

## Лекция 10

### ДИНАМИКА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ, ИОНОСФЕРА, ДИНАМО В ИОНОСФЕРЕ

10-я лекция посвящена обсуждению теории ионизации ионосферы и динамических процессов в ионосферной плазме. Основное внимание уделено областям E и F, играющим большую роль при ионосферном распространении радиоволн. Описана модель динамо в ионосфере.

#### Фотоионизация

Верхняя атмосфера частично поглощает излучение Солнца в довольно широкой области длин волн - от  $< 1 \text{ \AA}$  до, более чем, 10 см. Различные участки спектра поглощаются, рассеиваются или отражаются путем различных процессов. В качестве первого шага в рассмотрении различных процессов поглощения, в ходе которых диссоциируются и ионизируются компоненты атмосферы, исследуется простейший случай фотоионизации монохроматическим излучением в изотермической атмосфере, состоящей из плоских слоев.

Пусть  $I$  - интенсивность монохроматического солнечного излучения на высоте  $h$  в атмосфере, падающего под зенитным углом  $\chi$ . Уменьшение  $I$  вследствие поглощения между высотами  $h$  и  $h - dh$  определяется соотношением:

$$-dI = -A\rho (\sec \chi dh) I. \quad (1')$$

Здесь  $\rho$  - плотность атмосферы,  $A$  - коэффициент поглощения атмосферы на высоте  $h$ ;  $A$  имеет размерность площади и называется также сечением поглощения. Для изотермической атмосферы интегрирование (1) дает:

$$I = I_\infty \exp(-A\rho_0 H e^{-h/H} \sec \chi).$$

Здесь  $I_\infty$  - интенсивность излучения на верхней границе ( $h = \infty$ ) атмосферы.

Пусть  $P(\chi, h)$  — скорость ионообразования, определяемая выражением:

$$P_{(\chi, h)} = \eta(dI / dh) \cos \chi.$$

Здесь  $\eta$  - число пар ионов, приходящихся на единицу поглощенной энергии в единичном объеме атмосферы (фотоионизационный выход); эта величина равна  $dI$ , деленному на длину пути  $dh \sec \chi$ , а именно  $(dI/dh) \cos \chi$ . Таким образом, выражение для  $P(\chi, h)$  можно записать как:

$$P_{(\chi, h)} = \eta A I_\infty \rho_0 \exp(-h/H - A\rho_0 H e^{-h/H} \sec \chi).$$

Скорость ионообразования  $P(\chi, h)$  имеет максимальное значение  $P(\chi)$  на высоте  $h$  где

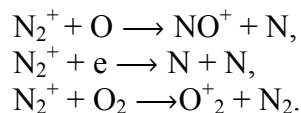
$$\exp\left\{\frac{h(\chi)}{H}\right\} = A\rho_0 H \sec \chi.$$

и

$$P_{(\chi)} = \eta I_\infty \cos \chi / H e.$$

Распределение по высоте концентраций таких составляющих, как  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $e$ ,  $O$ ,  $N$ , образующихся благодаря процессам фотоионизации и фотодиссоциации, зависит от последующих реакций с другими составляющими атмосферы, а также от динамических процессов, приводящих к переносу этих продуктов.

Например, согласно рис.1, скорость образования  $N_2^+$  очень велика, однако молекулы  $N_2^+$  являются весьма редкой составляющей ионосферы; это объясняется тем, что молекулы  $N_2^+$  весьма быстро удаляются из ионосферы в результате диссоциативных, а также других реакций:



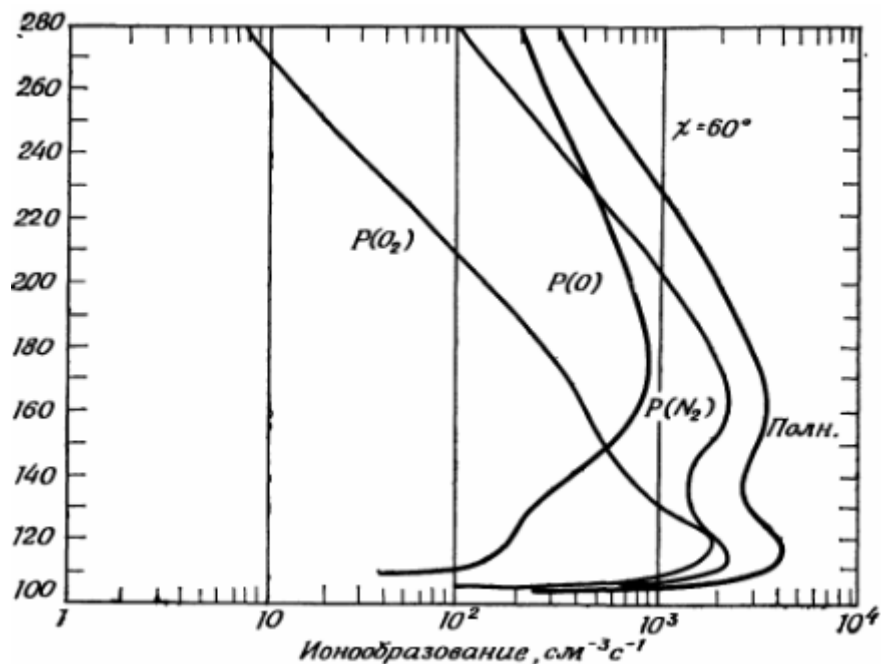


Рис.1. Скорость ионизации для трех основных составляющих атмосферы, а также общая скорость ионизации.

Масс-спектрометры, поднятые на ракетах, зафиксировали, что  $\text{NO}^+$  (ионизованная окись азота с молекулярным весом 30) и  $\text{O}_2^+$  (молекулярный вес 32) являются основными ионизованными составляющими до высот 160 км; выше этого уровня преобладает ион  $\text{O}^+$  (молекулярный вес 16). Молекулы  $\text{NO}^+$  являются в основном побочным продуктом цепочки фотохимических реакций (а не продуктом прямой фотоионизации, за исключением области D) и принадлежат к наиболее распространенным ионам в ионосфере.

### Ионосфера.

Если заряженными частицами в ионосфере являются электроны и ионы одного сорта, а их образование определяется главным образом процессами фотоионизации и рекомбинации, то уравнения (1') можно переписать так:

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= P - a_{ie} n_i n_e, \\ \frac{dn_e}{dt} &= P - a_{ie} n_i n_e \\ n_i &= n_e \end{aligned}$$

причем  $a_{ie}$  - коэффициент ионно-электронной рекомбинации. В равновесном состоянии мы имеем:

$$n_e = n_i = \sqrt{P / a_{ie}}.$$

Здесь  $P(\chi) = P_0 \cos \chi$ , и если  $a_{ie}$  не зависит от высоты, то концентрации как ионов, так и электронов пропорциональны  $\sqrt{\cos \chi}$ . Концентрация электронов измеряется посредством радиометодов; полученные данные свидетельствуют, что максимум электронной концентрации в области E хорошо согласуется с предсказанной зависимостью  $\sqrt{\cos \chi}$ . Однако в области F экспериментальные данные явно противоречат этому закону.

Как правило, в ионосфере скорость потерь можно описать, используя коэффициенты  $\alpha_{\text{эфф}}$  или  $\beta_{\text{эфф}}$ , представляющие эффективный коэффициент рекомбинации и эффективный коэффициент прилипания соответственно.

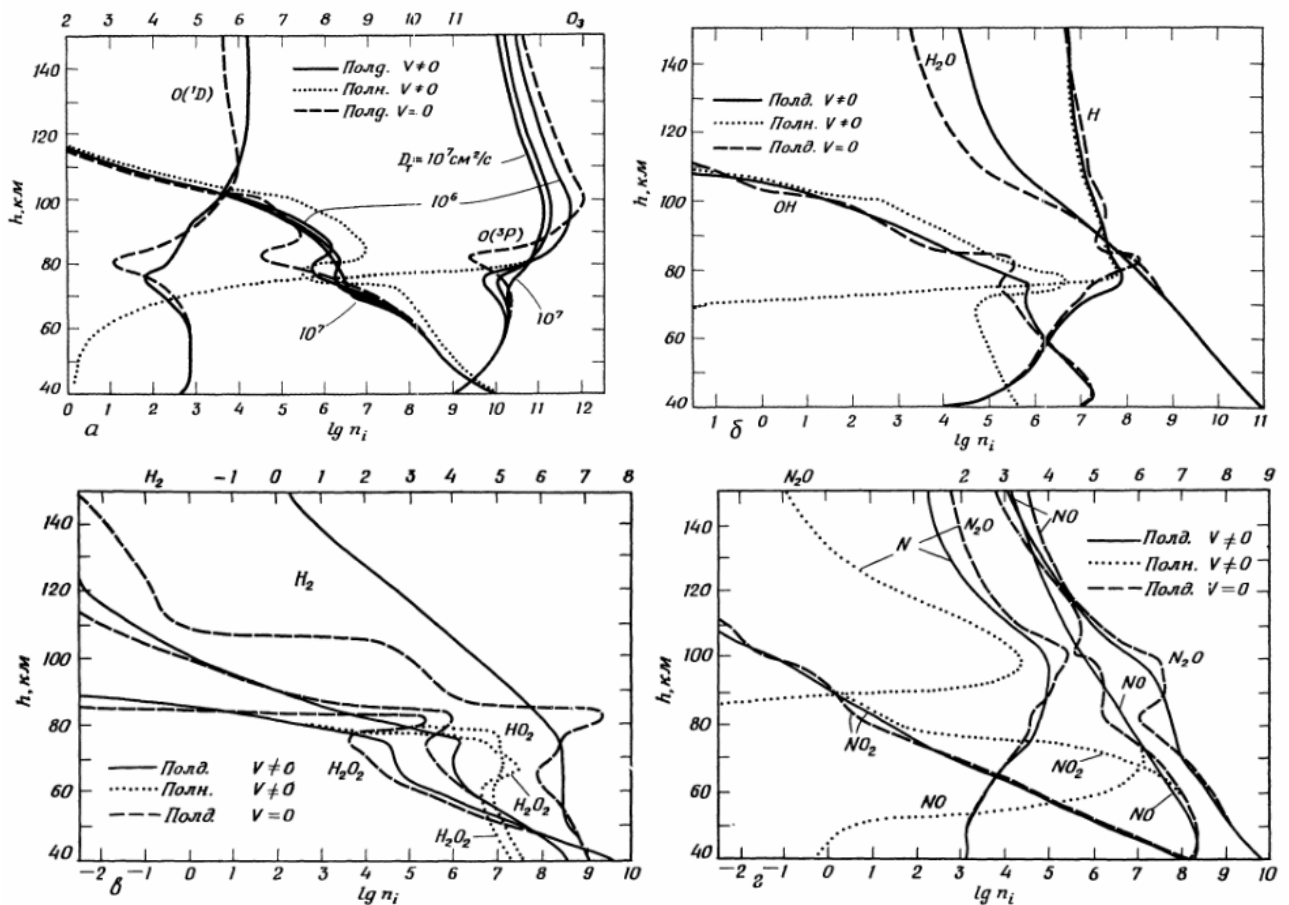


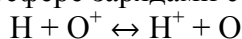
Рис. 2. Распределение различных ионов, молекул и атомов, образующихся в результате фотохимических реакций озона во влажной атмосфере. Сплошные кривые соответствуют полуденным профилям для трех динамических моделей (коэффициент турбулентной диффузии  $D_{ed} = 10^6, 10^7$  и  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$  на высоте 40 км и  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$  на высоте 100 км и изменяется линейно между этими высотами). Точечные кривые соответствуют полуденным профилям для динамической модели с меняющимся значением  $D_{ed}$ . Пунктирные кривые - полуденные профили для статической модели при полном отсутствии молекулярной или турбулентной диффузии, *а* - изменение с высотой плотностей  $O(^3P)$ ,  $O(^1D)$  и  $O_3$ ; *б* - изменение с высотой плотностей  $H$ ,  $OH$  и  $H_2O$ ; *в* - изменение с высотой плотностей  $H_2$ ,  $HO_2$  и  $H_2O_2$ ; *г* - изменения с высотой плотностей  $N$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $N_2O$ .

### Внешняя ионосфера

Выше турбопаузы, расположенной на высоте 100—120 км, перемешивание значительно ослабевает и начинают играть все большую роль процессы диффузии. На уровне максимума слоя F2 преобладающей нейтральной составляющей становится  $O$  ( $> 10^8 \text{ см}^{-3}$ ); это обстоятельство вследствие фотоионизации обеспечивает преобладание иона  $O^+$  ( $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ ). Выше максимума F2, в области, называемой внешней ионосферой, все больше возрастает роль  $He$  и  $H$  вследствие их малой массы.

Атомы гелия  $^4He$  образуются за счет радиоактивного распада урана и тория, содержащихся в кристаллических породах. Их поток с поверхности Земли меняется в зависимости от местности и оценивается от  $1,44 \cdot 10^5$  до  $7 \cdot 10^6$  атом/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Атомы гелия переносятся вверх при перемешивании до высоты турбопаузы; затем они диффундируют вверх. Таким образом, ионосферу можно рассматривать как среду, через которую происходит направленная вверх диффузия  $He$  и  $H$ ; однако при этом они также химически взаимодействуют с рядом других составляющих ионосферы.

Можно представить, что существует «верхний слой» области диффузии. Строго говоря, высота этого слоя должна быть различной для He и H. На этом уровне средняя длина свободного пробега становится сравнимой со шкалой высот  $kT/mg$ . Спитцер предложил назвать середину этого верхнего слоя «основанием экзосферы» и отождествить эту высоту с «критическим уровнем», который в прошлом использовался в проблеме рассеяния атмосферы. Некоторая часть атомов гелия и воздуха диффундирует вверх и ионизуется солнечным излучением. Данжи предположил, что атомы водорода могут обмениваться в ионосфере зарядами с  $O^+$ :



Фактически основная часть  $H^+$  поступает из нижних слоев именно за счет указанной реакции. На больших высотах  $H^+$  и электроны становятся основными составляющими земной атмосферы в области, названной протоносферой.

Поддерживаемая за счет притока снизу протоносфера является огромным резервуаром ионов  $H^+$  в ночные часы. Предполагается, что ночная ионизация в области F2 частично поддерживается нисходящим потоком протонов из протоносферы. Движение ионов  $He^+$  и  $H^+$ , как и связанных с ними электронов, контролируется геомагнитным полем. Их подвижность поперек силовых линий сильно уменьшается в экзосфере, если в этой области отсутствует электрическое поле  $E$ , имеющее компоненту, перпендикулярную к  $B$ . С другой стороны, как положительные ионы, так и электроны могут свободно совместно диффундировать вдоль геомагнитных силовых линий. Это приводит к образованию плазмосферы, которая охватывает область пространства, ограниченную поверхностью, образованной вращением вокруг оси геомагнитного диполя силовой линии, пересекающей земную поверхность на геомагнитных широтах 50-65°.

Планетарное распределение ионов в магнитосфере, в частности легких ионов ( $H^+$ ,  $He^+$ ) и электронов, не может быть правильно понято без знания конфигурации магнитного поля и крупномасштабных потоков плазмы в магнитосфере. Такие потоки управляют направленным вверх движением легких ионов и их электронов вдоль силовых линий геомагнитного поля. Простая амбиполярная диффузия является преобладающим процессом только на низких широтах и глубоко в плазмосфере, где плазма вдоль силовых линий находится в условиях, близких к диффузионному равновесию. Вдоль геомагнитных силовых линий, начинающихся внутри овала полярных сияний, имеется постоянный направленный наружу сверхзвуковой поток ионосферных частиц. Этот поток называется полярным ветром. Окружая овал полярных сияний, в средних широтах существует ионосферный пояс, названный «среднеширотным провалом», в котором генерируется восходящий вверх звуковой поток, иногда называемый ветром из провала. В областях того и другого ветра распределение плазмы вдоль магнитных силовых линий сильно отличается от имеющего место при диффузионном равновесии.

### **Плазмосфера**

Показано, что электромагнитные волны очень низких частот, генерируемые при разрядах молний, распространяются приблизительно вдоль силовых линий геомагнитного поля (например, из северного полушария Земли в южное). Здесь они могут отражаться и распространяться в обратном направлении в северное полушарие. Такой процесс может повторяться несколько раз, пока волны не затухнут (рис. 3). Это было первым определенным указанием, что существует ионизованная земная атмосфера, простирающаяся на расстояния, по крайней мере, в несколько земных радиусов за пределами ионосферы. Мы используем дисперсионное уравнение для таких очень низкочастотных волн в ионизованной среде, чтобы получить радиальную вариацию электронной плотности в магнитосфере.

Когда круговая частота волны  $\omega$  ( $= 2\pi f$ ) меньше гирочастоты электронов  $\omega_e$ , показатель преломления  $n$  можно представить в виде:

$$n^2 = 1 - \frac{f_p^2 / f^2}{1 + i(\nu / 2\pi f) \pm |f_e \cos \theta / f|},$$

где для удобства круговая частота  $\omega$  заменена на обычную частоту  $f$  (в Гц), причем,  
 $f_p$  — плазменная частота,  
 $f_e$  — гирочастота электронов ( $= \omega_e / 2\pi$ );  
 $\theta$  — угол между  $\mathbf{B}$  и волновой нормалью,  
 $\nu$  — частота столкновений электронов.

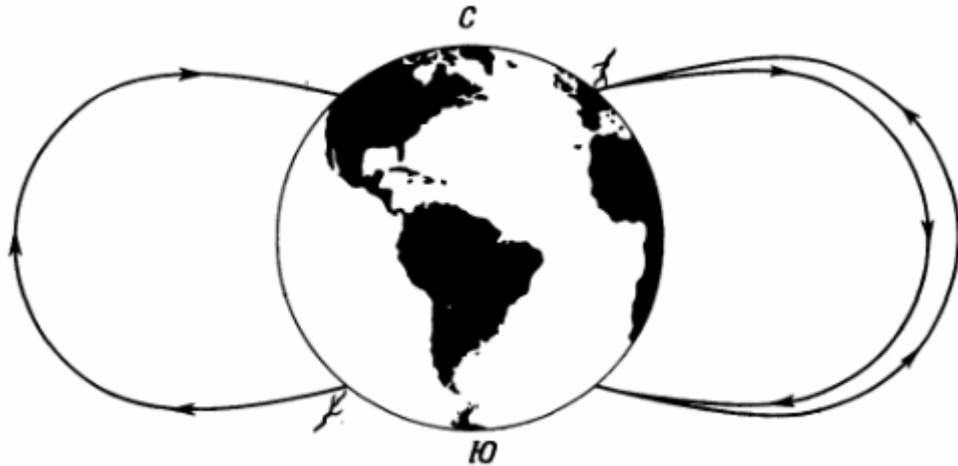


Рис. 3. Схема путей распространения «свистов».

Для простоты пренебрежем в этом уравнении членом  $(i\nu/2\pi f)$ , учитывающим столкновения. Тогда для распространяющейся волны (с отрицательным знаком):

$$n^2 = \frac{f_p^2}{f(f_e \cos \theta - f)} (f_p^2 / f, f_p^2 / f f_e \cos \theta \gg 1),$$

что приводит к групповой скорости:

$$v_g = c \left( n + f \frac{dn}{df} \right)^{-1} = \frac{2c(f)^{1/2} (f_e \cos \theta - f)^{3/2}}{f_p f_e \cos \theta}.$$

В средних и низких широтах приведенное выше уравнение сводится к следующему:

$$v_g = 2c \frac{\sqrt{f f_e}}{f_p},$$

справедливому для волн  $f < 10$  кГц. Отсюда следует, что групповая скорость пропорциональна  $\sqrt{f}$  и, следовательно, высокочастотные компоненты волны распространяются быстрее, чем низкочастотные. Это проявляется в дисперсии волн падающего тона на сонограммах частота — время. Однако в высоких широтах  $v_g$  достигает максимума при частоте  $f_n$ :

$$f_n = \frac{1}{4} (f_e \cos \theta).$$

На сонограмме  $f - t$  появляется кривая в виде «носа» (рис. 4). Важная особенность «носовых свистов» состоит в том, что они появляются группами, свидетельствуя, что волна от одной вспышки молнии расщепляется на несколько лучей, распространяющихся по нескольким траекториям. Наблюдения позволяют предположить, что существует несколько столбов повышенной ионизации в магнитосфере, так что свисты захватываются в подобные столбы, образующие нечто вроде волноводов.

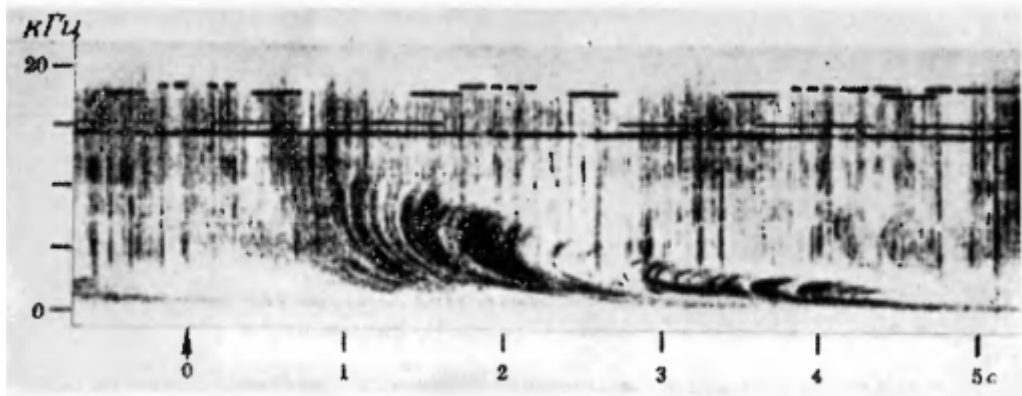


Рис. 4. Пример записи «свистов» по схеме «частота — время», полученной на станции Эйтс в Антарктиде.

Предполагая, что распределение ионизации по высоте известно, а так же известны данные о «носовых» свистах, можно определить (посредством численного интегрирования) дисперсионную функцию. Носовые свисты могут быть также использованы для оценки полного содержания электронов в магнитных силовых трубках.

### **Геострофический ветер**

Решение уравнений: сохранения количества движения, сохранения массы, сохранения энергии и уравнения состояния идеального газа, приведенные в начале предыдущей лекции, в сферических координатах в случае горизонтального движения приводят к возникновению геострофического ветра.

При установившемся движении воздуха в горизонтальной плоскости, когда изобары (линии постоянного давления) прямолинейны, выполняются уравнения:

$$\begin{aligned} 2\Omega v \sin \lambda &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x}, \\ -2\Omega u \sin \lambda &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial y}, \\ g &\approx \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначим через  $\delta$  угол между изобарами и осью  $Ox$ ; тогда, комбинируя первые два уравнения (1), получаем:

$$2\Omega v \sin \lambda v_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n},$$

где  $v_g = u \cos \delta + v \sin \delta$  (2)

и 
$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial x} \cos \left( \delta - \frac{1}{2} \pi \right) + \frac{\partial p}{\partial y} \sin \left( \delta - \frac{1}{2} \pi \right).$$

В данном случае кориолисова сила уравновешивается членом  $(1/\rho) (\partial p/\partial n)$ , и скорость  $v_g$  направлена параллельно изобарам. Такое движение называется *геострофическим ветром*.

### **Градиентный ветер в горизонтальной плоскости**

В стационарном состоянии уравнения горизонтального движения можно записать в виде:

$$\begin{aligned} 2\Omega \sin \lambda v_g + \frac{v_\zeta^2}{R} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}, \\ 2\Omega \sin \lambda v_g + \frac{v_R v_\zeta}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \zeta}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если система имеет цилиндрическую симметрию, то  $\partial/\partial\zeta = 0$ . Из (3) можно видеть, что физически правдоподобная ситуация предполагает выполнение условия  $v_R = 0$ . Отсюда:

$$2\Omega \sin \lambda v_g + \frac{v_\zeta^2}{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R}.$$

Здесь мы встречаемся со случаем, когда комбинация земной кориолисовой силы и местной центробежной силы уравнивается градиентом давления. Предположим для простоты, что линии  $p = \text{const}$  представляют собой концентрические окружности. В северном полушарии, если наибольшее давление в центре ( $\partial p/\partial R < 0$ ), как в области антициклона, имеет место  $v_\zeta < 0$  (по часовой стрелке); если же в центре наименьшее давление ( $\partial p/\partial R > 0$ ), как в области циклона, тогда  $v_\zeta > 0$  (против часовой стрелки).

### **Сохранение момента количества движения**

Используя сферические координаты ( $r, \lambda = \pi/2 - \theta, \varphi$ ), имеем:  
 $v_r = dr/dt, v_\varphi = r \cos \lambda d\varphi/dt, v_\lambda = r d\lambda/dt$ , тогда:

$$\begin{aligned} r \cos \lambda \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \left( \Omega + \frac{d\varphi}{dt} \right) \left( \cos \lambda \frac{dr}{dt} - r \sin \lambda \frac{d\lambda}{dt} \right) = \\ = \frac{1}{r \cos \lambda} \frac{d}{dt} \left\{ r^2 \cos^2 \lambda \left( \frac{d\varphi}{dt} + \Omega \right) \right\} = - \frac{1}{\rho r \cos \lambda} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{1}{r \cos \lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (4)$$

В случае когда долготная компонента силы равна нулю ( $\partial p/\partial \varphi = 0, \partial \Phi/\partial \varphi = 0$ ) справедливо  $r^2 \cos^2 \lambda (d\varphi/dt + \Omega) = \text{const}$ .

Полученное соотношение выражает сохранение абсолютного момента количества движения. Когда воздушная масса смещается с широты  $\lambda_1$  до широты  $\lambda_2$  вдоль земной поверхности, то:

$$\begin{aligned} \left\{ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)_1 + \Omega \right\} \cos^2 \lambda_1 = \left\{ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)_2 + \Omega \right\} \cos^2 \lambda_2, \\ v_{\varphi 2} = v_{\varphi 1} \frac{\cos \lambda_1}{\cos \lambda_2} + \Omega r \frac{\cos^2 \lambda_1 - \cos^2 \lambda_2}{\cos^2 \lambda_2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если первоначально  $v_{\varphi 1} = 0$  при  $\lambda_1 = 0$ , тогда:

$$v_{\varphi 2} = \Omega a \frac{1 - \cos^2 \lambda_2}{\cos^2 \lambda_2}, \quad (6)$$

где  $a$  – радиус Земли.

## **Атмосферная циркуляция**

### **Тропосфера и тропопауза**

Общая циркуляция в нижней атмосфере осуществляется за счет неравномерного нагревания солнечным излучением Земли и ее атмосферы. Тропические районы Земли получают существенно больше тепловой энергии, чем полярные. Можно представить себе несложную тепловую конвективную циркуляцию, при которой теплый воздух поднимается на экваторе, течет в направлении к полюсам, опускается в полярных районах и течет обратно к экватору близ поверхности Земли. Однако подобная система циркуляции критическим образом зависит от вращения Земли. Воздушные массы, перемещающиеся к полюсам или к экватору, стремятся сохранить имеющийся у них момент количества движения, вследствие чего их зональная скорость должна изменяться. Например, воздушная масса, которая в начальный момент находилась на экваторе, а затем была перенесена на широту  $60^\circ$ , приобретает направленную на восток скорость 233 м/с относительно поверхности Земли.

Согласно модели меридиональной циркуляции, предложенной Пальменом (рис. 5), воздух, поднимающийся от экваториальных районов, образует «тропическую ячейку», простирающуюся до широты  $30^\circ$ . По мере спуска к Земле вблизи указанной широты поток близ поверхности разделяется. Часть возвращается к экватору, приобретая направленную на запад скорость и сохраняя свой момент количества движения; эта часть называется *пассатом*. Другая часть опускающегося воздуха поднимается снова и движется к полюсам вдоль полярного фронта, который отделяет полярную воздушную массу от остальной атмосферы. Эта воздушная масса приобретает весьма высокие скорости к востоку и образует узкий концентрированный воздушный поток, именуемый *струйным течением*. Однако струйные течения — это не просто воздушные потоки тороидальной формы. Они имеют тенденцию развиваться в меандрирующую волновую структуру, называемую волнами Россби, тесно связанную с формированием циклонов и антициклонов. Именно их формирование приводит к тому, что простой тороидальный поток интенсивно переносит момент количества движения, связанный с быстрым вращением Земли. Волны становятся асимметричными относительно меридианов, и этот приток движущейся массы воздуха увеличивает перенос момента количества движения.

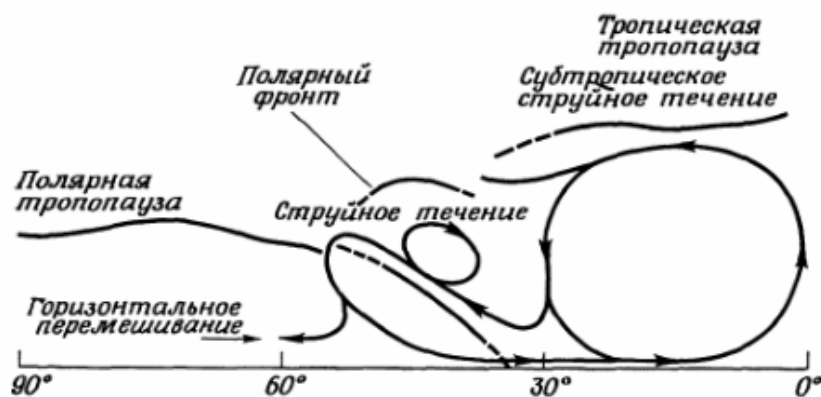


Рис. 5. Модель меридиональной циркуляции.

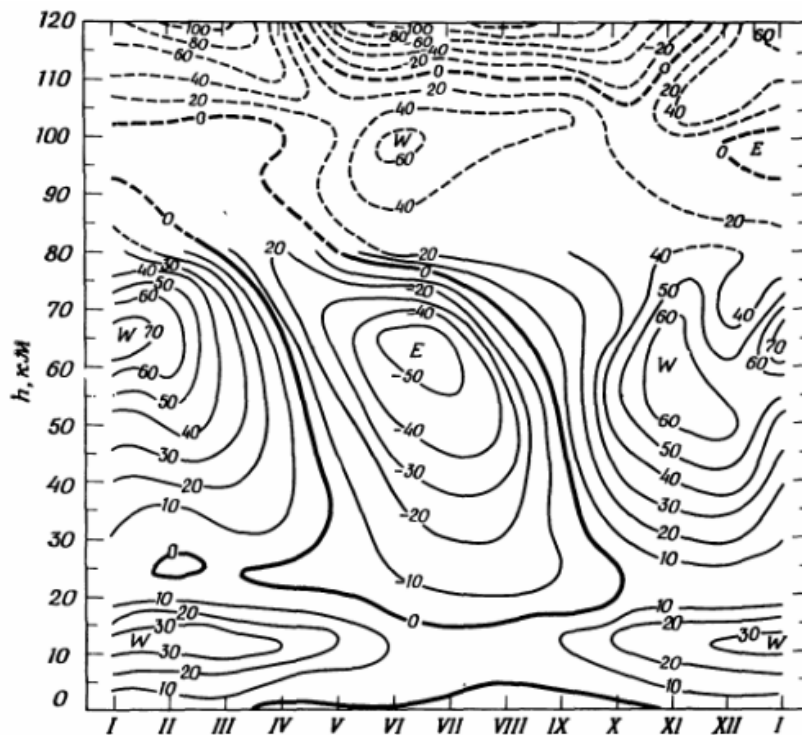


Рис. 6. Распределение скорости меридиональных ветров на высоте 120 км;  $30^\circ$  с. ш. Римскими цифрами обозначены месяцы.

### Стратосфера и мезосфера



Одной из наиболее интересных особенностей системы ветров выше стратопазузы является сильное воздушное течение в мезосфере зимой, направленное на запад, и довольно слабое течение летом, имеющее восточное направление (рис. 6). Наблюдения на аэростатах и метеорологических ракетах в последние годы значительно улучшили наши представления о системе ветров в этой области. Имеются также другие методы для наблюдения ветров с Земли; одним из них, использовавшимся ранее, является наблюдение за аномальным распространением звука. Прослеживание посредством радиолокатора ионизованных метеорных следов обеспечивает постоянную информацию о ветрах на высотах 80—110 км.

Меридиональное течение в этой области представляется более слабым, чем зональное, и направлено к северу. В этой же области атмосферы имеют место внезапные потепления стратосферы.

### **Мезопауза и ионосфера**

Существование высоких скоростей ветра на уровне мезопаузы было впервые обнаружено из движений светящихся (серебристых) облаков (рис. 7). Регулярные радиолокационные наблюдения метеорных следов выполнялись в Джодрелл Бэнк близ Манчестера (Англия) и в Аделаиде (Австралия). Они подвели прочную основу под наши знания о ветрах на высотах между 80 и 110 км. Эксперименты с ракетными гранатами, а также натриевыми облаками, выбрасываемыми с ракет, также дополнили наши сведения о ветрах в рассматриваемой области. На рис. 8 показаны суточные вариации двух компонент ветра; они хорошо представляются разложением в ряд Фурье с двумя гармониками — суточной и полусуточной. Постоянный член в каждом разложении определяет среднюю компоненту ветра; другие члены характеризуют компоненты гравитационных и термических приливов. На рис. 9 показан годограф среднего вектора ветра в Джодрелл Бэнк в течение года.



Рис. 7. Серебристые облака.

Рис.10 объединяет сезонные вариации как зональных, так и меридиональных ветров. Рисунок позволяет предположить, что существует общий поток, направленный от летнего к зимнему полушарию. Посредством различных радиометодов были исследованы также ветры в ионосфере. Движение ионизации, а именно дрейфовое движение заряженных частиц, может быть легко обнаружено радиометодами. Однако нужно проявлять осторожность при интерпретации подобного дрейфового движения как указания на существование ветра нейтральных воздушных масс. Например, электрическое поле может вызывать движение ионосферной плазмы в направлении  $E \times B$ .

Эксперименты с натриевыми облаками дали наиболее полезную информацию о ветрах в ионосфере, в частности выше 100 км, где не так часто появляются метеорные следы, пригодные для радиолокационных наблюдений. Однако этот метод можно применять лишь в период сумерек, когда натриевые облака освещаются Солнцем. Перемещение следа, состоящего из паров натрия, позволяет найти вектор скорости  $V(h)$  «ветра», который является функцией высоты  $h$ .

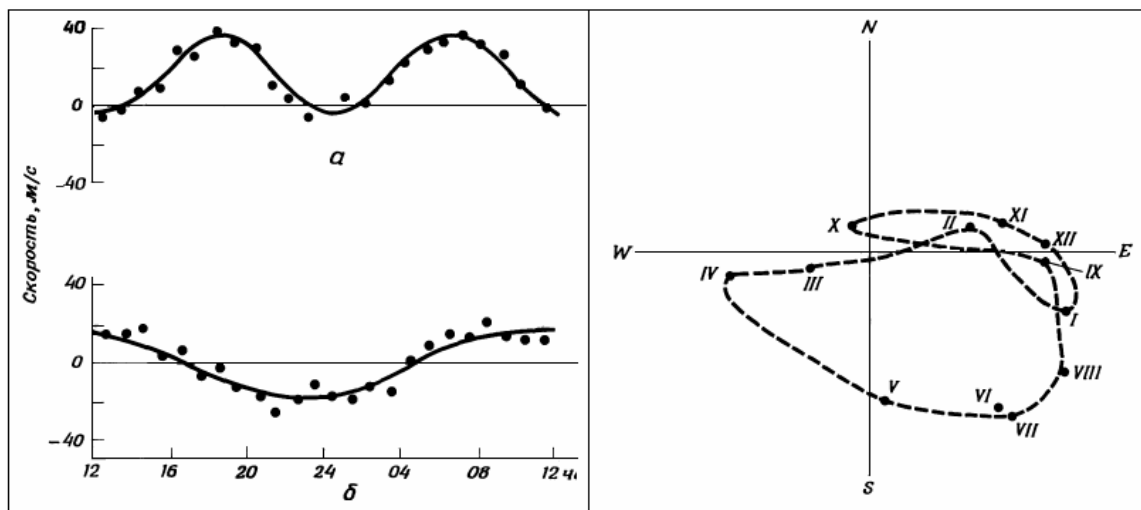


Рис. 8. Вариации ветра в течение суток на высоте 85—100 км над Джодрелл Бэнк.

Кривые соответствуют сумме трех первых членов разложения в ряд Фурье:  
а — восточно-западная компонента; б — северо-южная компонента.

Рис. 9. Месячная вариация вектора преобладающего ветра над Джодрелл Бэнк; усреднено за период с 1953 по 1958 г.

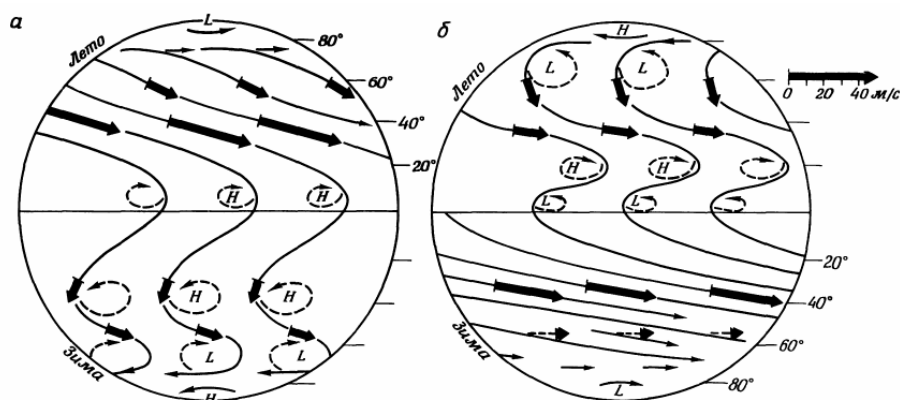


Рис. 10. Модель планетарной циркуляции на высотах 100 км (а) и 80 км (б).

Сплошные кривые — первичная циркуляция, пунктир — вторичная.

## Динамо в ионосфере

### Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле.

Электрическая проводимость в направлении магнитного поля. Частица с массой  $m$  зарядом  $e$ , движущаяся со скоростью  $v$  в магнитном поле  $B$ , подвергается воздействию силы Лоренца  $ev \times B$  в дополнение к другим силам ( $F$ ), влияющим на ее движение: силе тяжести  $mg$  и электрическому полю  $eE$ . Выберем направление оси  $Oz$  вдоль  $B$ , а плоскость  $xz$  так, чтобы она содержала вектор  $E$  ( $E_x, 0, E_z$ ). Тогда три компоненты уравнения движения частицы - имеют вид:

$$\begin{aligned}
 m\ddot{x} &= eE_x + eB\dot{y}, \\
 m\ddot{y} &= -eB\dot{x}, \\
 m\ddot{z} &= eE_z,
 \end{aligned}$$

где  $d^2x/dt^2 = \ddot{x}$  и  $dx/dt = \dot{x}$ . В этом случае компоненты скорости определяются выражениями:

$$\begin{aligned}
 \dot{x} &= \dot{x}_0 \cos \omega t + \dot{y}_0 \sin \omega t + (E_x / B) \sin \omega t, \\
 \dot{y} &= -\dot{x}_0 \sin \omega t + \dot{y}_0 \cos \omega t - (E_x / B)(1 - \cos \omega t), \\
 \dot{z} &= \dot{z}_0 + (eE_z / m)t.
 \end{aligned}$$

из которых видно, что в отсутствие силы  $F$  и начальной скорости вдоль  $B$  заряженная частица ( $i$ ) совершает круговое движение вокруг  $B$  с частотой:

$$\omega_i = |ei| B/mi,$$

которая носит название ларморовской, или гирочастоты. которая носит название ларморовской, или гирочастоты. Если заряженная частица при движении в электрическом поле  $E$  сталкивается с другими частицами и случайным образом изменяет направление своего движения в результате каждого столкновения, то частица приобретает между двумя столкновениями среднюю скорость  $u$  определяемую выражением:

$$u = Ee\tau/2m,$$

При более строгом статистическом рассмотрении этой задачи коэффициент  $1/2$  в выражении исчезает. В частично ионизованном газе, содержащем положительные однозарядные ионы с массой  $m_i$  и электроны с массой  $m_e$ , проводимость равна:

$$\sigma_0 = ne^2 \left( \frac{1}{m_e v_{en}} + \frac{1}{m_i v_{in}} \right).$$

Здесь через  $v_{en}$  и  $v_{in}$  обозначены соответственно частоты соударений электронов и положительных ионов с нейтральными частицами.

*Проводимости Педерсена и Холла.* Поскольку  $\sigma_0$  не зависит от  $B$ , мы можем без потери общности выбрать направление  $E$  перпендикулярным к  $B$ . Рассмотрим вначале случай, когда частицы плазмы практически не испытывают соударений, т. е. когда гирочастота  $\omega$  каждой из заряженных частиц значительно превосходит частоту соударений:

$$\omega_e \gg \nu_{en}, \quad \omega_i \gg \nu_{in}.$$

В этом случае ионы и электроны обладают одной и той же скоростью дрейфа  $v$  (рис.11,а), которая определяется выражением:

$$v = E \times B / B^2.$$

Поскольку эта скорость дрейфа не зависит от знака или массы заряженной частицы, положительные ионы и электроны дрейфуют вместе, так что результирующий ток при таком движении плазмы равен нулю.

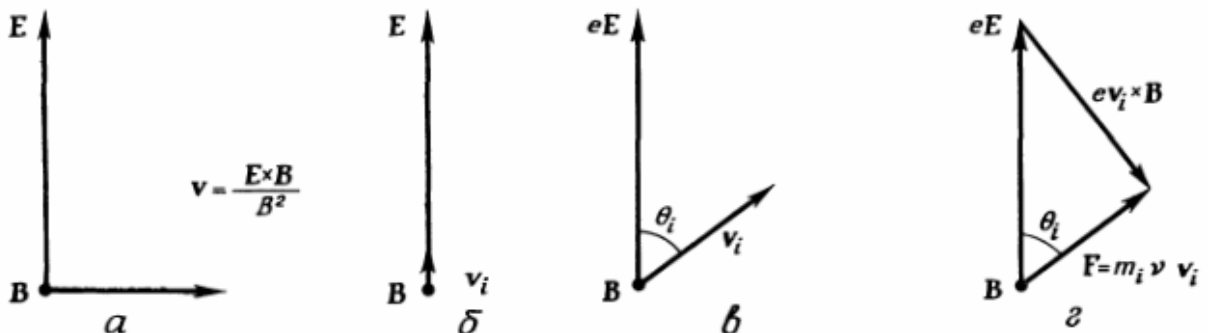


Рис. 11. Схема, иллюстрирующая движения положительного иона в однородных взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях.  $a$  - в отсутствие соударений ионов ( $v_{in} = 0$ ),  $b$  -  $\omega i \ll v_{ni}$ ,  $v$  и  $z$  - промежуточные случаи.

В крайней противоположной ситуации, когда  $\nu en \gg \omega e$ ,  $\nu in \gg \omega i$  влиянием магнитного поля  $\mathbf{B}$  можно пренебречь, поскольку заряженные частицы не могут совершать вращательного движения. В этом случае положительные ионы дрейфуют в направлении  $\mathbf{E}$ , а электроны - в направлении  $-\mathbf{E}$ , но с различными скоростями, определяемыми по (4) (рис.11,б). Следовательно, в направлении  $\mathbf{E}$  течет ток. Проводимость, обусловленная этим током, называется проводимостью Педерсена и обозначается  $\sigma_1$ :

$$\sigma_1 = ne^2 \left( \frac{1}{m_e \nu_{en}} + \frac{1}{m_i \nu_{in}} \right).$$

В промежуточных между рассмотренными выше случаями ситуациях частицы двух сортов, по-видимому, должны совершать дрейф в различных направлениях, наклоненных под различными углами ( $\theta_i$ ,  $\theta_e$ ) к вектору  $\mathbf{E}$  (рис.11,в). Рассмотрим для этого случая движение положительного иона. Отрицательное ускорение, обусловленное соударениями с нейтральными частицами, обладающими скоростью  $v_n$ , можно записать в виде

$$\mathbf{F} = m_i \nu_{in} (v_n \mathbf{v}_n - v_i \mathbf{v}_i).$$

Уравнение движения положительного иона имеет вид:

$$m_i \dot{v}_i = e(E + v_i \times B) + m_i \nu_{in} (v_n \mathbf{v}_n - v_i \mathbf{v}_i).$$

После преобразований, Акасофу и Чепмен получают выражения для проводимостей Педерсена ( $\sigma_1$ ) и Холла ( $\sigma_2$ ):

$$\sigma_1 = ne^2 \left( \frac{1}{m_i} \frac{\nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} + \frac{1}{m_e} \frac{\nu_{en}}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} \right),$$

$$\sigma_2 = ne^2 \left( \frac{1}{m_e} \frac{\omega_e}{\omega_e^2 + \nu_{en}^2} + \frac{1}{m_i} \frac{\omega_i}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \right).$$

В общем случае выражение для плотности тока имеет вид:

$$\mathbf{j} = \sigma_o E_{\parallel} + \sigma_1 E_{\perp} + \sigma_2 \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B}.$$

На рис. 12 показаны распределения по высоте ( $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ). Проводимость Холла весьма велика в области  $\mathbf{E}$  ионосферы, потому что там электроны испытывают сравнительно мало соударений ( $\omega_e \gg \nu_{en}$ ) и дрейфуют со скоростью  $\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ . С другой стороны, положительные ионы испытывают много соударений ( $\omega_i \ll \nu_{in}$ ), поэтому их дрейф в направлении  $\mathbf{E}$  незначителен. Это приводит к существенной разнице их относительных скоростей  $v_i - v_e \approx -v_e$ , которая пропорциональна плотности тока  $\mathbf{j} \approx en(-v_e)$ . Таким образом, в области, где холловская проводимость велика, основными переносчиками тока являются электроны.

Следует упомянуть и о проводимости Каулинга ( $\sigma_3$ ), связанной с экваториальной струей тока. Суточная вариация геомагнитного поля в спокойные дни очень велика (200 нТ) на экваторе наклона по сравнению с вариациями (20 нТ) в средних широтах. Эта очень большая вариация вызвана наличием тонкого слоя электрического тока в ионосфере над экватором наклона. Этот ток называется *экваториальной электроструей*. Ширина слоя составляет всего несколько градусов ( $\pm 5^\circ$ ) около экватора наклона, а высота -

около 100-115 км, что в последнее время подтверждено ракетными экспериментами. Ток электроструи является следствием сильно анизотропной проводимости ионосферной плазмы на высотах 90-130 км.

Продольная проводимость плазмы ( $\sigma_0$ ) вдоль магнитного поля довольно велика, так что силовые линии практически совпадают с электрическими эквипотенциальными поверхностями. Но горизонтальная проводимость в направлении восток - запад (проводимость Каулинга  $\sigma_3 = \sigma_1 + \sigma_2^2 / \sigma_1$  где  $\sigma_1$ -проводимость Педерсена и  $\sigma_2$ -проводимость Холла) сравнима с продольной проводимостью. Ионосферная проводимость по высоте характеризуется следующими соотношениями:

70 км	$\sigma_0 > \sigma_1 \gg \sigma_2$
90 - 130 км	$\sigma_0 > \sigma_2 > \sigma_1$ , $\sigma_3$ очень важна;
130 - 160 км	$\sigma_0 \gg \sigma_2, \sigma_1$

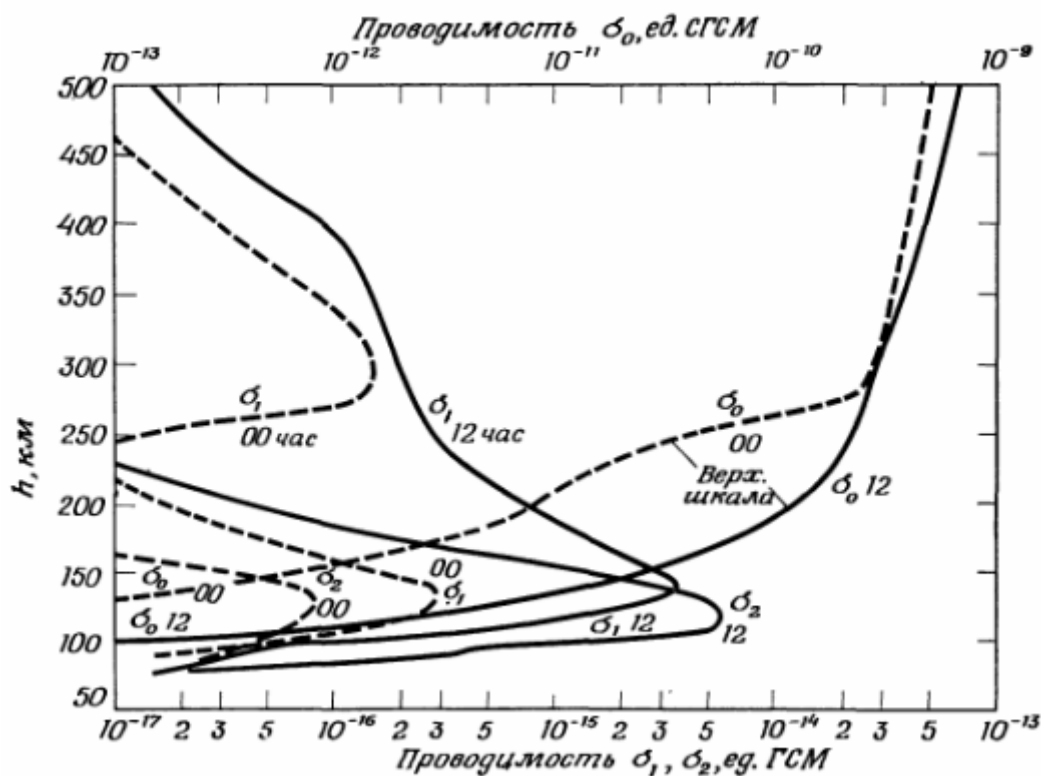


Рис.12. Распределение электрических проводимостей ( $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$ ) по высоте в ионосфере на средних широтах.

### Атмосферное динамо

Поскольку ионосфера может рассматриваться как проводящий слой, ее движения индуцируют электродвижущую силу  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ . Распределение в ионосфере электродвижущей силы, обусловленной лунными приливами, приблизительно фиксировано по отношению к Луне. Таким образом, индуцированный ток и результирующее магнитное поле также фиксированы для наблюдателя, находящегося на Луне. Каждая магнитная обсерватория совершает примерно один оборот в сутки относительно этого распределения, вращаясь по окружности, определяемой широтой данной станции. Поэтому станция регистрирует временную вариацию магнитного поля, контролируруемую лунным временем. Эта

магнитная вариация называется лунно-суточной и обозначается через  $L$ . Аналогичным образом солнечные приливные движения и движения, обусловленные периодическим нагреванием атмосферы Солнцем ( $S_1, S_2$ ), порождают магнитные вариации, которые называются спокойными солнечно-суточными вариациями и обозначаются  $Sq$ .

Атмосферное динамо состоит из составляющих:

- Солнечно-суточная вариация по спокойным дням ( $Sq$ ).
- Динамо в ионосфере для ветровой системы  $\mathbf{v} = -\nabla\Phi$ ,  $\Phi$  – потенциал скоростей.
- Экваториальная электроструя.
- Ветровые системы, ответственные за  $Sq$  вариации.
- Асимметричное динамо.

## ДИНАМИКА ИОНОСФЕРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Изменение во времени электронной концентрации определяется выражением

$$dne/dt = P + C - L$$

где через  $P$  и  $C$  обозначены скорости образования электронов при фотоионизации и при химических реакциях, а через  $L$  - скорость потерь, определяемая различными процессами в данной точке. С учетом коллективного движения электронов, это выражение приобретает вид:

$$dne/dt = P + C - L - \nabla \cdot (n\mathbf{v}_e)$$

Силовые линии геомагнитного поля этой зоны пронизывают плазмосферу. На широте провала и в более высоких широтах ионосфера не находится в диффузионном равновесии, а ветер из провала и полярный ветер выносят ионизацию наружу в отдаленные области магнитосферы. На движение ионосферной плазмы существенное влияние оказывают также движения плазмы в магнитосфере. Таким образом, *ионосферу можно рассматривать как основание области, занимаемой магнитосферной плазмой.*

Поскольку ионосфера сохраняет практически полную электрическую нейтральность, концентрация электронов должна быть равна сумме концентраций всех положительных ионов. Таким образом, наблюдая распределение электронов, можно наблюдать вариации распределения «ионосферной плазмы».

Вариации электронной концентрации в ионосфере наиболее широко изучены с помощью радиометодов. Примерно с 1920 г. Эпплтон с сотрудниками предприняли широкое изучение распространения радиоволн в ионосфере и развили теорию распространения радиоволн в ионизованном газе, основанную на электронной теории Лоренца. Брайт и Тьюв предложили метод импульсного вертикального зондирования, усовершенствованный вариант которого используется почти всеми ионосферными обсерваториями мира.

Электромагнитные волны при распространении в ионизованной среде вызывают смещения заряженных частиц. Распространение этих смещений проще всего описать с помощью диэлектрической проницаемости. Для упрощения не будем вначале учитывать существование геомагнитного поля. Будем также предполагать, что лишь электронная компонента ионизованной среды реагирует на падающую волну. Это предположение достаточно хорошо выполняется для волн с частотами, превышающими несколько мегагерц.

Движение электронов со скоростью  $\tilde{v}_e$  (масса электронов равна  $m$  при концентрации  $ne$ ) вызывается электрическим полем  $\mathbf{E}e^{j\omega t}$  радиоволны:

$$i\omega m \tilde{v}_e = Ee,$$

Откуда

$$\tilde{v}_e = \frac{e}{i\omega m} E = -\frac{ie}{\omega m} E = -\frac{e}{\omega^2 m} \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Подставляя  $\tilde{v}_e$  в одно из уравнений Максвелла

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi en_e \tilde{v}_e = \nabla \times B,$$

получаем

$$\left( \frac{1}{c^2} - \frac{4\pi e^2 n_e}{\omega^2 m} \right) \frac{\partial E}{\partial t} = \nabla \times B.$$

Таким образом в ионизованном газе диэлектрическая проницаемость равна  $\left( \frac{1}{c^2} - \frac{4\pi e^2 n_e}{\omega^2 m} \right)$

вместо  $1/c^2$ . Показатель преломления  $n$  и диэлектрическая проницаемость связаны соотношением:

$$n^2 = \left( \frac{1}{c^2} - \frac{4\pi e^2 n_e}{\omega^2 m} \right) c^2.$$

С ростом  $n_e$  величина  $n$  уменьшается. Для электромагнитной волны с круговой частотой  $\omega$ , проникающей в ионосферу снизу, наклон волновой нормали по отношению к вертикали (т. е. перпендикуляру к горизонтально стратифицированной ионосфере) определяется законом Снеллиуса  $n/n_0 = \sin i_0 / \sin i$ , где через  $i$  обозначен угол падения, а индексом 0 отмечено начальное значение этого угла.

Для волны, распространяющейся вверх от поверхности Земли,  $n_0 = 1$ ; отсюда  $n = \sin i_0 / \sin i$ .

Следовательно, при заданном  $i_0$  величина  $i$  должна возрасть, пока она не достигнет на некоторой высоте значения  $\pi/2$ . В этой точке происходит отражение волны вниз.

Если волна распространяется вертикально, отражение происходит на высоте, соответствующей  $n = 0$ , где

$$n_e = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2 c^2} = 1,24 \cdot 10^4 f^2 \text{ (см}^{-3}\text{)}, \quad (f = \omega / 2\pi \text{ в МГц}).$$

Предположим, что радиоволны с несущей частотой  $f_1$  промодулированы по амплитуде для получения коротких импульсов. Эти импульсы будут проникать в ионосферу до высоты, на которой электронная концентрация равна

$$n_e = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2 c^2} = 1,24 \cdot 10^4 f_1^2 \text{ (см}^{-3}\text{)},$$

а затем будут отражаться обратно к Земле. Располагая каким-либо прибором для измерения времени запаздывания сигнала  $t_1$  мы получим величину  $1/2 ct_1$  которая называется кажущейся высотой отражения (здесь  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с). Если увеличить несущую частоту с  $f_1$  до  $f_2$ , импульс проникнет до более высокого уровня, где значение электронной концентрации  $n_e$  выше и равно  $1,24 \cdot 10^4 f_2^2$ ; время запаздывания  $t_2$  больше, чем  $t_1$  и кажущаяся высота в этом случае также возрастает. Если электронная концентрация в ионосфере имеет на некоторой высоте максимальное значение  $n_{em}$ , то волна частоты  $f^o = \sqrt{n_{em} / 1,24 \cdot 10^4}$  достигнет этой высоты и отразится назад к Земле. Для частот, превышающих  $f^o$ , показатель преломления нигде не обращается в нуль, так что волна проникает сквозь ионосферу и уходит в космическое пространство. При этом время запаздывания и кажущаяся высота равны бесконечности. Таким образом, излучая радиоволны различных частот, можно получить распределение электронной концентрации как функцию кажущейся или действующей высоты. Частота  $f^o$  называется критической. Геомагнитное поле делает ионосферу двоякопреломляющей, радиоволна расщепляется на две компоненты, называемые обыкновенной и необыкновенной волнами. Однако рассмотренные выше закономерности остаются в силе для обыкновенной волны.

Описанный принцип широко используется для изучения распределения электронной концентрации в ионосфере. Прибор, предназначенный для этой цели,

называется ионозондом. Он состоит из передатчика, излучающего вертикально вверх последовательность коротких радиоимпульсов, и приемника, регистрирующего импульсы, отраженные от ионосферы. Простейшие устройства такого типа записывают действующую высоту  $h_1$  как функцию частоты  $f$ . Записи, получаемые с помощью ионозондов, называются ионограммами. На рис.13,а схематически показана типичная ионограмма, на которой кривая  $h_1-f$  состоит по крайней мере из двух участков, обозначенных символами  $E$  и  $F2$ . С помощью соответствующего преобразования из кривой  $h_1-f$  получают распределение электронной концентрации как функцию истинной высоты. На рис. 4.36,6 показан пример суточной вариации  $f^\circ F2$ ,  $h'F2$ ,  $f^\circ F1$ ,  $h'F1$ ,  $f^\circ E$ ,  $h'E$  и  $f_{min}$ . Последняя величина является мерой поглощения, испытываемого радиоволнами.

И известно, что изменение критической частоты в области  $E$  ( $f^\circ E$ ) следует изменению солнечного зенитного угла  $\chi$ :

$$f^\circ E \sim (\cos \chi)^{1/4}.$$

Следовательно, максимальная электронная концентрация  $n_{em}$  в области  $E$  меняется по закону:

$$n_{em} \sim \sqrt{\cos \chi},$$

что позволяет представить уравнение для  $n_{em}$  в виде:

$$\frac{dn_{em}}{dt} = (P + C) - \alpha_{эфф} n_{em}^2 \approx 0.$$

Максимальная скорость ионообразования составляет около  $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а  $n_{em} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ , откуда эффективный коэффициент рекомбинации  $\alpha_{эфф} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ . Того же порядка и коэффициенты диссоциативной рекомбинации ионов  $\text{N}_2^+$  и  $\text{O}_2^+$  с электронами.

Критическая частота  $f^\circ E$  испытывает систематические вариации в соответствии с циклом солнечной активности. Изменения  $f^\circ E$  и  $n_{em} E$ , обусловленные циклом солнечных пятен, определяются выражениями:

$$f^\circ E = 3.3 \left[ (1 + 0.008R) \cos \chi \right]^{1/4} \text{ МГц},$$

где через  $R$  обозначены цюрихские числа Вольфа. Такое изменение вызывается вариациями интенсивности рентгеновского и ультрафиолетового излучений Солнца в течение 11-летнего цикла солнечной активности.

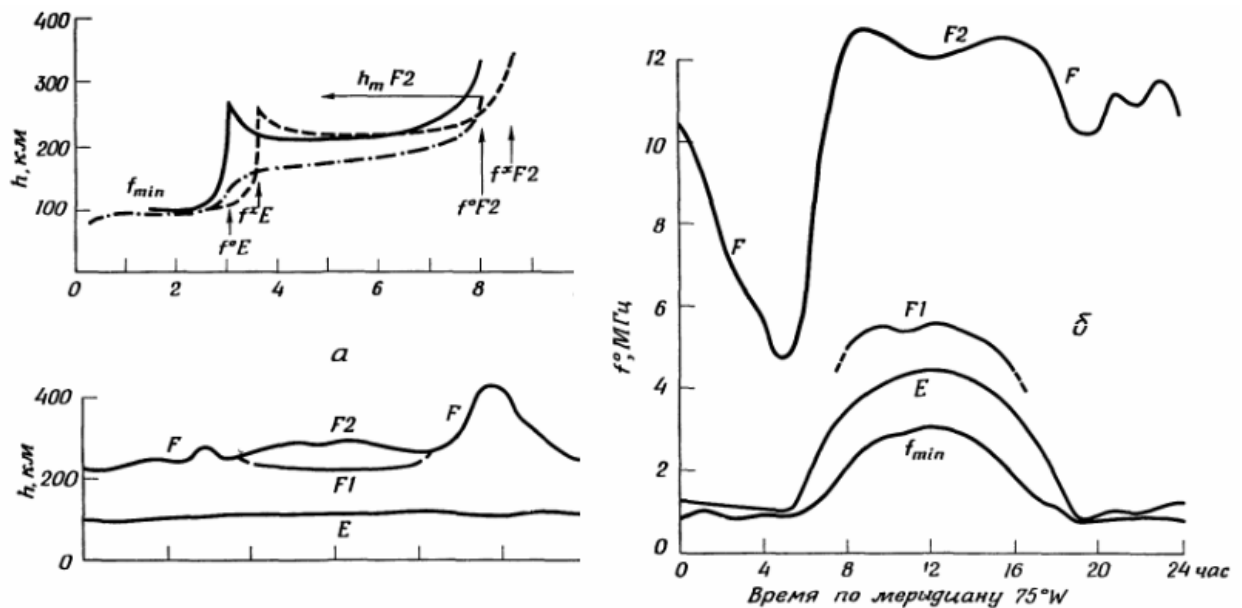


Рис.13. а - идеализированная ионограмма, которая отражает только существование слоев  $E$  и  $F2$ . Сплошная кривая обусловлена отражением обыкновенной волны.



С помощью соответствующего преобразования можно получить истинное распределение электронной концентрации (штрих-пунктирная кривая).

б - пример суточной вариации различных параметров ионосферы; записи получены с помощью ионозонда в Уанкайо (Перу) в марте 1938 г.

В области E или вблизи ее верхней или нижней границ часто появляется дополнительная иррегулярная избыточная ионизация, максимальная электронная концентрация в которой не следует приведенной выше закономерности. Это ионизованное образование может представлять собой толстый слой с весьма высокой концентрацией или скопление отдельных ионизованных облаков; обе эти формы носят название спорадического слоя E и обозначаются  $E_s$ . Однако было замечено, что отражения от  $E_s$  не всегда обусловлены высокими значениями электронной концентрации; они могут быть вызваны резким градиентом электронной концентрации, не столько отражающим, сколько рассеивающим радиоволны.

### Спорадический слой $E_s$

При зондировании ионосферы на высотах области E в умеренных широтах часто обнаруживаются отражения от спорадического слоя E (слой  $E_s$ ). Появление этого тонкого плазменного слоя с повышенной электронной концентрацией не относится к регулярным и строго предсказуемым событиям. Можно говорить лишь о вероятности его появления, которая зависит от времени суток, сезона, года и от места наблюдения. Основной эффект, установленный при изучении слоя  $E_s$ , состоит в том, что последний экранирует лежащие выше области ионосферы. Рассмотрим показанное на рис. 8 схематическое изображение типичной ионограммы для слоя  $E_s$ . Горизонтальный след соответствует отражениям радиопульсов от слоя  $E_s$ . До некоторой частоты экранирования  $f_{bE_s}$  верхняя часть области E и область F полностью заэкранированы.

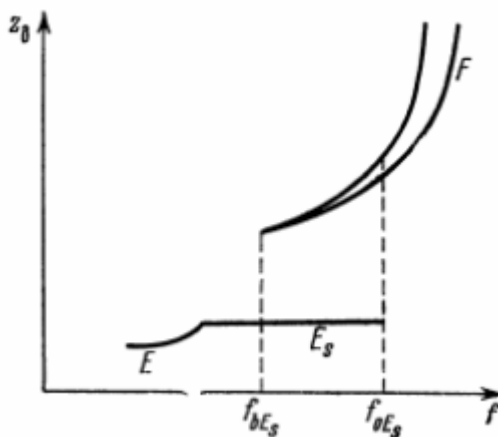


Рис.14. Схематическое представление ионограммы при наличии слоя  $E_s$

При  $f > f_{bE_s}$  слой до частоты  $f = f_{oE_s}$  ведет себя как полупрозрачный (на ионограмме представлены следы, соответствующие отражениям сигнала как от слоя  $E_s$ , так и от области F). Частоту  $f_{oE_s}$  называют предельной. Величины частот  $f_{oE_s}$  и  $f_{bE_s}$  непостоянны и изменяются от одного сеанса вертикального зондирования к другому. Это в большей степени относится к  $f_{oE_s}$ , чем к  $f_{bE_s}$ . Сильные изменения обеих частот свидетельствуют о выраженной неоднородности структуры слоя  $E_s$  в горизонтальных направлениях. Горизонтальные размеры отдельных крупных облаков с повышенной ионизацией составляют несколько сотен километров. Из сказанного ясно, что концентрация  $N$  распределена неоднородным образом внутри каждого такого облака.

Отражения сигналов от слоя Es не сопровождаются заметными дополнительными групповыми запаздываниями, что свидетельствует о его небольшой протяженности по вертикали. О том же говорят и прямые ракетные измерения электронной концентрации в слое Es. Слой Es обеспечивает дальний прием в УКВ-диапазоне. Рассеяние радиоволн лежит в основе одного из весьма эффективных косвенных методов исследования этого слоя. Ряд данных, полученных разными методами, свидетельствует о его систематических горизонтальных движениях со скоростями до 100 м/сек.

Итак, в первую очередь необходимо объяснить причины появления тонких слоев с повышенными значениями  $N$  на высотах порядка 100—120 км. Далее возникают другие вопросы, связанные с устойчивостью спорадического слоя, влиянием на него турбулентных движений и регулярных ветров и т. п.

В экваториальной и авроральных зонах ионосферы на ионограммах часто обнаруживаются особенности, связанные с дополнительным рассеянием радиоволн. Хотя с большой вероятностью можно утверждать, что механизм возникновения таких неоднородностей кардинально отличается от механизма формирования Es на умеренных широтах, о слоях с нерегулярностями часто говорят, как об одной из разновидностей слоя Es.

Есть основания связывать диффузные спорадические образования с ионосферными токовыми системами, возникающими как на высоких широтах, так и в непосредственной близости к геомагнитному экватору. Плотности токов в таких специфических областях могут оказаться в несколько раз больше, чем в умеренных широтах, что и может повести к образованию мелкомасштабной неоднородной структуры с минимальными размерами порядка 1 - 10 м. Подобные структуры могут маскировать возникновение тонких устойчивых слоев с повышенными значениями  $N$  или, во всяком случае, усложнять картину.

Вопрос о появлении обычных типов слоев Es в узкой приэкваториальной области остается не вполне ясным. Несмотря на сложность и многообразие возникающих спорадических явлений в полярной ионосфере, образование тонких спорадических слоев установлено надежно. Имеются исследования, касающиеся суточных и сезонных вариаций вероятности появления Es на высоких широтах. Вместе с тем здесь картина значительно богаче и сложнее, чем на умеренных широтах. Наряду с указанным типом слоя Es возникают диффузные слои, слои с запаздыванием отраженных от них сигналов, а также наклонные слои. Кроме того, могут наблюдаться смены слоя одного типа слоем другого типа.