглощения с частотой ν и прозрачен для всех остальных частот, то по закону Кирхгоффа он может излучать только с той же частотой ν . Допустим, что газ имеет температуру T_0 , такую, как если бы он излучал как черное или серое тело; A_0A_0 — соответствующее Планковское распределение энергии в излучении черного тела температуры T_0 . Если при этом полоса поглощения ν_1 лежит в ультрафиолете (как у озона), то в газе не может установиться лучистое равновесие, потому что падающая энергия U_1W_1 больше излученной U_1V_1 . Следовательно, температура газа поднимется до большего значения T_1 при котором энергия, излученная при ν_1 , сравняется с поглощенной энергией той же частоты U_1W_1 .

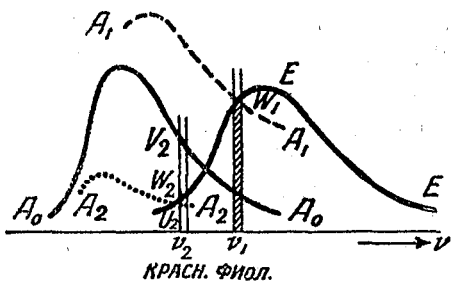


Рис. 3. К лучистому равновесию газов, обладающих избирательным поглощением (по Г. Пельцеру).

Если же, наоборот, полоса абсорбции γ_2 лежит в инфракрасной области (как у водяных паров или углекислоты), то температура должна понизиться до T_2 . Впрочем, Пельцер предостерегает от того, чтобы пренебречь инфракрасной абсорбцией озона, имеющейся у него наряду с ультрафиолетовой, но гораздо более слабой, потому что она может понизить температуру равновесия.

Пока это инфракрасное поглощение не изучено точно, нельзя судить и о суточном колебании температуры на высоте. Известно, что в тропосфере его амплитуда сильно уменьшается с удалением от земной поверхности; например, над Линдебергом в ясные летние дни разница между максимумом и минимумом достигает 11° на высоте 2 м и только 1° на высоте 2500 м. Теоретическое вычисление Г. Б. Мэриса (72а) дает суточные колебания в 140° на высоте 60 км, но в его предварительном сообщении ход рассуждений не изложен.

В заключение следует указать на большое биологическое значение слоя озона. Потому что хотя озона имеется всего лишь количество, эквивалентное слою около 3 мм ($\sim$ парциальному давлению 0,0005 мм Hg), и следовательно его объемное содержание в атмосфере соответствует лишь 1:3 000 000, все же он защищает нашу кожу именно от физиологически активных лучей, которые причиняли бы быстрые и сильные ожоги. Попутно отметим, что с медицинской стороны сейчас обращают большое внимание на то, что обычное оконное стекло поглощает значительную часть ультрафиолетовых лучей, оставшихся после прохождения сквозь озон.

VI. Распространение звука.

Случайные наблюдения над пушечной стрельбой, вулканическими извержениями, взрывами и т. п. уже давно показали, что вблизи земной поверхности убывание силы звука с расстоянием от источника его вообще не непрерывно; различают внутреннюю и внешнюю зоны слышимости, в большинстве случаев разделенные зоной тишины, в которой звука не заметно. Обычно наблюдался только некоторый

сегмент внешней зоны; но в нескольких случаях она, несомненно, представляла собою замкнутое кольцо. Внутренний радиус внешней зоны в Европе колеблется с временем года; в среднем он равен зимою 110 км, летом 190 км.

В последние годы производится систематическое исследование акустики атмосферы (75—78) под руководством комиссии содействия германской науки. (Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft). В условленное время производились взрывы, звук которых исследовался на густой сети станций как на слух, так и регистрирующими приборами.

Время пробега звука L , выраженное в функции расстояния Δ , указывает на существование нормального и аномального распространения звука. Если $V_h = \frac{\Delta}{L}$ означает скорость рас-

пространения звука в горизонтальном направлении, то нормальная волна, наблюдаемая вблизи источника звука (Δ — от 0 до 340 км), соответствует распространению вблизи

земной поверхности с Лапласовой скоростью $V = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}$

(γ — отношение удельных теплоемкостей, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура, M — молекулярный вес). Для воздуха ($M = 28,95$) при различных температурах:

$T =$	— 80°	— 55°	— 30°	0°	20°	30°	С
$V =$	278	299	312	331	343	348	м/сек.

Путь нормального звукового луча обусловлен температурой и распределением ветра в нижней атмосфере; звук слышен на земле на больших расстояниях в том случае, если звуковые волны, вышедшие из источника наискось вверх, снова отклоняются к земле; это может наступить, только если скорость звука увеличивается с высотой. Этим объясняются два общеизвестных явления: во-первых, хорошая всесторонняя слышимость в безветренные ясные ночи, когда воздух сильнее остывает вблизи земли, вследствие излучения, чем вверху, так что V растет с высотой; и во-вторых, то обстоятельство, что звук, повидимому, увлекается ветром:

ветер, задерживаемый вблизи земли трением, на высоте сильнее, чем внизу, так что звуковые лучи искривляются против ветра кверху, а по ветру книзу. Вообще же T и с ним V убывают с высотой, вследствие чего звуковые лучи изгибаются вверх, и на достаточном расстоянии звука на земле уже не слышно.

Скорость аномального распространения звука, измеренная в горизонтальном направлении, равна лишь 275 — 305 м/сек; аномальный звуковой луч, наблюдаемый на расстоянии Δ = от 150 до 300 км, доходит, следовательно, на 1—2 мин. позже нормального. Из кривой скорости (L в функции Δ) можно заключить о пути звука, подобно тому, как у сейсмических волн. Установлено, что аномальный звуковой луч достигает больших высот, чем нормальный; между 40—50 км высоты он снова отклоняется к земле, причем на наибольшей высоте скорость его должна быть такая же, как у поверхности земли, или еще больше.

Аэрологические подъемы ничего не дают для объяснения аномального распространения звука, потому что температуры, измеренные на высоте, оказываются чрезмерно низкими. Направление ветра тоже не может быть их причиной, так как им объясняется только одностороннее распространение звука, но не кольцеобразные зоны. Раньше пытались обосновать увеличение V с высотой уменьшением среднего молекулярного веса воздуха (M около земли = 28,95), но тогда приходится допустить даже для водорода примесь свыше 25 %, что не вяжется с другими наблюдениями (полярное сияние, озон). Поэтому пока остается только заключить, что на высоте 40 км преобладают температуры около -30°C . Выше указывалось на возможность объяснить столь высокую температуру избирательным ультрафиолетовым поглощением озона (см. стр. 215).

VII. Давление и состав.

По закону Дальтона, отдельные газы в покоящейся смеси, подвергаемой действию силы тяжести, располагаются совершенно независимо друг от друга. Для изменения дав-

ления с высотой над землей h справедливо, следовательно, для каждого газа основное уравнение статики: (p_s — парциальное давление, ρ_s — парциальная плотность, T — температура; g , принятое независимым от h , — ускорение силы тяжести; R — газовая постоянная, M_s — молекулярный вес) $dp_s = -g\rho_s dh$, или, вследствие газового уравнения, также

$$p_s = \frac{R\rho_s T}{M_s}, \quad \frac{dp_s}{p_s} = -\frac{gM_s}{RT} dh.$$

Если, как обычно, обозначить H_s „высоту однородной атмосферы“, т. е. ту высоту, какую имела бы атмосфера, состоящая из газа s , если бы она обладала на любой высоте той же плотностью ρ_{s0} , как у земли, — то из первой формы основного уравнения статики следует, что в такой однородной атмосфере p_s , а по газовому уравнению и T линейно убывают с высотой h . Если P_s — давление у поверхности земли, то, интегрируя, получим

$$H_s = \frac{p_{s0}}{g\rho_{s0}} = \frac{RT_0}{gM_s}.$$

Например, для сухого воздуха надо взять средний молекулярный вес $\bar{M} = 28,95$, причем $\bar{M}$ рассчитано из молекулярных весов M_s отдельных газов, составляющих на каждый грамм смеси долю a_s — $\frac{1}{\bar{M}} = \sum \frac{a_s}{M_s}$. Следовательно, H_s зависит не от давления у поверхности земли, но только от молекулярного веса газа и от температуры T_0 у земли. При $T_0 = 273^\circ$ находим для некоторых газов следующие значения H_s :

	Воздух	Азот	Кислород	Аргон	Углекислота	Гелий	Водород
H_s (км) . .	799	8,26	7,23	5,80	5,23	58,4	114,8

Основное уравнение статики можно написать

$$\frac{dp_s}{p_s} = -\frac{T_0}{T} \cdot \frac{dh}{H_s}.$$

Если T не зависит от h , то отсюда следует для разности парциальных давлений на двух высотах $h_1 > h_2$:

$$\lg p_{s_2} - \lg p_{s_1} = \frac{T_0}{T_1} \frac{(h_1 - h_2)}{H_s}.$$

В прямоугольной системе координат с абсциссой $\lg p_s$ и ординатой h давление изображается в функции высоты в каждом изотермическом интервале высоты — прямою; если T изменяется с высотой, то кривая давления может быть составлена из отдельных участков прямых, по известным правилам графической интеграции, причем для соответствующих слоев атмосферы берутся их средние температуры. Давление убывает тем медленнее, чем больше H_s .

Если бы атмосфера была вполне спокойна, то чем выше, тем больше должно было бы становиться содержание легких газов в ней при диффузионном равновесии под действием силы тяжести; на достаточно больших высотах имелся бы налицо практически один только наиболее легкий газ, как бы мало его ни было вблизи земли. В тропосфере перемешивание газов в вертикальном направлении столь сильно — оно вызывается, например, уже не устойчивостью лучистого равновесия, — что оно вполне компенсирует очень медленный процесс молекулярной диффузии. Смолуховский (11) подтвердил расчетом, что „скорость разделения“, например азота и кислорода, под действием силы тяжести ничтожно мала. Вплоть до содержания водяных паров и углекислоты, которое зависит от конденсации и от процессов вблизи земной поверхности, — исследования воздуха при аэрологических подъемах (79) не дали сколько-нибудь заметного изменения состава воздуха с высотой.

Зато в стратосфере температура медленно повышается с высотой; там господствует устойчивое равновесие, усложняющее вертикальное перемешивание. До последних лет держалось мнение, что состояния покоя в стратосфере достаточно для того, чтобы воздух в ней мог разделяться диффузией. Чепмен и Мильн (1) исследовали те состояния атмосферы, какие вытекают из различных предположений

о высоте границы между конвекцией и диффузией. На рис. 4 видно (сплошные линии), как при свободной диффузии парциальные давления убывают с высотой, причем в исходных условиях взят известный уже состав атмосферы на 12 км и температура всюду принята — 54°C . Общее давление (не изображенное на рис. 4) более или менее соответствует парциальному давлению газа, преобладающего в составе, т. е. следовало бы в начале кривой азота, а после, выше 120 км — линии гелия. Таким образом была бы получена нижняя кислородно-азотная сфера, с возрастающим с высотой содержанием азота; около 110 км она сравнительно быстро перешла бы в сферу гелия, при этом содержание гелия вблизи земли принято равным $4 \cdot 10^{-6}$ всего воздуха. Если бы в воздухе имелся водород, то в конце концов, конечно, получил бы преобладание он.

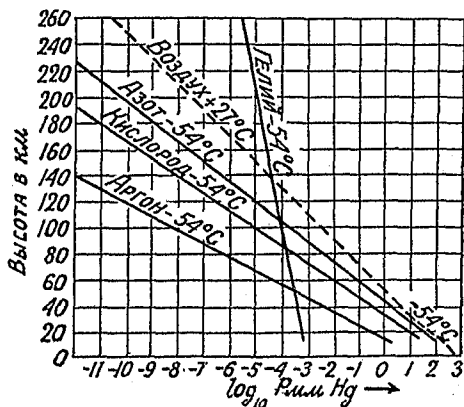


Рис. 4. Зависимость давления от высоты; абсцисса: десятичные логарифмы давления, выраженного в мм Hg.

Чепмен и Мильн оставили без рассмотрения водород, потому что присутствие последнего в нижних слоях атмосферы недостоверно (во всяком случае по объему меньше, чем пять частей на 10^6); далее, потому что водород имеет возможность соединиться с кислородом, и наконец, вследствие отсутствия водородных линий в спектре полярного сияния. Для процессов ниже 100 км более или менее безразлично, присутствуют ли легкие газы и где лежит нижняя граница диффузионного равновесия, но выше 100 км оба эти обстоятельства являются решающими для давления и состава воздуха. На высоте 400 км в 1 см^3 воздуха (без водорода) были бы еще $4 \cdot 10^9$ атомов гелия (средний свободный пробег 400 м), но зато других газов было бы меньше одной молекулы в 1 м ; на высоте 1000 км и гелия было бы всего 10^5 атомов на 1 см^3 , и средний свободный пробег равнялся бы

30 000 км, причем, разумеется, вверх он был бы больше, а вниз меньше.

В противоположность этим, более ранним воззрениям, спектр полярного сияния указывает, что и выше 100 км атмосфера состоит из кислорода и азота, в то время, как ничто не обнаруживает присутствия гелия. По акустическим исследованиям выше 30—40 км температура доходит до 300° абс. Наличие озона оказалось бы существенным лишь в том отношении, что им удалось бы объяснить столь высокую температуру, причем на распределение давления он бы не влиял, несмотря на большой молекулярный вес, вследствие ничтожного парциального давления ($5 \cdot 10^{-4}$ мм Нг на высоте около 50 км). Толстая пунктирная кривая рис. 4 показывает уменьшение общего давления с высотой при допущении (несколько произвольном), что воздух вполне перемешан вплоть до ничтожных примесей водяного пара, углекислоты и озона и что выше 35 км температура воздуха равна 300° абс. Эти допущения положены в основу нижеприведенной таблицы; как следствие из них, давление и плотность на 90 км оказываются приблизительно в 10 раз больше, чем по прежним представлениям; на высоте же большей 150 км давление понижается вследствие отсутствия гелия.

Высота (км)	0	50	90	130	250	(500)
Давление (мм Нг) .	760	1	10^{-2}	10^{-4}	10^{-10}	(10^{-22})
Средний свободный пробег (см)	$9 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-8}$	0,7	70	$7 \cdot 10^7$	$(7 \cdot 10^{10})$
Число молекул в 1 см ³	$2,7 \cdot 10^{19}$	$3,5 \cdot 10^{16}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^6$	$(3,5 \cdot 10^{-6})$

Следствия из других допущений легко получить, строя подобные же кривые, начиная от уровня поверхности земли, которые указывали бы на каждой высоте уменьшение давления, соответствующее вновь принятым температуре и составу, согласно формуле стр. 220.

В заключение следует указать еще на одну возможность: то обстоятельство, что в спектре полярного сияния до сих

пор были обнаружены только кислород и азот, не есть безусловное доказательство отсутствия там других газов. Предостережением от таких опрометчивых заключений является (помимо аналогичных ложных выводов в астрофизике) уже история открытия зеленой линии, единственной обнаруженной пока линии кислорода в полярном сиянии. Если, имея это в виду, допустить присутствие в атмосфере легких газов (гелия), то большая высота атмосферы объяснилась бы проще, чем при допущении чистой азотно-кислородной атмосферы; потому что примесь гелия настолько уменьшила бы средний молекулярный вес воздуха, что давление убывало бы с высотой много медленнее, чем без гелия даже при очень высоких температурах.

VIII. ДАННЫЕ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА.

а) Система токов суточных (солнечных) вариаций (81, 82). Гипотеза о существовании высокого электропроводного слоя атмосферы приписывается обычно Хивисайду (1902) и Кеннели, которые хотели объяснить, почему электромагнитные волны беспроволочной телеграфии не распространяются в пространстве прямолинейно, а огибают кривую поверхность земли. При этом часто упускают из виду, что еще много раньше Бальфур Стюарт (1882) и А. Шустер (1886) заключили о необходимом существовании такого слоя, исходя из суточных вариаций магнитного поля земли.

Уже при регистрации элементов земного магнетизма за отдельные дни обнаруживается суточная вариация, которую можно освободить от влияния непериодических изменений путем образования среднего за несколько дней (месяцев и т. д.). Амплитуды этих суточных ходов достигают около 10^{-3} среднего постоянного поля, т. е. 0,0005 CGS. По обсерваторным наблюдениям они меняются довольно не наглядным образом в зависимости от времени года и места. Суточное изменение вектора силы поля днем значительнее, чем ночью, летом больше, чем зимою; далее, в характере суточных колебаний замечается 11-летняя периодичность, параллельная

периодическому изменению солнечных пятен. Вариации на станциях одной и той же географической широты очень похожи, так что в первом приближении можно принять ход суточной вариации по месту и времени в одном месте типичным для всего круга широты. С тем же приближением известно, следовательно, магнитное состояние в любое время вдоль всего круга широт.

Таким образом, с помощью станций на различных широтах получают карты, которые для определенного времени (по Гринвичу) дают географическое распределение суточного хода отклонений от среднего суточного значения. Магнитное же поле, известное на всей поверхности сферы, разлагается на три части, по известным теоремам Гаусса, разложением шаровых функций: именно, на две части, зависящие от потенциала и выражающие магнитное действие токов или магнитов, помещенных вне или внутри поверхности сферы, и на часть, не имеющую потенциала, которую можно рассматривать как действие токов, пронизывающих поверхность земли вертикально.

Расчет показывает, что часть, не имеющая потенциала, отсутствует и что главная часть суточного периодического поля создается причинами, локализованными над земной поверхностью, — в противоположность постоянному полю, источник которого почти полностью сосредоточен внутри земного шара. Так как нельзя допустить существование подвижных постоянных магнитов вне поверхности земли, то, очевидно, при суточных периодических вариациях дело в магнитных влияниях систем электрических токов; последние можно вычислить чисто формально, по магнитным данным (рис. 5 и 6). Характерен сильный вихрь тока на дневной стороне летнего полушария; ночью токи слабы. Если представить, что система токов продвигается с востока на запад над поверхностью земли, то легко подсчитать по известным правилам, что, например, в Потсдаме ($52,5^\circ$ сев. шир.) летом должно наступить магнитное колебание в таком роде: минимум северной компоненты в полдень; у восточной компоненты максимум в 8 час., минимум в 13 час.; вертикальная компонента (положительное направление вниз) имеет минимум в полдень.

б) Основы объяснения. Объяснение этой системы токов основано на том известном факте, что в электрическом проводнике, движущемся относительно магнитного силового поля, индуцируется ток. Высшие слои атмосферы должны являться такими проводниками. Они приводятся в движение теми, по преимуществу горизонтальными, колебаниями, которые связаны с суточными периодическими колебаниями атмосферного давления и которые вызываются частью суточными периодическими нагреванием и охлаждением, частью силой прилива и отлива. Так как это явление

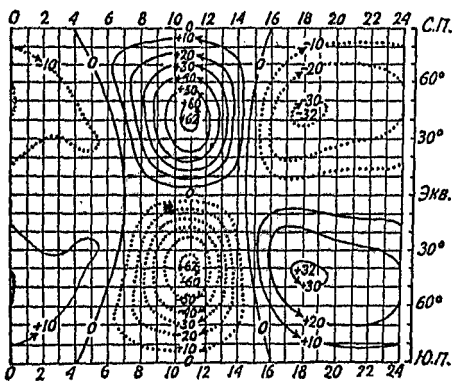


Рис. 5. Равноденствие.

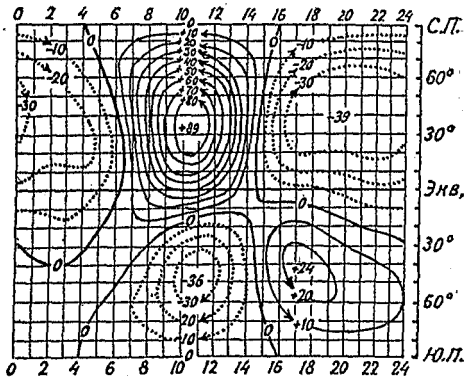


Рис. 6. Северное лето.

Рис. 5—6. Суточная периодическая система токов во время минимума солнечных пятен. Карты земли. Меридианы помечены местным временем, 12 = полдень. Линии токов на расстояниях 10 000 А. Единица чисел 1 000 А. Стрелки в направлении тока. Общая сила тока главного вихря до полудня равняется во время равноденствия 62 000, летом 89 000 А.

подобно возбуждению тока в динамо-машине, то говорят с целью сравнения об „атмосферном динамо“. Постоянное магнитное поле земли соответствует неподвижному магниту, атмосфера — якорь, движимый как тепловым излучением солнца, так и приливными силами солнца и луны, а высокие проводящие слои — „витки“, в которых возбуждаются токи.

Схематический рис. 7 иллюстрирует эту основную мысль на упрощенном примере полусуточного атмосферного прилива и отлива. Это два схематических изображения земного полушария, где N , S — северный и южный полюсы, $A'A'$ —

экватор. Левое изображение показывает волну давления (пунктирно), максимум в M , минимум в M' ; тело, вызывающее прилив (например луна), стоит, следовательно, над точкой M . Так как волна вместе с луною движется над землей с востока на запад, то линии воздушного течения (сплошные линии) сходятся в точке A посредине между M и M' . По линиям воздушного течения определяются электрические силы, а по ним линии сил электрических токов (изображенные на правом чертеже пунктиром). В данном случае не принят во внимание угол в $11,5^\circ$ между магнитной осью и осью вращения земли. Так как воздух движется горизонтально и

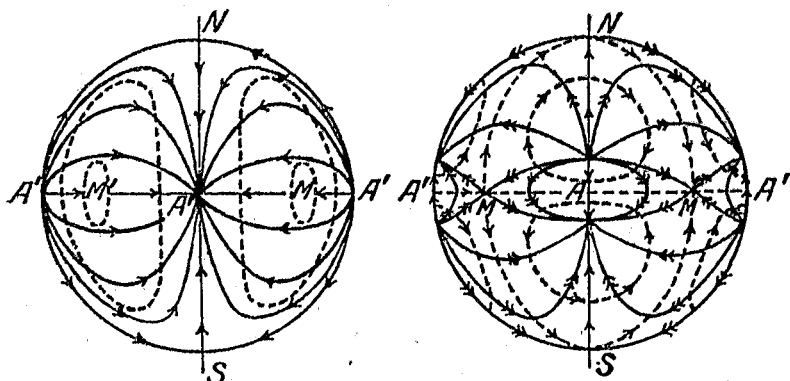


Рис. 7. Два схематических вида земли (полушария) к объяснению суточных периодических вариаций земного магнетизма. Слева: приливная и отливная циркуляции; линии равного атмосферного давления (пунктир) и линии воздушных течений (сплошные). Справа: линии электрического тока на высоте (пунктир) и горизонтальные магнитные силовые линии (сплошные), возникающие у земной поверхности под действием этой системы токов (по С. Чеммену).

электропроводный слой также расположен горизонтально, то для индукции существенна только вертикальная слагающая магнитного поля земли. У экватора она исчезает, у северного полюса направлена вертикально вниз, у южного — вверх. Линии тока в более высоких широтах узнаются непосредственно по правилу, что скорость воздуха, магнитное и индуцированное электрическое поля образуют правую систему. Так как поверхность замкнута, то линии тока должны замыкаться в экваториальной зоне. Следовательно, они направлены там противоположно тем слабым электродвижущим

силам, которые индуцируются незначительной вертикальной слагающей постоянного поля и которые в стационарном состоянии компенсируются электрическим полем статических зарядов.

Теория магнитных вариаций усложняется тем, что переменное магнитное поле внешних токов возбуждает токи внутри земли, магнитное поле которых также обнаруживается при регистрации. Действия внутренней и внешней систем токов усиливаются в горизонтальных магнитных компонентах, в то время как вертикальные колебания поля взаимно ослабляются; первичное внешнее поле приблизительно в 2,5 раза сильнее вторичного внутреннего.

С. Чепмен (84) привел теорию Шустера к известной законченности. Сила тока зависит (грубое среднее) от произведения σDuZ (σ — средняя удельная электропроводность, D — толщина слоя, u — горизонтальная скорость воздуха, Z — вертикальная слагающая постоянного магнитного поля). Однако нельзя решить, который из двух множителей σ и u обуславливает вариацию, потому что оба они меняются в одном и том же месте в течение солнечного дня. Поэтому следует считать весьма удачной мысль привлечь к исследованию наряду с солярными также лунные суточные колебания земного магнетизма.

с) Лунные вариации. В сообщениях магнитных обсерваторий публикуются величины элементов земного магнетизма или силовые компоненты для каждого часа. Отсюда прежде всего исключают солярную суточную вариацию и располагают остаток по лунному времени, причем лунные сутки, равные в среднем 24, 84 солнечных суток, равномерно делятся на 24 лунных часа, начиная с верхней лунной кульминации. Тогда в среднем по всем лунным фазам получается лунная вариация чрезвычайно простого вида, именно чистые синусоиды с периодом в 12 лунных часов и с амплитудами, порядок величины которых еще в десять раз меньше, чем у солярной волны. Лунное колебание склонения в Потсдаме составляет в среднем за год около 10 дуговых секунд; для обнаружения столь ничтожных вариаций, разумеется, требуется обработка данных за многие годы.

По теории Шустера следовало ожидать простую форму лунной волны. Потому что, с одной стороны, от луны могут исходить только гравитационные влияния, и воздушное движение должно иметь вид простого прилива и отлива; это известно и непосредственно из лунарных колебаний давления, тогда как у солярных волн давления преобладают термические влияния. С другой стороны, можно допустить, что полная электропроводность σD , существенно зависящая от положения солнца, в среднем по всем лунным фазам в каждом месте постоянна, потому что в каждый час по солнечному времени в течение месяца все положения луны встречаются равно часто.

Картина становится, однако, совсем иной, если обрабатывать раздельно данные по отдельным фазам луны, как то: новолунию, первой четверти и т. д.; тогда в каждой группе каждый лунный час совпадает с определенным солнечным часом. Тогда выясняется (рис. 8), что к полусуточной волне прибавляются другие члены, благодаря которым вариации днем существенно сильнее, чем ночью. Этим убедительно доказывается, что полная электропроводность фактически зависит от положения солнца.

д) Численные данные для электропроводности. Если учитывать самоиндукцию, то совместная обработка солярных и лунных вариаций во время максимума солнечных пятен дает $\sigma D = 3 \cdot 10^4 \Omega^{-1}$ для тех точек, где солнце находится в зените; числа для ночи существенно меньше, чем для полудня, составляя не более одной двадцатой их. Железо при 0°C обладает удельной электропроводностью $10^5 \text{ см}^{-1} \Omega^{-1}$. Весь проводящий слой в атмосфере в отношении электропроводности эквивалентен, следовательно металлической оболочке, толщина которой колеблется с положением солнца, временем года и пятнообразовательной деятельностью солнца в пределах от 3 мм до 0,05 мм.

е) Затруднения. Теория, созданная Чепменом, в общих чертах хорошо объясняет наблюдения. Расхождение между наблюдением и вычислением обусловлено, вероятно, главным образом внутренней системой токов. При относительно большой электропроводности морской воды по срав-

нению с сушей и при различиях в суточных колебаниях над сушей и над морем общая система токов, движущаяся с востока на запад, должна осложниться местными неправильностями; последние до сих пор не определены ближе вследствие недостаточности и плохого распределения маг-

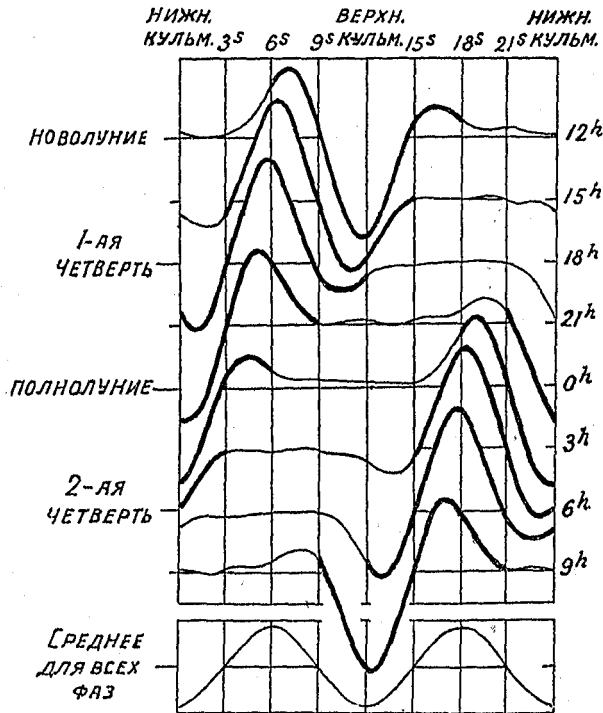


Рис. 8. Лунный суточный ход западной магнитной компоненты в Батавии для 8 лунных фаз. У правого края написано среднее солнечное время верхней кульминации луны в соответствующей фазе. Время, когда солнце находится над горизонтом, соответствует утолщению кривой. Для верхних 8 кривых расхождение между осями абсцисс соответствует $4 \cdot 10^{-5}$ гаусс; общая амплитуда хода в среднем по всем фазам $5,4 \cdot 10^{-5}$ гаусс.

нитных обсерваторий (всего их 50, из них 20 в Европе, т. е. на $\frac{1}{50}$ всей земной поверхности, и только 9 в южном полушарии). Утешительно, что отношение солнечных вариаций к лунным, равное 10:1, более или менее соответствует отношению волн атмосферного давления у земной поверх-

ности (16:1); следовательно, порядок вычисленной электропроводности правилен.

С другой стороны, выясняется то странное обстоятельство, что атмосферные колебания на высоте по фазе обратны колебаниям у поверхности земли. Пока это объяснимо лишь предположительно ввиду сложности теории вынужденных колебаний атмосферного давления на вращающейся земле. Можно указать, что нижняя атмосфера колеблется в резонансе с вынуждающими силами; так как период собственного колебания волны, движущейся с востока на запад и имеющей форму приблизительно $\cos^2\varphi \cdot \sin 2\lambda$ (φ — географическая широта, λ — долгота), совпадает до нескольких минут с 12 солнечными часами, то солнечная полусуточная волна оказывается усиленной в 60 раз, а лунная в 3 раза по сравнению с теми значениями, какие они имели бы при равновесии между градиентом давления у земли и вынуждающей силой. Вследствие резонанса периодические градиенты давлений вверх обратны тем, какие вниз, и допустима мысль, что на поверхностях температурного скачка образуются внутренние волны, благодаря которым выше этих поверхностей движение обратно тому, какое у земли. В противоположность этому Чепмен ищет причину в самостоятельных суточных температурных колебаниях и связанной с ними воздушной циркуляции в проводящем слое; источник же их — сильное поглощение солнечного света озоном (ср. стр. 214).

f) Магнитные возмущения. До сих пор речь шла только о суточных периодических вариациях, полученных в среднем за много дней. В течение одиннадцатилетнего периода солнечных пятен суточный ход меняет свою амплитуду; характер изменяется слабее; однако замечательно различие в поведении солнечного и лунного колебания. В Гривиче, например, амплитуда склонения между минимумом и максимумом солнечных пятен меняется у солнечных колебаний на 60—70%, у лунных же менее, чем на 20%. Зато лунные колебания гораздо чувствительнее к небольшим магнитным возмущениям, меняющимся изо дня в день.

При ясно выраженных магнитных возмущениях не только увеличивается нормальный суточный ход, но к нему присоединяется добавочный суточный ход совершенно иного вида; его можно изобразить на всем земном шаре существенно однодневными волнами (84). Так как возмущения, повидимому, всегда вызываются проникновением корпускулярных лучей в зону полярного сияния, то в области внедрения их следует предполагать более сильную ионизацию, чем и должны объясняться добавочные вариации. Правда, в этом еще нет ясности; также нет и удовлетворительной теории, объясняющей ход магнитных возмущений, несмотря на то, что большинство магнитных бурь протекает более или менее одинаково.

г) Другие вариации. Теории Шустера был задан справедливый вопрос, почему только ничтожные периодические перемещения воздуха, — скорость которых у поверхности земли достигает нескольких *см/сек* и которые у земли полностью покрываются непериодическими ветрами, — индуктивно влияют на земной магнетизм, тогда как непериодические движения не обнаруживаются. На этот вопрос надо ответить только в том смысле, что действительно в дни, спокойные в магнитном отношении, внутри электропроводного слоя невозможны непериодические движения, подобные нашим циклонам и антициклонам около Земли, потому что зависимость возмущений от состояния солнечных пятен столь сильна, что вряд ли сколько-нибудь заметная доля возмущений возбуждается иначе, чем путем солярных корпускулярных лучей. Только ими вызываются, одновременно с повышением электропроводности, и обширные воздушные перемещения. Стационарные ветры в высоте, подобные пассатам, должны были бы обнаружиться в виде систематической внешней части магнитного поля, но существование последней недостоверно.

По А. д. Шмидту (86) обречены на неуспех эмпирически-статистические поиски влияния на земной магнетизм со стороны колебания проникающего излучения, периодического по звездному времени, а также со стороны обусловленной им ионизации (стр. 241).

Быстрые изменения магнитного поля земли не обнаруживаются обычными вариометрами вследствие большой инерции последних. Поэтому пользуются замкнутыми кабелями, измеряя индуцированный в них электрический ток; принцип тот же, что в рамочном приеме электромагнитных колебаний в радиотелеграфии. Этим путем было обнаружено, что кажущийся плавным ход магнитных элементов в действительности по временам разрешается в небольшие, поразительно правильные колебания, получившие название элементарных волн или пульсаций; период их равен от 5 до 100 *сек* (80, 85). Повидимому они возбуждаются, как и суточные ходы, правильными атмосферными колебаниями в высоких электропроводных слоях. Возникает мысль о фадинге, периоды которого имеют ту же самую величину (стр. 236).

IX. Электромагнитные волны.

Уже упоминалось (стр. 223), что распространение электромагнитных волн также привело к допущению высокого электропроводного слоя атмосферы. Правда, вследствие электропроводности земли волна распространяется и вдоль ее поверхности, огибая ее (поверхностная волна) (99), хотя ослабление этой волны вследствие абсорбции оказалось в действительности меньше теоретически ожидавшейся величины. Но только в последние годы опыт коротких волн привел к признанию проводящего слоя в атмосфере. Большая дальность распространения коротких волн обнаруживается у 15-метровых волн, дважды облетающих земной шар за 0,138 *сек* (100). Практически с этим признанием считаются, направляя волновую энергию под некоторым углом вверх при помощи специальных антенн (рефлекторов) (95); для 11- и 15-метровых волн между Науэном и Буэнос-Айресом минимум интенсивности приема был при наклоне рефлектора в 38°.

Здесь будут затронуты лишь основные пункты, и указаны другие более полные сообщения (96, 97). После первых английских и американских наблюдений над волнами, отразившимися от слоя Хивисайда и достигшими земли, Эппле-

тон и его сотрудники (87, 88, 89) поставили систематические наблюдения над высотой слоя. На расстоянии около 100 км от станции отправления принимаются волны в 400 м при помощи комбинированной системы из различных антенн; таким путем оказывается возможным отделить волну, идущую сверху, от волны, бегущей вдоль земной поверхности. Высота слоя, отклоняющего волны к земле, оказалась от 90 до 130 км ночью, летом. Зимой, в последние три ночных часа часто наблюдались 250—350 км; но как только солнечные лучи касались атмосферы, нижняя граница слоя снова опускалась до 100 км. В течение дня ниже основного слоя Хивисайда, повидимому, образуется следующий ионизованный слой (спускающийся до 40—50 км ниже первого); однако он проявляется больше в абсорбции волн, чем в заметном изменении высоты, достигаемой ими.

Скорость вереницы (пуга) электромагнитных волн в ионизованной среде отличается от скорости света в пустоте (93). Групповая скорость всей вереницы волн меньше, фазовая же скорость v одной длины волны больше скорости света c в пустоте; v определяет искривление луча; показатель преломления n дается отношением:

$$n^2 = \frac{v^2}{c^2} = \epsilon = 1 - 4\pi N \frac{e^2}{m\omega^2},$$

(ϵ — диэлектрическая постоянная; N — число ионов в 1 см³, e (электростатическое), m — их заряд и масса, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ — циклическая частота волны с длиной λ в неионизованном пространстве).

Постоянное магнитное поле F земли влияет на движение ионов. Последние могут описывать окружности или спирали (радиуса r) около магнитных силовых линий, — здесь не учитываются столкновения ионов между собою и с молекулами, — с угловой скоростью ω_0 . Она определяется из равенства между механической центробежной силой $m\omega_0^2 r$ и электрической отклоняющей силой

$\frac{eF\omega_0 r}{c}$ в результате действия магнитного поля на ток, т. е. на кружащийся ион

$$\omega_0 = \frac{eF}{mc}$$

При $F=0,5$ гаусс и $e=4,8 \cdot 10^{-10}$ находим для электрона ($m=9 \cdot 10^{-28}$) $\omega_0=8,9 \cdot 10^6$, для водородного иона ($m=1,66 \cdot 10^{-24}$) $\omega_0=4,8 \cdot 10^3$. Соответствующие этим частотам длины волн ($\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$) равны 210 м и 390 км.

Так же, как в оптике, распространение волны в магнитном поле зависит от угла между плоскостью поляризации волны и направлением поля; наступаст двойное лучепреломление и вращение плоскости поляризации (эффекты Керра и Фарадея) (94). Вместо вышеприведенного выражения для n^2 справедливы другие, в которых ω^2 заменена $(\omega^2 - \omega_0^2)$. Особенных отступлений от случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует, следует ждать при ω близком к ω_0 ; следовательно, в области радиоволн магнитное поле земли может иметь значение только при наличии свободных электронов в слое Хивисайда. В последнем случае особенные явления должны наступить вблизи резонансной длины волны, равной 210 м. Хотя еще далеко нет теоретического объяснения отчетливой поляризации, наблюдаемой при приеме коротких волн (92) [с помощью которой объясняется и фаддинг-эффект как интерференция между различными вереницами волн (91)], все же существование этой поляризации признается как доказательство свободных электронов. Лабораторные наблюдения также подтверждают вероятность того (3), что при низких давлениях, как в высших слоях атмосферы, свободные электроны могут существовать долго, тогда как в плотном воздухе вблизи земли они быстро оседают.

Относительно числа N электронов в 1 см³ дает указание следующий подсчет (101): короткие волны, падающие на слой Хивисайда под углом $\alpha=60^\circ$, в конечном счете, безусловно, приобретают скорость, параллельную поверхности земли; это наблюдалось даже при более крутом падении при $\alpha=20^\circ$

Из отношения показателей преломления $\frac{n}{n_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin 90^\circ}$. Следует: $n = \sin \alpha$, так как $n_0 = 1$ в нижней атмосфере. Отсюда, так как $\omega^2 \gg \omega_0^2$ ($\omega = 10^8$ для $\lambda = 19$ м), по вышеприведенной формуле n^2 :

$$\cos^2 \alpha = 1 - n^2 = \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}.$$

Полагая $\alpha = 60^\circ$, $\cos^2 \alpha = \frac{1}{2}$, получаем $N \frac{e^2}{m} = 4 \cdot 10^{15}$,

откуда

$$N = 1,5 \cdot 10^6$$

для электронов, или $N' = 2,8 \cdot 10^9 \cdot k$ для ионов с массой k -кратной массе водородного атома. По сравнению с этим лишь исчезающе малым оказывается содержание электронов и заряженных атомов или молекул в близких к земле слоях атмосферы; число молекулярных комплексов (ионов с массой во много раз большей водородной), обуславливающих электропроводность воздуха вблизи земли, — порядка 700 на 1 см^3 . Так как число электронов и ионов должно быть более или менее одинаково, то отсюда следует, что проводимость вызывается, главным образом, свободными электронами; так как 10^6 ионов на 1 см^3 обусловили бы гораздо меньшие значения для $\cos^2 \alpha$.

Чем больше N , тем сильнее преломление волны и тем ближе к станции отправления возвращаются отраженные или преломленные волны; с другой стороны, тогда волна больше ослабляется абсорбцией. Причина в том, что энергия колебания, поглощенная ионами, превращается главным образом в тепловую, при столкновениях ионов с газовыми молекулами; следовательно, волновая энергия поглотится тем быстрее, чем плотнее газ и чем сильнее он ионизован. Коэффициент поглощения пропорционален

$$\frac{N e^2}{m} \cdot \frac{\omega}{\tau}, \quad \text{где } \tau = \frac{l}{V}$$

(l — средняя длина свободного пути иона, V — его средняя скорость вследствие беспорядочного теплового движения,

отсюда τ — средний промежуток времени между двумя последовательными столкновениями). По кинетической теории газов электропроводность равна (правда, не для электронов, в случае которых получаются слишком малые значения σ):

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m} \text{ (электростатич.)}$$

Величина $\frac{Ne^2}{m}$ выше была найдена равной $4 \cdot 10^{15}$. Средняя свободная длина пути (около поверхности земли 10^{-5} см) возрастает от $l = 2,2$ см на высоте 100 км до 70 см на высоте 130 км (ср. стр. 222). По кинетической теории скорость электронов $V = 1,2 \cdot 10^7$ см/сек; следовательно на высоте 100 км $\sigma = 8 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$ Ω $^{-1}$. Из наблюдений суточных вариаций земного магнетизма вытекает: максимальная $\sigma = 10^{-3}$ см $^{-1}$ Ω $^{-1}$; на 130 км для этого хватило бы уже $N = 5 \cdot 10^4$ электронов на 1 см 3 . Игак допущение, что в верхней атмосфере имеется от 10^5 до 10^6 свободных электронов на 1 см 3 , удовлетворяет наблюдениям как в области земного магнетизма, так и беспроволочной телеграфии.

Связь между приемом радиотелеграфных волн и возмущениями земного магнетизма наблюдалась неоднократно; при сильных магнитных бурях, например, прерывалась трансатлантическая коротковолновая связь. Возможность объяснения лежит в повышенной ионизации благодаря усиленному солнечному корпускулярному излучению во время магнитных бурь; но наблюдений пока еще слишком мало. Магнитное возмущение влияет прежде всего на общие условия приема (интенсивность приема, путь волны); при возмущении условия, обычные ночью, имеют место днем. Главная же часть собственно атмосферных возмущений, например слышимых по радио, происходит, по видимому, вследствие процессов в тропосфере (например гроз).

Медленное периодическое нарастание и убывание силы приема (фаддинг) напоминают магнитные элементарные волны (стр. 232). Здесь дело не столько в интерференции между волнами поверхностной и отраженной, сколько в колебаниях интенсивности и поляризации пространственной волны. При

существующей зависимости распространения волны от магнитного поля вполне понятно, что сказываются уже ничтожные колебания последнего в 10^{-4} гаусс и меньше (91).

Х. Ионизация.

а) Общее. Число n ионов в 1 см^3 связано с числом q (коэффициент ионизации) пар ионов, возникающих в 1 см^3 в течение секунды, и с числом an^2 воссоединившихся в то же время пар ионов (a — коэффициент воссоединения).

$$\frac{dn}{dt} = q - an^2.$$

В стационарном состоянии, следовательно, $q = an^2$.

Вблизи земной поверхности воздух ионизируется главным образом благодаря радиоактивному излучению веществ, содержащихся в коре земли, морской воде и воздухе. До стратосферы это земное излучение не доходит; там существуют иные ионизаторы, каждый из которых будет рассмотрен отдельно.

б) Солярное ультрафиолетовое излучение. А. Шустер первый истолковал сильную зависимость электропроводности верхних слоев атмосферы от положения солнца в том смысле, что главным ионизатором являются солнечные лучи, по преимуществу ультрафиолетовые. В противоположность этому Сванн (105) утверждал, что энергии последних далеко не достаточно, и что даже полная солнечная энергия, излучаемая на землю, не могла бы поддерживать ту степень ионизации, какая требуется столь высокой электропроводностью. С. Чепмен (101), однако, показал, что выводы Сванна основаны на слишком большом коэффициенте воссоединения a ($=10^{-6}$, как у поверхности земли) и слишком малом значении подвижности ионов. Если солнце излучает как черное тело температуры 6000° , то в области наиболее существенной для ионизации, именно ниже $1350 \text{ \AA}$, что соответствует скорости электронов более 9 вольт, — окажется всего лишь $1,61 \cdot 10^{-5}$ общей энергии ($1,93 \text{ cal/cm}^2 \text{ мин}$).

т. е. $22 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$ на земной поверхности. 9 вольт-электронов соответствуют энергии ионизации одной пары ионов, именно $4,77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{9}{300} = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$. Следовательно, в вертикальном столбе воздуха с сечением в 1 см^2 коротковолновой частью излучения может быть создано около $1,6 \cdot 10^{12}$ пар ионов в секунду.

Для того чтобы судить, достаточна ли эта сила ионизации, нужно иметь данные о коэффициенте рекомбинации α , который вверху, где имеются свободные электроны, безусловно меньше, чем у земли. С этой целью Чепмен рассматривает ночное уменьшение числа ионов n . Ночью по сравнению с днем $q=0$; решение уравнения $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$ дает

$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$. Пусть при заходе солнца $t=0$; приблизительно через три часа ($t=10^4 \text{ сек.}$) n еще равно 10^5 (стр. 235), по наблюдениям радиотелеграфии. Так как $n_0 > n$, то можно приближенно положить, для $t=10^4$, $1 \ll n_0 \alpha t$, следовательно $n = \frac{1}{\alpha t}$, откуда $\alpha = \frac{1}{nt} = 10^{-9}$. В стационарном состоянии,

в полдень, $q = \alpha n^2$, и если $n=10^5$, то $q=10^3$. В вертикальном столбе сечением в 1 см^2 и высотой в 300 км в секунду были бы созданы $3 \cdot 10^{10}$ пар ионов; для этого числа вполне достаточно вычисленной выше силы ионизации ультрафиолетового излучения ($1,6 \cdot 10^{12}$).

с) Применение теории Шаха (Saha). Успехи последних лет в области астрофизики основаны главным образом на приложении законов термодинамики к теории ионизации газов (об этой теории Шаха см. [102, 103]). А. Паннекук (104) применил эту теорию, построенную Мильном, Фоулером и Вольтером, к ионизации земной атмосферы солнечными лучами. Пусть $h\nu_0$ (h — планковский квант действия, ν_0 — частота возбуждающего излучения) — энергия ионизации, нужная для отщепления одного электрона; если поглощается энергия $h\nu$ ($\nu > \nu_0$), то часть ее $h\nu_0$ израсходуется на ионизацию, а остаток перейдет в энергию движения. Так образуется сплошная полоса абсорбции, тянущаяся от ν_0 в сторону ко-

ротких волн до $\nu = \infty$. Компенсирующим процессом является рекомбинация иона с электроном.

Граница спектра абсорбции в области длинных волн рассчитывается по уже известным потенциалам возбуждения (кислород 16,1, водород 16,1, азот 16,9 вольт); она оказывается 730 Å для азота, 766 Å для кислорода и водорода. Паннекук рассматривает чистые азотную, кислородную и водородную атмосферы и вычисляет для них падение давления с высотой при температуре — 55° С. Падающее солнечное излучение обладает известными уже интенсивностью и эффективной температурой. Активная коротковолновая часть его очень сильно поглощается при прохождении сквозь атмосферу; для этой атомной абсорбции получаются величины до $a = 10^4$ (относительно a ср. стр. 206). Под действием этих лучей возникает n электронов на 1 см³; при сделанных допущениях n — функция давления, а следовательно высоты. На определенной высоте n достигает максимума, как видно из следующей таблицы (p в атмосферах, h в километрах; десятичные логарифмы p и n). Значения высот, приведенные в оригинальной работе, перечислены на парциальное давление водорода вблизи земли, равное 10^{-8} атм. (соответственно [1]).

	$\lg p$	—8	—9	—10	—11	—12	—13	—14
Азот {	$\lg n$ h (км)	—5,5 121	+4,8 136	+5,4 151	+5,0 167	+4,5 182	+4,0 197	+3,5 212
Кислород . . {	$\lg n$ h (км)	—10 104	+4,7 117	+5,7 131	+5,3 144	+4,8 157	+4,3 170	+3,8 184
Водород . . {	$\lg n$ h (км)	+3,1 0	+6,0 204	+5,8 415	+5,3 626	+4,8 837	+4,3 1043	

Таблица и рис. 9 показывают, что число n электронов сначала медленно растет по мере приближения к земле, соответственно увеличению числа атомов в 1 см³ n достигает максимума, равного от 10^5 до 10^6 , и при дальнейшем приближении к земле очень быстро падает до 0 вследствие сильно возрастающего поглощения. У азота максимум лежит на

146 км, нижняя граница ионизованного слоя около 130 км; для кислорода соответствующие числа 130 и 114 км. У водорода максимальная ионизация лежит много выше, хотя и не так высоко, как полагал Паннекук, основывавший свои расчеты на гораздо большем содержании водорода. Тем не менее справедливо его заключение, что существование водородной атмосферы исключает возможность положения слоя Хивисайда на 100—200 км, потому что водород в более высоких слоях поглотил бы все излучение ниже $766 \text{ \AA}$, между тем оно необходимо для ионизации кислорода и азота.

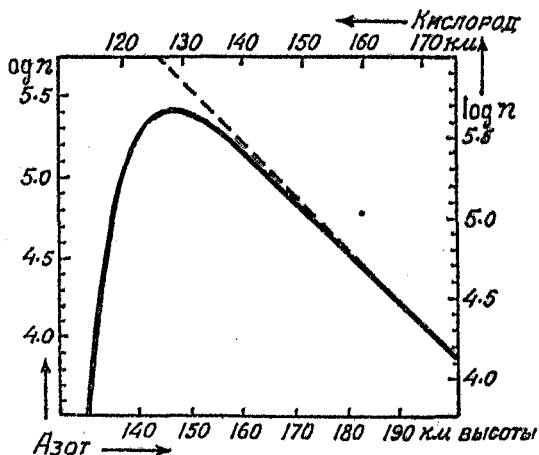


Рис. 9. Ионизация атмосферы солнечным излучением. Число n электронов в 1 см^3 для кислорода и азота.

Радиотелеграфные наблюдения приводили иногда к выводам, что слой Хивисайда по временам спускается ниже 100 км. По вычислениям Паннекука ниже 100 км не может быть электронов, возникших от фотоэлектрического эффекта в кислороде и азоте. Правда, атомные коэффициенты поглощения недостоверны; но даже уменьшение предположенной величины на $1/100$ означало бы понижение нижней границы ионизированного слоя всего лишь на 30 км. Акустические данные исключают другой исход, именно что температура ниже -55° и атмосфера поэтому более сжата.

Впрочем если бы оказалось правильным мнение Чепмена о связи между озоном и ионизацией, то ионизация ниже 100 км оказалась бы возможной: озон поглощает гораздо более длинные волны ($2500 \text{ \AA}$), чем три газа, рассмотренные выше. Однако количественных данных пока нет.

д) Соляренное γ -излучение. Если γ -лучи падают нормально на материальный слой толщиной dl и плотности ρ , то после прохождения сквозь него интенсивность излучения I оказывается ослабленной на $dI = -kI\rho dl$; k — коэффициент поглощения характерен для рода лучей. Чепмен и Мильн (1) допускают, что степень ионизации пропорциональна поглощенной энергии; они находят, что высота h_m слоя максимальной ионизации определяется плотностью воздуха $\rho(h_m)$.

в нем, причем $\rho(h_m)$ пропорционально $\frac{1}{h}$. Следовательно и h_m зависит только от k . Для очень жестких γ -лучей RaC с $x=0,0424$ оказывается $\rho(h_m)=3,4 \cdot 10^{-5}$, или $h_m=26 \text{ км}$. Вблизи земли ионизации не заметно; она слабее, чем 10^{-12} максимальной величины. Выше h_m степень ионизации убывает медленнее, чем вниз (кривая напоминает рис. 9); между 18 и 60 км ионизация более 1% максимального значения. Для обычных рентгеновских лучей ($k=4$) h_m было бы около 60 км. Эти числа относятся к вертикальному падению лучей; при наклонном падении h_m больше; для γ -лучей с $k=0,0424$ при предельном наклоне лучей (угол падения 90°) h_m около 45 км.

е) Проникающее излучение. Проникающее излучение вдесятеро жестче наиболее жестких известных γ -лучей радиоактивных элементов. При ионизации на уровне моря, приблизительно, $q=2$; на высоте 9 км $q=80$. Коэффициент поглощения около $k=0,003$; высота максимальной ионизации, т. е. $h_m=15 \text{ км}$. Г. Бенндорф (90) обстоятельно исследовал ионизацию проникающим излучением; он полагает, что ею можно было бы объяснить ночную электропроводность. Он считает коэффициент рекомбинации α пропорциональным $\frac{1}{\rho}$ (ρ — плотность воздуха) и поэтому находит для

высоты в 100 км $\alpha = 10^{-12}$. К этому надо заметить, что по соображениям С. Чепмена (стр. 238) тогда там вообще не должно быть ночного исчезновения электропроводности. При столь малом α вообще становятся излишними ночные ионизаторы, в том числе и проникающее излучение; ночная электропроводность являлась бы главным образом последствием дневной ионизации; это кажется вероятным.

f) Корпускулярное излучение Солнца. Хотя абсорбция β -лучей не следует обычному экспоненциальному закону, все же можно для сравнительных подсчетов положить $k = 3,3$ (1); тогда $h_m = 62$ км (подсчет, как в отделе d), и между 48 и 100 км свыше 1% максимальной силы. α -лучи радиоактивных веществ, пробег которых в воздухе при 15° С от 6,9 до 2,5 см, проникли бы в атмосферу извне до 95—104 км, если положить температуру воздуха выше 35 км равной 300° абс. В прежних вычислениях (219° абс.) получались, разумеется, меньшие высоты (80—85 км); вновь полученные числа больше соответствуют наблюдениям над нижней границей полярного сияния.

Г. Петерсен (96а) высказал гипотезу, что кинетическая энергия солярных корпускулярных лучей остается у атмосферы земли в виде тепловой энергии. По энергетическим соображениям следует признать эту возможность открытой до тех пор, пока будет выясненной природа излучения и условия превращения энергии. Энергия, приносимая в среднем в 1 сек, равно во время магнитной бури не менее 10^9 PS; и так как все тепло, получаемое землей от солнца, равняется $2,4 \cdot 10^{14}$ PS, то во время возмущений энергия корпускулярных лучей оказывается равной энергии ультрафиолетового излучения солнца (стр. 237). Но нагревание, вероятно, ограничивается высотами полярного сияния (выше 100 км), потому что ионы не могут проникнуть до 40 км, где по акустическим соображениям можно ожидать уже более высокую температуру.

Теплота суточного периодического вихревого тока (стр. 225) оказывается меньшей, чем 10^4 PS и следовательно повышает температуру только на ничтожные доли градуса (84).

г) Сводка относительно электропроводности. Несмотря на недостоверность наших сведений относительно многих процессов, можно набросать следующую картину происхождения электропроводности высших атмосферных слоев. Сильная электропроводность обусловлена не столько большим числом имеющихся в среднем ионов, сколько большой их подвижностью (электроны). В дни спокойные в магнитном отношении главным ионизатором является коротковолновое солнечное излучение. С ионизацией связано, повидимому, образование и разложение озона. Если положить число ионов в 1 см^3 равным 10^6 , то в слое воздуха, толщиной в 300 км, над каждым см^2 поверхности было бы $3 \cdot 10^{13}$ ионов. Так как соответствующее число молекул озона 10^{19} , то только 3 из каждых 10^6 молекул его должны быть ионизованы. Днем проводящий слой должен спускаться ниже, чем ночью, потому что после захода солнца ионизирующее действие солнца прекращается и ионы в нижних, более плотных слоях нейтрализуются быстрее, чем вверху. Ночной распад молекул озона мог бы создать условия возбуждения для зеленой линии полярного сияния, видимой в каждую ночь на всех широтах. При большой продолжительности жизни ионов выше 80 км нет надобности искать особого источника ночной ионизации, хотя возможно влияние проникающего излучения или также общего более мягкого космического γ -излучения. Вышеупомянутая (стр. 228) сильная зависимость электропроводности от числа солнечных пятен, даже в спокойные дни замечательна тем, что повышение проводимости не удается объяснить соответствующим повышением интенсивности ультрафиолетового излучения, так как изменения в остальных частях спектра слишком ничтожны; выход может быть в гипотезе, что при сильной пятнообразовательной деятельности солнца поверхность его излучает добавочные γ -лучи, разумеется, не достигающие поверхности земли.

Во время магнитных возмущений обнаруживается одновременно с ними действие солярных корпускулярных лучей, втягиваемых в магнитное поле земли, по преимуществу у полюсов. В существовании этих лучей нельзя сомневаться,

так же как и в сильном повышении электропроводности, которое они временно вызывают. Но неясно, каким образом эти лучи проходят путь между солнцем и землею и какова природа этих частиц,— есть ли это α -или β -лучи или облака частично (не вполне!) нейтрализованных частиц. В вышеприведенных расчетах проникающей способности различных лучей заложены первые основы для предположений на этот счет.

Обзор главного фактического материала заменяется ссылкой на уже опубликованное короткое сообщение составителя (5).

ЛИТЕРАТУРА.

ОБЗОРЫ.

1. Chapman, S. and Milne, E. A. The composition, ionisation and viscosity of the atmosphere at great heights. *Quart. J. roy. meteorol. Soc. Lond.* 46, 357, 1920.
2. Dobson, G. M. B. The uppermost regions of the earth's atmosphere. (Halley-Lecture) Oxford 1926. 22 S.
3. Discussion on the electrical state of the upper atmosphere. *Proc. roy. Soc. London.* (A) III, 1, 1926.
4. A discussion on ionisation in the atmosphere and its influence on the propagation of wireless signals. *Proc. phys. Soc. Lond.* 37, D. I, 1925.
5. Bartels, J. Die höchsten Atmosphärenschichten. *Naturwiss.* 16, 301, 1928.

1. АЭРОЛОГИЯ.

6. Bemmelen, W.; van. *Verhandel Kon. Magn. en Meteorol. Observat. Batavia.* Nr. 4, 1916; *Naturwiss.*, 12, 441, 1924.
7. Richardson, L. F. How to observe the wind by shooting spheres upward. *Meteorol. Office. Professional Notes* Nr. 34. London 1924.
8. Stewart, C. D. Measurement of upper wind velocities by observations of artificial clouds. *Meteorol. Office, Professional Notes.* Nr. 38 London 1924.
9. Wigand, A. *Geschossmeteorograph* D. R. P. 410705 (1926).
- 9a. Kölzer, J. *Wetter* 38, 153, 1921; *Z. Feinmech. u. Präzis.* Nr. 6, 1928.

2. РАССЕЯНИЕ.

10a. Jeans, J. H. Bull. Mount Weather Observatory 2, Part 6, 347. Washington 1910.

10b.—Dynamische Theorie der Gase. Übers. von R. Fürth. Braunschweig 1926.

11. Smoluchowski, M. von Über die Atmosphäre der Erde und der Planeten. Physik. Z. 2, 307 (1900/01)—Die ausführliche (polnische) Originalabhandlung ist abgedruckt in Oeuvres (Pismu) 1, 217. Krakowie 1924.

12. Stoney, J. Of atmospheres of planets and satellites. Trans. roy. Dublin Soc. 6, 305, 1897.

3. ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ.

12a. Dorn, C. Beobachtungen der Dämmerung und von Ringscheinungen um die Sonne 1911 bis 1917. Abh. preuss. meteorol. Inst. 5. Nr. 5. Berlin 1917.

13. Grunert, P. und Kleinert, H. Die Dämmerungserscheinungen (Probleme der kosmischen Physik 10). Hamburg H. Grand 1927.

14. Jesse, O. Die Höhe der Dunstschicht, durch welche die merkwürdigen Dämmerungserscheinungen der letzten Monate hervorgerufen worden sind. Meteorol. Z. 1, 127, 1884 u. folg. Jahre, zuletzt 8, 306 (1891).

15. Kahlke, S. Ann. Hydrogr. 49. 294. 1921. •

16. Lindeman, F. A. Nature (Lond.) 118, 195, 1926.

17. Malzey, V. Luminous nightclouds. Nature (Lond.) 118, 14, 1926.

18. Quervain, A. de: Ultracirren. Meteorol. Z. 34 132 (1917); Boll. K.: Ebenda 35, 316, 1918.

19. Radacović, M. Meteorol. Z. 43, 441, 1926; 44, 326, 1927.

20. Schmid, Fr. Das Zodiakallicht, (Probleme der kosmischen Physik II). Hamburg: H. Grand. 1927.

21. Stormer, C. Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken (Perlmutterwolken) am 30 Dez. 1926 Geofysiske Publ. Oslo 5, Nr. 2 (1927).

22. Wegener, A. Die Temperatur der obersten Atmosphärenschichten. Meteorol. Z. 42, 402, 1925. Diskussion mit F. A. Lindemann und G. M. Dobson. Ebenda, 43, 102, 1926.

23.—Beobachtungen der Dämmerungsbögen und des Zodiakallichtes in Grönland. Sitzungsber. Acad. Wiss. Wien, Math. naturwiss. Kl. Abt. 11a, 135, 328, 1926.

24.—Anfangs- und Endhöhen grosser Meteore. Meteorol. Z. 44, 281, 1927.

4. ПОЛЯРНОЕ СИЯНИЕ.

25. Babcock, Harold D. A study of the green aurora line by the interferometr. method. Astrophys. J. 57, 209, 1923.

26. Gario, G. Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie. Z. f. Physik 42, 15, 1927.

27. Dufay, J. Intensité de la raie verte des aurores polaires dans le spectre du ciel nocturne. C. r. Acad. Sci. 185, 142, 1927.
28. Grottrian, W. Zur Frage nach dem Ursprung der grünen Nordlichtlinie. Naturwiss. 15, 869, 1927.
29. Über den Ursprung der Nebellinien. Ebenda 16, 177, 193, 1928.
30. Hopfield J. J. Phys. Rev., (2) 29, 923, 1927.
31. Mac Lennan, J. C. and Shrum: Proc. roy. Soc. Lond. (A) 106, 138, 1924; (A) 108, 501, 1925.
32. Mac Lennan J. C., Mac Leod, J. H. and Mac Quarrie, W. C. An investigation into the nature and occurrence of the auroral green line 5577 Å. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 114, 1, 1927; Nature (Lond.) 118, 441, 1926.
33. Mac Lennan, J. C. and Mac Leod, J. H. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 115, 515, 1927.
34. Mac Lennan J. C., Ruedy, Richard and Mac Leod J. H. On the origin of the auroral green line in the oxygen spectrum. Trans. roy. Soc. Canada (Sect. III), (3), 21, 27, 1927.
35. Paschen, F. Sitzungsber. preuss. Acad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1927, 207.
36. Pelzer, H. Zur Frage des Vorhandenseins von festem Stickstoff in der Erdatmosphäre. Ann. Physik (4) 83, 362, 1927.
37. Rayleigh, Lord. The aurora line in the spectrum of the night-sky. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 100, 367, 1922.
- 38.—On visual observations of the aurora line in the spectrum of the sky at night. Gerlands Beitr. z. Geophysik 19, 292, 1928.
- 39.—The light of the night-sky: its intensity variations when analyzed by colour filter. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 106, 117, 1924; 109, 428, 1925; 119, 11, 1928.
40. Sommer, L. A. Über den Ursprung der grünen Nordlichtlinie. Naturwiss. 16, 219, 1928.
41. Stormer, C. On an aurora curtain of violet-gray colour situated at a high altitude photographed on September 8th, 1926 Gerlands Beitr. z. Geophysik 17, 254, 1927.
42. Resultats des mesures photogrammetriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922. Geofysike. Publ. Oslo. 4. Nr. 7. 1926.
- 43.—Action remarquable de la lumière du soleil sur la hauteur des aurores boréales. C. r. Acad. Sci. 185, 262, 1927.
- 44.—Nature, 120, 329, 1927.
45. Vegard, L. and Krogness, O. The position in space of the aurora polaris. Geofysis Publ. Oslo. 1, Nr. 1 (1920).
46. Vegard, L. Das Nordlicht und die höheren Atmosphärenschichten. Naturwiss. 13, 541, 1925.
47. Neue Ergebnisse über das Leuchten verfestigter Gase und ihre Beziehungen zum Nordlicht. Ebenda 15, 438, 1927.

48. Wiechert, E. Polarlichtbeobachtungen in Göttingen Phys. Zs. 3 365, 1901/02.
 49. Wien, W. Phys. Zs. 24, 415, 1923.

5. O₃O₂.

50. Cabannes, J. et Dufay, I. Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible. Diffusion moléculaire. Absorption par l'ozone. J. Physique (6), 7, 257, 1926.
 51.—Mésure de l'altitude et de l'épaisseur de la couche d'ozone dans l'atmosphère. Ebenda (6) 8, 125, 1927; C. r. Acad. Sci. 181, 302, 1925.
 52.— — Les variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère Ebenda (6) 353, 1927.
 53. Chree, C. Atmospheric Ozone and terrestrial magnetism. Proc. roy. Soc. Lond. (A). 110, 693, 1926.
 54. Colange, G. Étude de l'absorption par l'ozone dans le spectre visible. J. Physique (6) 8, 254, 1927.
 55. Dobson, G. M. B. and Harrison, D. N. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 110, 660, 1926.
 56. Dobson G. M. B. and Lawrence, J. Ebenda 114, 521, 1927.
 57. Dorno, C. Abh. preuss. meteorol. Inst. Berlin (6) 283, 1919; Hann-Süring Lehrb. d. Meteorol. 4. Aufl., 6. Leipzig 1926.
 58. Dorno, C. und Götz F. W. P. Ozonmessungen auf spektrographischem Wege. Meteorol. Z. 44, 385, 389, 462, 1927.
 59. Dutheil, J. und M. L'absorption de la lumière par l'ozone entre 3050 et 3400 Å (région des bandes de Huggins). J. Physique, (6) 7. 414, 1926.
 60. Fabry, Ch. The absorption of radiation in the upper atmosphere. Proc. phys. Soc. Lond. 39, 1, 1927.
 61. Fabry Ch. et Buisson, M. L'absorption de l'ultra-violet par l'osone et la limite du spectre solaire, J. Physique (5) 3, 196, 1913.
 62.— — Ebenda (6) 2; 197, 297, 1921.
 63. Fowler and Strutt Proc. roy. Soc. Lond. (A) 93, 577, 1917.
 64. Götz, F. W. Paul. Der Jahresgang des Osongehaltes der hohen Atmosphäre. Beitz. Z. Phys. d. freien Atm. 13, 15, 1926.
 65.— Das Strahlungsklima von Arosa Abschnitt IV. Berlin: J. Springer 1926.
 66.— Ozon und Klima. Wetter 44, 241, 1927
 67.— Zum Ozonmangel der tieferen Atmosphärenschichten. (Wird erscheinen im Second Report) Committee on Solar and Terrestrial Relationships, Internat. Research Council.
 68.— Verh. Schweizer. Naturforsch. Ges. Basel. 1927. Teil II, 116.
 69. Hartley J. chem. Soc. Lond. 39. III, 1881.
 70. Hoelper, O. Über die Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum. Z. Geophys., 3, 184.

71. Hoeler, O. und Dobson, G. M. B. (Diskussion) Ebenda, 3, 307, 309, 1927.

72. Lambert, P., Déjardin, G. et Chalonge, D. Sur l'extrémité ultraviolette du spectre solaire et la couche d'ozone de la haute atmosphère. C. r. Acad. Sci. 183. 800, 1926; Bull. Observ. Lyon. 9, 45, 1927.

72a. Maris, H. B. Nature (Lond.) 120, 839, 1927.

73. Pettit, Edison Ultra-violet Solar Radiation. Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A. 13, 380, 1927.

74. Strutt, R. J. Ultra-violet transparency of the lower atmosphere and its relative poverty in ozone. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 94, 260, 1918

6. ЗВУК.

75. Angenheister, G. Das Problem der Schallausbreitung. Meteorol. Z. 43, 467, 1926.

76. Gutenberg, B. Über die Ausbreitung des Schalls in der Atmosphäre. Naturwiss. 14, 338, 1926.

77. Wegener, A. Die äussere Hörbarkeitszone. (Mit ausführlichen Literaturangaben). Z. Geophys. I, 297, 1924/25).

78. Wiechert, E. Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre. Meteorol. Z. 43, 81, 1926; Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. 1926, 93, 201.

7. СОСТАВ.

79. Wigand, A. Die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhl. Meteorol. Z. 33, 433, 1916.

8. ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

80. Absalom, H. W. L. Proc. roy. Soc. Edinburgh, 45, 297; Terrestrial Magnetism 32, 1, 1927.

81. Angenheister, G. In Geiger-Scheel, Hand. d. Physik. 15, 314. Berlin. J. Springer 1927.

82. Bartels, J. In „Handb. d. Experimentalphysik“ herausg. von Wien-Harms, 25, 624. Leipzig, 1928.

83.— Gezeitenschwingungen der Atmosphäre. Naturwiss. 15, 860, 1927; Z. Geophys. 4, 1, 1928. Handb. d. Experimentalphysik, herausg. von Wien-Harms, 25, 163. Leipzig, 1928.

84. Chapman, S. The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism. Phil. Trans roy. Soc. Lond. (A) 218, 1, 1919; 225, 49, 1925.— J. Lond. Math. Soc. 2, 131, 1927.

85. Pödder, A. Micromagnetische Oszillationen in Irkutsk, Gerlands Beitr. z. Geophysik 17, 232 (1927).

86. Schmidt, Ad. Enthalten die Variationen des Erdmagnetismus einen Bestandteil, der in Beziehung zur Sternzeit steht? Ber. üb. d. Tätigkeit. d. preuss. meteorol. Inst. i. J. 1927, Anhang S: 89. Berlin 1928.

9. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ.

87. Appleton, E. V. and Barnett M. A. F. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 109, 621, 1925.

88. Appleton, E. V. Nature (Lond.) 118, 514, 1926; 120, 330, 1927.

89. Appleton, E. V. and Ratcliffe, J. A. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 115, 291, 305, 1927.

90. Benndorf, H. Über den durch die Hesssche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. Phys. Zs. 27, 626, 1926.

91. Breit, G. A Suggestion of a connection between radio fading and small fluctuations in the earth's magnetic field. Proc. Inst. Radio Engin., 15, 709, 1927.

92. Hollingworth, J. Nature (Lond.). 121, 171, 1928.

93. Howe, G. W. O. Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten in einem ionisierten Medium. Jb. drahtl. Telegr. 30, 42, 1927.

94. Lassen, H. Electr. Nachrichtentechnik 4, 324, 1927.

95. Meissner, A. Directional radiation with horisontal antennas. Proc. Inst. Radio Engin. 15, 928, 1927.

96. Pedersen, P. O. The propagation of radio waves along the surface of the earth and in the atmosphere. Danmarks Naturvidenskabelige Samfund. A. Nr. 15. Copenhagen 1927.

96a. Petersen, H. Phys. Z. 28, 510 (1927); Diskussion mit W Anderson: Phys. Zs. 29, 232, 492, 1928.

97. Sacklowski, A. Die Ausbreitung der electromagnetischen Wellen. Elektr. Nachrichtentechnik 4, 31, 1927. (Mit vollständigem Literaturverzeichnis).

97a.— Die Ausbreitung der electromagnetischen Wellen. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung, 1928.

98. Smith-Rose, R. L. and Barfield R. H. Measurements on wireless waves received from the upper atmosphere. Proc. roy. Soc. Lond (A) 110, 580, 1926; 116, 682, 1927.

99. Sommerfeld, A. Drahtlose Telegraphie. In: Frank-Mises, die Differential und Integralgleichungen der Mechanik und Physik 2. Braunschweig 1927.

100. Wagner, K. W. Naturwiss. 16, 104, 1928.

10. ИОНИЗАЦИЯ.

101. Chapman S. Ionisation in the upper atmosphere Quart. J. roy. meteorol. Soc. Lond. 52, 225, 1926,

102. Emden R. Thermodynamik der Himmelskörper. Enzyklop. math. Wiss. VI 2, 21. S. 515 ff. Leipzig 1926.

103. Freundlich, E. In: Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. 11, 203. Berlin: Jul. Springer 1926.

104. Pannekoek A. Ionisation equilibrium in stellar atmospheres and in the earth's atmosphere. Proc. Kon. Acad. Wetenschappen, Amsterdam 29, 1165, 1926.

105. Swann, W. F. G. Terrestr. Magnetism 21, 1; 1916.

Ответственные редакторы: *П. П. Лазарев* и *Э. В. Шпольский*.

Главлит № А-36282 П. 21. Гиз № 31484 Зак. № 619 Тир. 2000.

1- Образцовая типография Госиздата. Москва, Вавоная 28.