

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

НОВОСИБИРСК 1982

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ
НИЖНЕЙ
ИОНОСФЕРЫ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК 1982

Исследование нижней ионосферы: Сб. науч. тр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т геологии и геофизики. Новосибирск, 1982. 135 с.

Сборник посвящен исследованию физических процессов и распространения радиоволн в нижней ионосфере.

Приводятся результаты теоретического исследования переизлучения радиоволн на комбинационных частотах при воздействии на нее мощным радиопередатчиком. На реальных моделях ионосферы с помощью численных расчетов рассматриваются условия нелинейной резонансной генерации низкочастотного излучения. Уделяется внимание изучению характеристик искусственных дифракционных решеток в неоднородной анизотропной ионосфере при возмущении её мощными радиоволнами.

Исследуется влияние особенностей пространственно-временного распределения ионизации на поглощение радиоволн, предлагается эффективный метод параметризации процесса поглощения.

Анализируются проблемы, относящиеся к моделированию состояния ионосферы. Предложены модели количественного описания пространственно-временных вариаций малых нейтральных составляющих и ионного состава нижней ионосферы и параметров F2-области ионосферы для различных гелио-геофизических условий. Приводятся численные расчеты и обсуждаются возможности построения глобальных моделей термосферной циркуляции.

Сборник представляет интерес для специалистов, занимающихся вопросами ионосферного распространения радиоволн и моделированием физических процессов в ионосфере.

Редакционная коллегия:

канд. физ.-мат. наук В. В. Плоткин (отв. редактор), канд. физ.-мат. наук Э. И. Гинзбург, канд. физ.-мат. наук Н. И. Израйлева

Рецензенты:

канд. физ.-мат. наук Ю. А. Брагин (Новосибирский университет),
канд. физ.-мат. наук Л. А. Табаровский

© Институт геологии
и геофизики СО АН СССР,
1982 г.

О ПАРАМЕТРАХ ИСКУССТВЕННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК
В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

С увеличением мощности радиосредств стала реальной возможность искусственного воздействия на ионосферу с целью создания в ней условий для более благоприятного отражения или распространения радиоволн. Известен целый ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных этой проблеме [1-5]. Одной из таких возможностей является создание квазипериодических "решеток" температуры T_e и концентрации электронов N_e .

Мощная радиоволна, отражающаяся от ионосферы, создает вместе с падающей стоячую волну с длиной $(2k)^{-1}$, где k - волновой вектор радиоволны. Электронная компонента ионосферной плазмы разогревается в пучностях стоячей волны и образует квазипериодическую структуру температуры T_e . Так как характерный масштаб такой решетки небольшой $\approx \lambda/2$, то существенную роль в её образовании играют процессы теплопроводности. Уравнение для электронной температуры в этом случае будет:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\nabla(\hat{\alpha}_e \nabla T_e)}{N} + \frac{2}{3N} A - \delta \nu_e(T_e)(T_e - T_0), \quad (1)$$

где $\hat{\alpha}_e$ - тензор теплопроводности, A - работа, совершаемая полем волны над электронами. В общем случае величина A определяется выражением:

$$A = -\frac{\omega}{8\pi} \frac{1}{|K_1 - K_2|^2} \left\{ (1 + |K_1|^2) \mathcal{J}_m k_1^2 |F_1|^2 + (1 + |K_2|^2) \mathcal{J}_m k_2^2 |F_2|^2 - \right. \\ \left. - \mathcal{J}_m [(1 + K_1 K_2^*) k_1^2 F_1 F_2^* + (1 + K_1^* K_2) k_2^2 F_1^* F_2] \right\}, \quad (2)$$

где $K_{1,2}$, $k_{1,2}$, $F_{1,2} = K_{2,1} E_x - E_y$ - соответственно коэффициент поляризации, комплексный волновой вектор и комплексная амплитуда необыкновенной (индекс 1) и обыкновенной (индекс 2) составляющих.

В случае, если греющая волна - "обыкновенная", работа поля

$$A = \frac{\omega}{4\pi} \frac{1}{|K_1 - K_2|^2} (1 + |K_2|^2) n_2 \alpha_2 |F_2|^2 \quad (3)$$

Рассматриваем случай, когда радиоволна распространяется по оси Z . Тогда в уравнении (1) первый член правой части примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \alpha_{ezz} \frac{\partial T_e}{\partial z}, \text{ где } \alpha_{ezz} = \frac{NkT_0}{m\sqrt{v_e}} \frac{\omega_H^2 \cos^2 \alpha + v_e^2}{\omega_H^2 + v_e^2}, \quad (4)$$

а в целом уравнение перейдет в выражение:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \alpha_{ezz} \frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{\omega}{6\pi N} \frac{1}{|k_1 - k_2|^2} (1 + |k_2|^2) n_2 \alpha_2 |F_2|^2 - \delta v (T_e) (T_e - T_0). \quad (5)$$

В случае, когда изменения T_e велики, и зависимости $v(T_e)$, $\delta(T_e)$, $\alpha_{ezz}(T_e)$ и т.д. существенны, уравнение (5) нелинейно, и анализировать его можно только численно. Когда изменения T_e невелики, т.е. $\tau = (T_e - T_0)/T_0 \ll 1$, то (5) линеаризуется, и уравнение для τ будет:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \alpha_{ezz} \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} + \frac{\omega}{6\pi N T} \frac{1}{|k_1 - k_2|^2} (1 + |k_2|^2) n_2 \alpha_2 |F_2|^2 - \delta v_e \tau. \quad (6)$$

Для стоячей волны $|F_2|^2$ можно представить в виде:

$$|F_2|^2 = B_1 + B_2 \cos 2k'_2 z, \text{ где } k'_2 = \text{Re} k_2$$

Тогда решение (6) будет

$$\tau = \frac{B_1}{\delta v_e} (1 - e^{-\delta v t}) + \frac{B_2}{\delta v_e (1 + 4k_2'^2 L_T^2)} [1 - e^{-\delta v (1 + 4k_2'^2 L_T^2) t}] \cos 2k'_2 z, \quad (7)$$

где

$$L_T^2 = \alpha_{ezz} / N_0 \delta v.$$

Из (7) видно, что при условии

$$1 \gg 4k_2'^2 L_T^2 \quad \text{т.е.} \quad \frac{1}{\delta v} \ll \frac{1}{4k_2'^2 \alpha_e / N_0} = \tau_T \quad (8)$$

процессам теплопроводности можно пренебречь, а характерное время установления температуры $\sim 1/\delta v$.

Для высот ~ 80 км время установления температуры $(\delta v)^{-1} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ с, для высот ~ 90 км $(\delta v)^{-1} \sim 10^{-3}$ с, а времена $\tau_T \sim 2 \cdot 10^{-2}$ с при $z \sim 80$ км и $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ с при $z \sim 90$ км.

В противоположном случае, когда

$$4k_2'^2 L_T^2 \gg 1 \quad (1/\delta v \gg \tau_T), \quad (9)$$

периодические составляющие температуры становятся небольшими $\sim 1/4k_2^2 L_T^2$. В общем случае влияние процессов теплопроводности учитывается множителем $(1+4k_2^2 L_T^2)^{-1}$.

Таким образом, в поле достаточно интенсивной стоячей радиоволны может образоваться квазипериодическая структура электронной температуры. Такая температурная решетка может, в свою очередь, привести к перераспределению концентрации электронов как за счет температурной зависимости коэффициента рекомбинации, так и за счет процессов переноса, которые для масштабов решетки $\sim \lambda/2$ уже существенны. Уравнения непрерывности и движения для электронной и ионной компонент плазмы имеют вид:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div} N_e \vec{v} = q, \quad \frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div} N_i \vec{V} = q,$$

$$m N_e \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = -e N_e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}_0] \right\} - \nabla p_e - m N_e \nu_{en} \vec{v}, \quad (10)$$

$$M N_i \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} \right] = e N_i \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{H}_0] \right\} - \nabla p_i - M N_i \nu_{in} \vec{V},$$

где $m, N_e, \vec{v}, \nu_{en}, p_e$ - соответственно масса, концентрация, скорость, частота столкновений с нейтралами, давление электронов; $M, N_i, \vec{V}, \nu_{in}, p_i$ - то же для ионов. В условиях квазинейтральности ($N = N_i = N_e$), вводя потенциал ψ как $\vec{E} = \text{grad} \psi$ и учитывая, что возмущения концентраций невелики, из (10) получим [1]:

$$\begin{aligned} (\nabla \hat{\sigma}_i \nabla + \nabla \hat{\sigma}_e \nabla) \frac{\partial N}{\partial t} &= [(\nabla \hat{\sigma}_i \nabla)(\nabla \hat{D}_e \nabla) + (\nabla \hat{\sigma}_e \nabla)(\nabla \hat{D}_i \nabla)] N + \\ &+ [(\nabla \hat{\sigma}_i \nabla) \nabla (\hat{D}_{Te} \frac{N}{T_e} \nabla T_e) + (\nabla \hat{\sigma}_e \nabla) \nabla (\hat{D}_{Ti} \frac{N}{T_i} \nabla T_i)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для одномерных неоднородностей, какими являются рассматриваемые нами возмущения, (11) превращается в

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_\alpha \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + D_{Te\alpha} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{N_0}{T_e} \cdot \frac{\partial T_e}{\partial z} \right), \quad (12)$$

где

$$D_\alpha = \frac{\sigma_{ezz} D_{izz} + \sigma_{izz} D_{ezz}}{\sigma_{izz} + \sigma_{ezz}}; \quad D_{Te\alpha} = \frac{D_{Tezz} \sigma_{izz}}{\sigma_{izz} + \sigma_{ezz}}.$$

Решение уравнения (I2) с профилем электронной температуры, задаваемым выражением (7), будет иметь вид:

$$N = -N_0 \frac{D_{Tea}}{D_a} \cdot \frac{T_1}{T_0} (1 - e^{-4K_2^2 D_a t}) \cos 2K_2' Z, \quad (I3)$$

где

$$\tau_N = \frac{1}{4K_2^2 D_a}; \quad \frac{T_1}{T_0} = \frac{B}{\delta \sqrt{e} (1 + 4K_2^2 L_T^2)}$$

Если характерное время $\tau_N = 1/4 K_2^2 D_a$ мало, то в течение времени $t \gg \tau_N$ устанавливается профиль концентрации с пространственным периодом $\sim (2K_2)^{-1}$, относительная амплитуда которого пропорциональна относительному возмущению температуры. Если τ_N достаточно велико, так что за это время существенно меняются условия распространения мощной радиоволны (в силу статистических особенностей ионосферной плазмы), то за время наблюдения $t < \tau_N$ относительная амплитуда квазипериодических возмущений не сможет вырасти больше, чем $(D_{Tea}/D_a)(T_1/T_0)(t/\tau_N)$.

Уравнения (6) и (I2), описывающие возмущения электронной температуры и концентрации соответственно, вообще говоря, нужно решать совместно. Однако, характерные времена этих процессов несоизмеримы ($\tau_T \ll \tau_N$), поэтому можно рассмотреть вопрос в следующей последовательности. В стоячей электромагнитной волне при невозмущенной концентрации электронов ионосферная плазма разогревается в пучностях поля, что приводит к образованию квазипериодических возмущений электронной температуры. Затем на фоне полученной температурной "решетки" процессы переноса вызывают перераспределение электронов. Причем установление стационарного режима происходит тогда, когда поток частиц, пропорциональный градиенту электронной температуры $grad T_e$ (т.е. поток, стремящийся выровнять энергию электронного газа в пространстве) уравновешивается потоком, пропорциональным градиенту электронной концентрации $grad N_e$ (выравнивающим число электронов). Этот баланс характеризуется множителем D_{Tea}/D_a в выражении для возмущения концентрации. Характерные времена τ_N на высотах $z \sim 80-90$ км ~ 10 с.

Таким образом, существование устойчивых квазипериодических неоднородностей электронной концентрации возможно в ионосферной плазме на высотах, где с одной стороны процессы теплопроводнос-

ти протекают за время, не слишком малое по сравнению с $(\delta v)^{-1}$, так что температурная решетка успевает образоваться, а с другой — диффузионные процессы протекают достаточно быстро по сравнению с $\tau_{ст.}$ — характерным временем различных статистических движений в ионосфере.

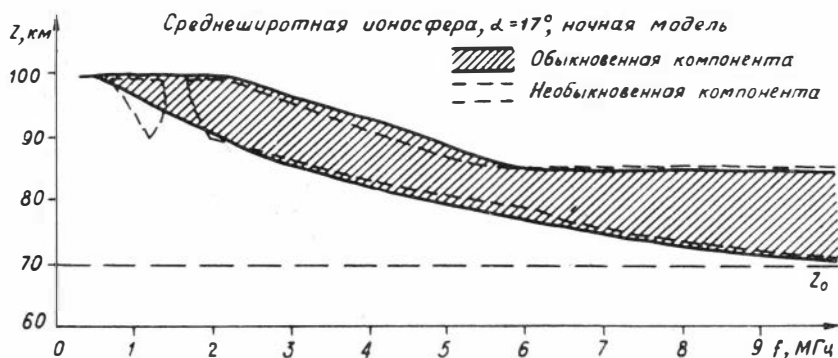


Рис. 1.

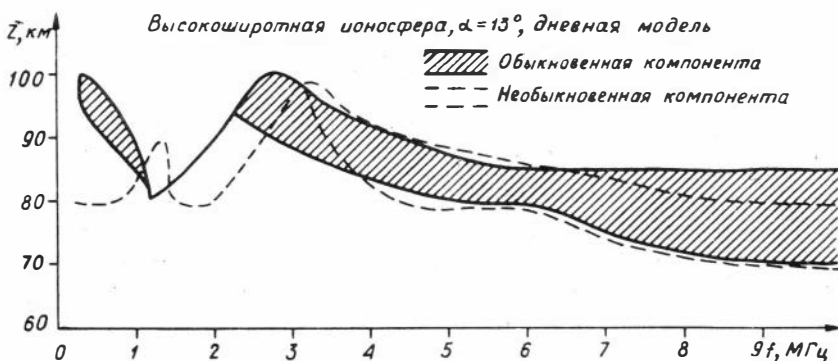


Рис. 2.

На рис. 1, 2 показана область высот, на которой вышеуказанные требования выполняются, и возможно существование устойчивой решетки.

Как видно из приведенных кривых, высоты образования квази-

периодических неоднородностей электронной концентрации, возбужденных стоячей обыкновенной (и необыкновенной) волной в области частот $f \gg 2$ МГц практически совпадают. Для частот, близких к гирочастоте и ниже ($f \leq f_m$, $f_m = 1,35$ МГц), условия образования "решеток" по высоте различны. Расчеты показали, что существенного различия в высотах образования решеток для моделей среднеширотной ионосферы не наблюдается (рис.1,2), также мало отличаются эти высоты при варьировании профилей электронной концентрации, при переходе от дневной к ночной модели ионосферы. Это означает, что область высот, где может образоваться устойчивая решетка возмущений электронной температуры и концентрации мало меняется при изменении свойств ионосферной плазмы, что является благоприятным фактором при использовании таких образований в качестве искусственных отражающих систем.

Способность эффективно отражать проходящие возмущенную область радиоволны является характерной особенностью рассмотренных решеток [2,3]: Коэффициент отражения от них может достигать значений, близких к единице. Экспериментальные исследования этого явления подтвердили высокую отражательную способность таких искусственных квазипериодических образований [4,5].

Литература

1. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
2. Виленский И.М. Об одном нелинейном эффекте при распространении радиоволн в ионосфере. - ДАН, 1970, т.191, с.1041-1043.
3. Виленский И.М., Фрейман М.Е. О возмущении столкнвительной плазмы встречными электромагнитными волнами. - Изв. вузов. Радиофизика, 1976, т.19, № 10, с.1468-1474.
4. Беликович В.В., Бенедиктов Е.О., Гетманцев Г.Г. и др. Новые результаты исследований нелинейных явлений в ионосфере.- Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, № 4, с. 516-526.
5. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Иткина М.А. и др. Расcеяние радиоволн на периодических искусственных неоднороднос - тях ионосферы. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, № 12, с. 1821-1826.

ОТРАЖЕНИЕ РАДИОИМПУЛЬСА ОТ ИСКУССТВЕННОЙ
ИОНОСФЕРНОЙ РЕШЕТКИ

В работах [1,2] рассчитана структура квазипериодических температурных возмущений плазмы нижней ионосферы, возникающих в поле падающей и отраженной мощных радиоволн, и решена задача рассеяния пробной радиоволны такими возмущениями. Ниже рассмотрим отражение узкополосного радиоимпульса от искусственной температурной решетки.

В случае вертикального падения на возмущенную стратифицированную плазму поле пробной радиоволны описывается следующей системой уравнений [3]:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \nu(z, T_e(z)) \vec{j} = \frac{\omega_p^2(z, T_e(z))}{4\pi} \vec{E}, \quad (2)$$

где \vec{E} - электрическое поле радиоволны, \vec{j} - полный электрический ток, $\nu(z, T_e(z))$, $\omega_p(z, T_e(z))$ - возмущенные эффективная частота соударений электронов и плазменная частота, $T_e(z)$ - возмущенная температура электронов.

Не нарушая общности, поле узкополосного радиоимпульса можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \hat{\vec{E}} e^{i\omega t} + \text{к.с.} , \\ \vec{j} &= \hat{\vec{j}} e^{i\omega t} + \text{к.с.} . \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\hat{\vec{E}}, \hat{\vec{j}}$ - комплексные амплитуды поля, медленно меняющиеся во времени: $\hat{\vec{E}} = \hat{\vec{E}}(z, \tilde{t})$, $\hat{\vec{j}} = \hat{\vec{j}}(z, \tilde{t})$, где $\tilde{t} = \mu t$ - медленная переменная, μ - малый параметр. Выделим в системе уравнений (1), (2) члены нулевого, первого и второго порядка малости по μ , подставив в нее (3) и учитывая, что вместо оператора $\partial/\partial t$, действующего на величины \vec{E}, \vec{j} в уравнения (1), (2) следует подставить оператор $(i\omega + \partial/\partial \tilde{t})$, действующий на $\hat{\vec{E}}, \hat{\vec{j}}$. Подставляя также $\partial \hat{\vec{j}}/\partial \tilde{t}$ из (2) в (1), получим

$$\frac{\partial^2 \hat{E}}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}' \hat{E} = \mu \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial \hat{E}}{\partial t} + \mu \frac{\omega_p^2}{c^2} \left[\frac{1}{i\omega + \nu} - \frac{i\omega}{(i\omega + \nu)^2} \right] \frac{\partial \hat{E}}{\partial t} + \mu^2 [\dots], \quad (4)$$

где $\hat{\epsilon}'$ - диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте ω :

$$\hat{\epsilon}' = 1 - \frac{\omega_p^2(z, T_e(z))}{\omega[\omega - i\nu(z, T_e(z))]} \quad (5)$$

В последующее рассмотрение введем те же допущения, что и в [2] :

$$|\text{Im} \hat{\epsilon}' / \text{Re} \hat{\epsilon}'| \ll 1, \quad (6)$$

$$\frac{2\pi c}{\omega} \left| \frac{d\hat{\epsilon}'_0}{dz} \right| / |\text{Re} \hat{\epsilon}'_0|^{3/2} \ll 1, \quad (7)$$

где $\hat{\epsilon}'_0$ определено ниже.

Как показано в [1], диэлектрическую проницаемость возмущенной плазмы можно представить в виде:

$$\hat{\epsilon}' = \hat{\epsilon}'_0 + \mu \sum_{\ell \neq 0}^{\infty} \hat{\epsilon}'_{\ell} \exp[-i\ell \int_{z_1}^z K(z) dz], \quad \hat{\epsilon}'_{\ell} = \hat{\epsilon}'_{-\ell}. \quad (8)$$

Здесь $K(z)$ - квазипериод температурной решетки. За малый параметр задачи примем максимальный из вышперечисленных малых параметров (4), (6), (7), (8).

После введения новых переменных $\xi = \int K(z) dz$, $\bar{v}(\xi, \tilde{t}) = \hat{E}(z, \tilde{t}) \cdot \sqrt{K(z)}$ (4) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \xi^2} + [\delta(\xi) + \mu \sum_{\ell \neq 0}^{\infty} \hat{G}_{\ell}(\xi) e^{-i\ell \xi}] \bar{v} = \mu \frac{2i\omega}{c^2 K^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \mu^2 [\dots]. \quad (9)$$

В (9) учтено, что второй член в правой части (4) имеет второй порядок малости благодаря неравенству (6), которое имеет место в двух случаях: либо $\nu/\omega \ll 1$, либо $\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \ll 1$. Величины $\delta(\xi)$ и $\hat{G}_{\ell}(\xi)$ определены в [2] :

$$\delta(\xi) = \frac{\omega^2}{c^2 K^2(\xi)} \hat{\epsilon}'_0(\xi), \quad \hat{G}_{\ell}(\xi) = \frac{\omega^2}{c^2 K^2(\xi)} \hat{\epsilon}'_{\ell}(\xi) \quad (10)$$

Решение уравнения (9) в области брэгговских резонансов по-

лучим методом двухмасштабного разложения аналогично [2]. Вблизи ℓ_0 - того резонанса $\delta(\xi) = \frac{\ell_0^2}{4} + \mu \kappa_{\ell_0}(\xi)$ (индекс ℓ_0 у κ_{ℓ_0} и ℓ_0 ниже опускаем) и $\bar{v}(\xi)$ равно

$$\bar{v}(\xi) = \bar{c}(\bar{\xi}, \bar{t}) \exp[-i \frac{\ell_0}{2} \bar{\xi}] + \bar{D}(\bar{\xi}, \bar{t}) \exp[i \frac{\ell_0}{2} \bar{\xi}], \quad (II)$$

где $\bar{\xi} = \mu \xi$, а $\bar{c}(\bar{\xi}, \bar{t})$ и $\bar{D}(\bar{\xi}, \bar{t})$ удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{\xi}} - \frac{1}{W(\bar{\xi})} \frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{t}} + \frac{i}{\ell_0} \kappa(\bar{\xi}) \bar{c} + \frac{i}{\ell_0} \sigma(\bar{\xi}) \bar{D} = 0, \quad (I2)$$

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial \bar{\xi}} + \frac{1}{W(\bar{\xi})} \frac{\partial \bar{D}}{\partial \bar{t}} - \frac{i}{\ell_0} \kappa(\bar{\xi}) \bar{D} - \frac{i}{\ell_0} \sigma(\bar{\xi}) \bar{c} = 0,$$

где

$$W(\bar{\xi}) = \frac{c^2 K^2(\bar{\xi})}{2\omega}$$

В конечном результате формально положим малый параметр, равным единице $\mu = 1$. Переходя к исходным переменным z, t , получим:

$$\bar{c} = \frac{\bar{c}(z, t)}{\sqrt{K(z)}} e^{-\frac{i}{2} \ell_0 \int_{z_1}^z K(z) dz} + \frac{\bar{D}(z, t)}{\sqrt{K(z)}} e^{\frac{i}{2} \ell_0 \int_{z_1}^z K(z) dz} + \text{к.с.}, \quad (I3)$$

где $\bar{c}(z, t)$ и $\bar{D}(z, t)$ удовлетворяют следующей системе уравнений

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{1}{V_{20}(z)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{i}{\ell_0} K \kappa \bar{c} + \frac{i}{\ell_0} K \sigma \bar{D} = 0, \quad (I4)$$

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial z} + \frac{1}{V_{2p}(z)} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} - \frac{i}{\ell_0} K \kappa \bar{D} - \frac{i}{\ell_0} K \sigma \bar{c} = 0.$$

Здесь $V_{2p}(z) = c n_0(z)$ - групповая скорость электромагнитных волн в плазме, $n_0(z)$ - невозмущенный показатель преломления, c - скорость света в вакууме. Систему уравнений (I4) необходимо дополнить граничными условиями. Для задачи отражения импульса от решетки они принимают вид:

$$\bar{c}(z_1, t) = \sqrt{\frac{2\omega}{\ell_0 c}} \bar{A}(t), \quad \bar{c}(\infty, t) = 0, \quad (I5)$$

$$\bar{D}(z_2, t) = 0, \quad \bar{D}(\infty, t) = 0, \quad (I6)$$

где z_1, z_2 - границы решетки.

Соотношения (I3) - (I5) дают решение задачи в общем случае сильного отражения от решетки. Поскольку в конечный резуль-

тат вошла лишь диэлектрическая проницаемость плазмы, то механизм возбуждения квазипериодической решетки принципиального значения не имеет.

Как показывает эксперимент, сигнал, отраженный от искусственной решетки, как правило, на несколько порядков слабее зеркального сигнала [4]. В этом случае $|\bar{D}| \ll |\bar{c}|$ и систему уравнений (I4) можно решать методом возмущений.

В нулевом приближении имеем

$$\bar{c}^{(0)}(z, t) = \sqrt{\frac{2\omega}{\epsilon_0 c}} \exp\left\{-\frac{i}{\epsilon_0} \int_{z_1}^z K \alpha dz\right\} \cdot A\left(t - \int_{z_1}^z \frac{dz}{V_{zp}}\right), \quad (I7)$$

$$\bar{D}^{(0)}(z, t) = 0.$$

В первом приближении

$$\bar{D}^{(1)}(z, t) = \sqrt{\frac{2\omega}{\epsilon_0 c}} \frac{i}{\epsilon_0} \int_{z_2}^z K(z') G(z') e^{-\frac{i}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z'} \alpha(z'') K(z'') dz''} \times$$

$$\times \bar{A}\left[t' - 2 \int_{z_1}^{z'} \frac{dz''}{V_{zp}(z'')}\right] dz', \quad (I8)$$

где

$$t' = t + \int_{z_1}^z \frac{dz'}{V_{zp}(z')}.$$

Из (I8) получим поле отраженной волны

$$\bar{E}_{отр}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{K(z)}} \bar{D}(z, t)$$

в точке приема z_1 :

$$\bar{E}_{отр}(z_1, t) = -\frac{i}{\epsilon_0} \left[\frac{2\omega}{\epsilon_0 \epsilon K(z_1)}\right]^{1/2} \int_{z_1}^{z_2} G(z') K(z') \exp\left[-\frac{i}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z'} \alpha(z'') K(z'') dz''\right] \times$$

$$\times \bar{A}\left[t - 2 \int_{z_1}^{z'} \frac{dz''}{V_{zp}(z'')}\right] dz'. \quad (I9)$$

Рассмотрим случай, когда пробный сигнал представляет собой очень короткий импульс, на длине которого параметры ионосферы практически постоянны. Для этого подставим в (I9)

$$A(t) = A_0 t_0 \delta(t),$$

где $\delta(t)$ - дельта-функция Дирака, $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1$, A_0, t_0 - средние амплитуда и длительность импульса. Здесь мы пришли к ска-

лярным величинам, поскольку поляризация волн не меняется, как это видно из (18). Для $E_{отр}(z_1, t)$ получим выражение

$$E_{отр}(z_1, t) = -\frac{i}{\epsilon_0} \left[\frac{2\omega}{\epsilon_0 c K(z_1)} \right]^{1/2} A_0 t_0 \sigma(z_u) K(z_u) V_{zp}(z_u) \times \exp\left[-\frac{i}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_u} \chi(z') K(z') dz'\right], \quad (20)$$

где $z_u = z_u(t)$ суть решения трансцендентного уравнения

$$t = 2 \int_{z_1}^{z_u} \frac{dz}{V_{zp}(z)}. \quad (21)$$

Из (20) видно, что параметры решетки в точке z_u связаны простым соотношением с полем рассеянного импульса в момент времени t , равный групповому времени распространения сигнала до точки z_u и обратно в невозмущенной среде. Нетрудно видеть, что для начала ионосферного D-слоя, где малым параметром задачи является величина $\omega_p^2 / (\omega^2 + \nu^2) \ll 1$, в формуле (20) можно положить

$$V_{zp}(z) = c, \quad K(z) = \frac{2\omega}{\epsilon_0 c}, \quad z_u = ct/2.$$

Тогда при зондировании на резонансной частоте в рассматриваемой области высот $\text{Re} \chi(z) = 0$, и передняя часть рассеянного импульса (20) будет повторять высотный ход соответствующей ω резонирующей гармоники $\sigma_{\epsilon_0}(z)$ с поправкой на поглощение:

$$E_{отр}(z_1, t) = -\frac{2i\omega t_0}{\epsilon_0^2} A_0 \sigma_{\epsilon_0}(z_1 + ct/2) \exp\left[-2 \int_{z_1}^{z_1 + ct/2} \frac{\omega}{c} \chi_0(z) dz\right], \quad (22)$$

где $\chi_0 = -1/2 \text{Im} \epsilon_0' / \sqrt{\text{Re} \epsilon_0'}$ - показатель поглощения на частоте ω .

На этом соотношении, видимо, можно строить диагностику нижних слоев ионосферы, рассматривая его как систему p комплексных уравнений для значений N - и ν -профилей на p уровнях $z_i = ct_i/2$, $i = 1, 2, \dots, p$.

Литература

1. Фрейман М.Е., Руда Л.Г. Тепловая дифракционная решетка в нижней ионосфере. - Сообщения АН СССР, 1981, т.101, № 3, с. 581.
2. Фрейман М.Е., Руда Л.Г. К теории температурной дифракционной решетки в нижней ионосфере. - Геомагнетизм и аэронавигация,

1982, т.22, № 4, с. 548-553.

3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967, 684 с.

4. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Терина Г.И. Искусственные периодические неоднородности в ионосфере. - В кн.: XIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докл., ч. I. М.: Наука, 1981, с. II3-II5.

Н.И.Израйлева, А.А.Капельзон, В.В.Плоткин

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Известно [1], что при воздействии на ионосферу мощным радиомлучением может наблюдаться нелинейная генерация низкочастотных волн из возмущенной области ионосферы (с частотой модуляции мощной волны). С точки зрения обнаружения и исследования эффекта, значительный интерес представляет поиск условий эффективной генерации. В анизотропной ионосфере эффективное переизлучение низкочастотной волны с частотой Ω будет происходить в тех областях, где выполняется условие резонанса:

$$\bar{k}_1(\omega_1) - \bar{k}_2(\omega_2) + \bar{k}_\Omega(\Omega) = 0, \quad \Omega = \omega_1 - \omega_2, \quad (1)$$

где $\bar{k}_{1,2,\Omega}$ - вещественная часть волнового вектора на частотах $\omega_1, \omega_2, \Omega$ соответственно.

Положим, что все векторы лежат в плоскости yz . Тогда (1) преобразуется в систему:

$$\begin{aligned} k_1 \sin \theta_1 - k_2 \sin \theta_2 + k_\Omega \sin \lambda &= 0, \\ k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2 + k_\Omega \cos \lambda &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где θ_1, θ_2 - углы падения волн с частотами ω_1, ω_2 , а λ - угол между направлением магнитного поля \vec{H}_0 и осью z . Здесь принято, что волна с частотой Ω распространяется вдоль \vec{H}_0 и падает на Землю. Если перейти в систему координат, в которой \vec{H}_0 направлен по z , то $\lambda = 0$ и

$$\cos \theta_1 = \frac{k_1^2(\theta_1) - k_2^2(\theta_2) + k_\Omega^2}{-2k_1(\theta)k_\Omega}, \quad (3)$$

$$\cos \theta_2 = \frac{k_1^2(\theta_1) - k_2^2(\theta_2) - k_\Omega^2}{-2k_2(\theta_2)k_\Omega} \quad (3)$$

Важно подчеркнуть, что приведенные выше условия резонанса существенны как при нагревном, так и при стрижкионном механизме нелинейности.

Физически резонансное увеличение амплитуды генерируемой низкочастотной волны обусловлено тем обстоятельством, что "элементарные" волны, переизлучаемые различными слоями, составляющими возмущенную область ионосферы, суммируются синфазно. Поэтому суммарная амплитуда низкочастотного сигнала пропорциональна толщине "резонирующего" возмущенного слоя. Толщина этого слоя ограничивается фактором неоднородности ионосферы. Действительно, в неоднородной среде волны испытывают рефракцию. С изменением высоты это приводит к отклонениям углов падения взаимодействующих волн в среде от резонансных значений. Кроме того, и сами резонансные значения определенным образом зависят от высоты области, где осуществляется взаимодействие. Поэтому толщина слоя эффективной генерации низкочастотной волны существенным образом определяется соотношением характера высотных зависимостей указанных величин.

Следует еще учесть, что анизотропия ионосферной плазмы существенно определяет условия выхода низкочастотного излучения из ионосферы. Для электромагнитных волн этого диапазона ионосферная плазма является непрозрачной, кроме направления вдоль магнитного поля для необыкновенной составляющей. Электромагнитные низкочастотные волны, распространяющиеся в конусе углов $< 17^\circ$ вдоль \vec{H}_0 , поглощаются слабо, подобно "свистящим атмосферикам" — сигналам естественного происхождения, способным многократно пересекать толщу ионосферы. С этим обстоятельством связан вывод о том, что преимущественным направлением выхода искусственного низкочастотного излучения из ионосферы является направление вдоль силовых линий магнитного поля Земли, проходящих через возмущенную область. Поэтому считаем ниже, что вектор $\vec{k}(\Omega)$ направлен вдоль магнитного поля к земной поверхности, а длина его задается выражением:

$$k^2(\Omega) = \frac{\Omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{v}{\sqrt{\mu} \cos \psi - 1 + is} \right) \quad (4)$$

Здесь $u = \omega_n^2 / \Omega^2 \ll 1$, $v = \omega_o^2(z) / \omega^2$, $s = v(z) / \Omega$, ω_n - гирочастота электронов, $\omega_o = \sqrt{4\pi e^2 N(z) / m}$ - плазменная частота, e, m - заряд и масса электрона соответственно; $\Psi \ll 1$ - угол между направлением магнитного поля Земли и вектором $\vec{k}(\Omega)$ (в квазипродольном приближении [2]).

Вертикальные проекции волнового вектора, соответствующие различным случаям распространения, определим, используя известные выражения [3].

Из условия (I) видно, что при резонансной генерации волновые вектора всех волн расположены в одной плоскости. Наиболее просто картина выглядит в случае, когда указанная плоскость совпадает с плоскостью магнитного меридиана. В этой плоскости условия резонанса выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_1 p_1^{(i)} - \omega_2 p_2^{(j)} + c k_\Omega \sin \alpha &= 0, \\ \omega_1 q_1^{(i)} - \omega_2 q_2^{(j)} + c k_\Omega \cos \alpha &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Индексы i и j могут принимать значения от 1 до 4 в зависимости от того, взаимодействие каких мод рассматривается. Цифры 1, 2 относятся к падающим обыкновенной и необыкновенной компонентам, а 3, 4 - к отраженным обыкновенной и необыкновенной компонентам соответственно. Проекции волнового вектора p и q зависят от углов падения θ_1 и θ_2 , и (5) следует рассматривать как уравнения относительно углов падения θ_1 и θ_2 волн в среде.

Для реальных моделей ионосферы [4, 5] проведены численные расчеты характеристик возмущающей радиоволны, при которых генерация волн осуществляется синфазно некоторым слоем ионосферы конечной толщины (по сравнению с длиной волны низкочастотной гармоники в среде). Профили электронной концентрации $N(z)$ и эффективной частоты соударений $\nu(z)$, использованные в расчетах, представлены на рис. 1а (дневная модель) и рис. 2а (ночная модель) в логарифмическом масштабе. Для исследования влияния характера высотных профилей ионосферы расчеты для ночного времени проводились для двух различных профилей электронной концентрации, обозначенных на рис. 2а как N_c [4] и N_Φ [5]. Все параметры ионосферы взяты для средних широт и спокойных геофизических условий. С учетом рефракционных явлений определены углы падения

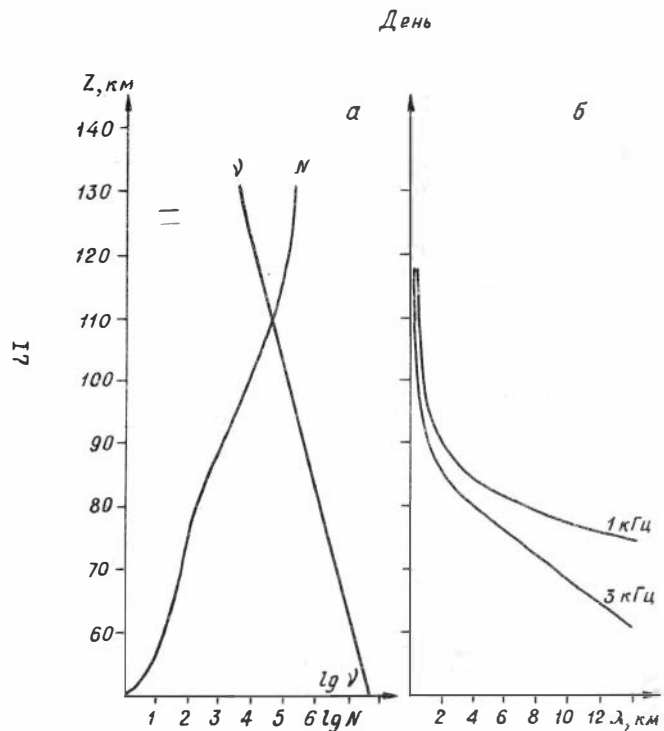


Рис. 1.

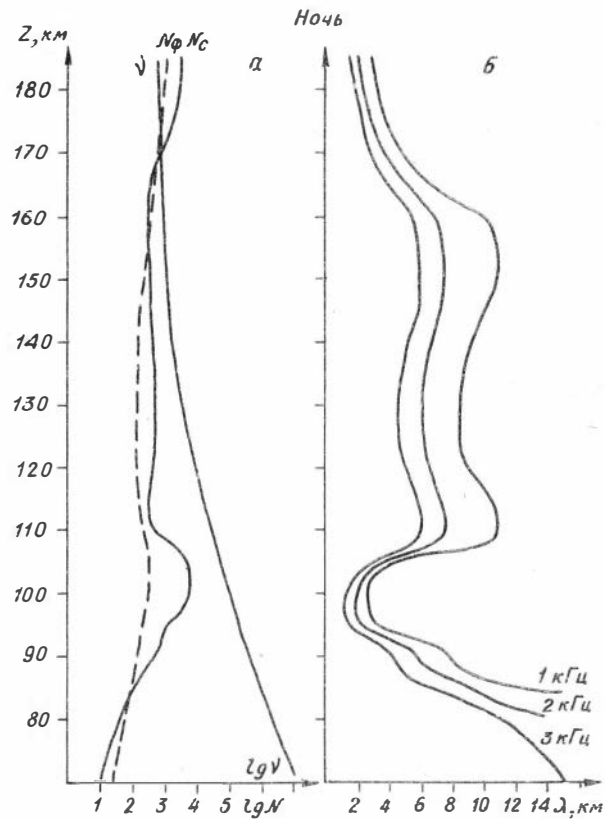


Рис. 2.

мощной радиоволны на ионосферу, обеспечивающие резонансную генерацию низкочастотного излучения с заданной высоты. Принималась во внимание поляризация воздействующей волны.

Характерными особенностями дневной ионосферы является высокий уровень электронной концентрации N , сравнительно малые высоты ~ 50 км начала слоя и большие значения эффективной частоты столкновений для этих высот. В связи с этим, как видно из рис.1б, длина низкочастотной волны от высот ~ 90 до ~ 50 км увеличивается почти на порядок при частоте модуляции $F = 3$ кГц и почти на два порядка при $F \approx 1$ кГц. В нижней части ионосферы для высокочастотных радиоволн показатель преломления достаточно близок к единице, и, следовательно, дисперсия среды отсутствует. Поэтому резонансные кривые на рис.3 в области высот $Z < 70$ км для различных частот $f = 2-5$ МГц совпадают (цифры у кривых означают несущую частоту волны в мегагерцах). На высотах $Z > 70$ км начинает сказываться дисперсия ионосферной плазмы, и резонансные кривые для различных частот постепенно расходятся. На рис. 3а представлены резонансные кривые для взаимодействующих мод (3 - 3), которые с ростом высоты Z стремятся к значениям $\theta_{10} \sim 90^\circ$ (здесь и ниже под углами θ_{10} , θ_{20} понимаются углы падения волн на ионосферу, а θ_1 и θ_2 соответствуют углам преломления волн в среде). При достижении значений θ_{10} , близких к 90° (на высотах ~ 75 км), резонансные кривые обрываются. Это происходит в области, где нарушается приближение геометрической оптики с помощью которого решалась задача. Для высот $Z > 75$ км условия резонанса (5) выполняются для взаимодействующих мод (I-I), и резонансные кривые рис.3б начинаются от углов $\theta_{10} \sim 90^\circ$ на той же высоте $Z = 75$ км и заканчиваются в области $Z \sim 90-100$ км в зависимости от значения несущей частоты f . Здесь частота модуляции низкочастотной волны, а следовательно, частота низкочастотной моды $F = 3$ кГц.

Несколько иначе выглядят резонансные кривые для разноименных мод. Как видно из рис.4, в этом случае влияние частоты на высотную зависимость резонансных углов начинает сказываться уже от $Z = 60$ км. В дальнейшем, перейдя значения $\theta \sim 90^\circ$ (рис.4а), резонансные кривые, повторяя в целом ход зависимости на рис. 3, отличаются от них лишь несколько большей разницей между кривыми для различных несущих частот волны. В нижней части дневной ио-

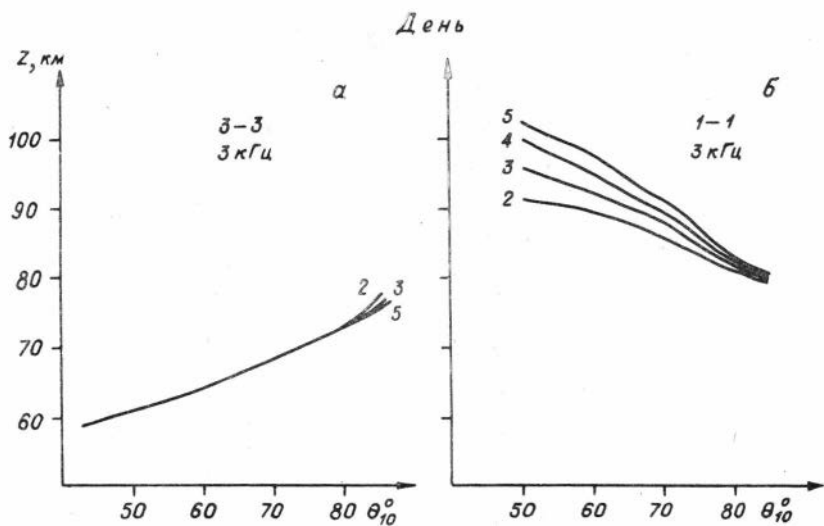


Рис. 3.

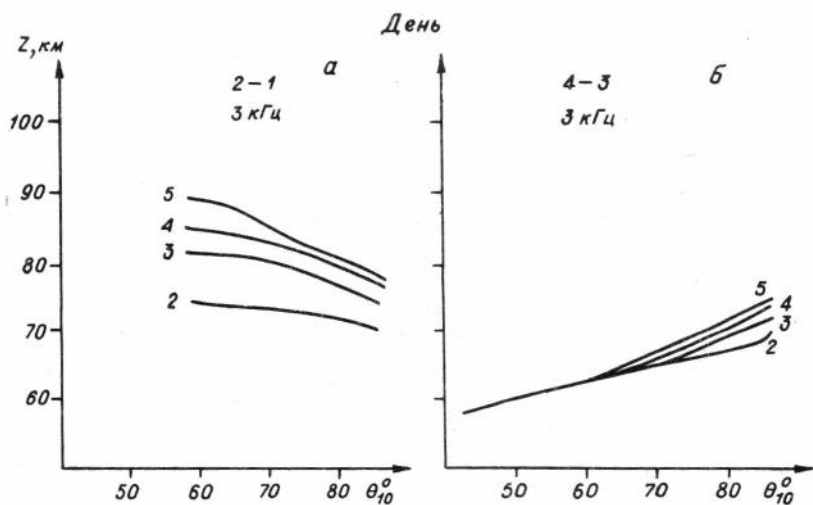


Рис. 4.

носферы, где ν велико, анизотропия среды ощущается слабо, и взаимодействие разноименных мод мало чем отличается от взаимодействия одноименных.

В ночной ионосфере, которая начинается с высот ~ 70 км, эффективная частота столкновений ν на несколько порядков меньше, чем в дневной. Зависимость длины $\lambda(z)$ низкочастотной волны от высоты (рис.2б) достаточно хорошо "антикоррелирует" с профилем $N(z)$ (рис.2а). На рис.5 представлена зависимость резонансных углов θ_1 в среде для обыкновенных составляющих волн в диапазоне частот 2-5 МГц при частоте модуляции $F = 3$ кГц. В целом контур резонансных кривых хорошо повторяет профиль $\lambda(z)$ низкочастотной волны. Это связано с тем, что дисперсия ночной ионосферы сравнительно невелика, т.е. показатель преломления n высокочастотной волны близок к единице, и выполнение резонансных условий (5) при определенном значении k_x на данной высоте может регулироваться только изменением угла падения θ , что и проявляется в высотном профиле резонансных углов в среде. Как видно из рис. 5, различие резонансных кривых при разных значениях несущих частот невелико, а для высот $z < 115$ км и вовсе отсутствует, что также объясняется слабой дисперсией среды, особенно на малых высотах. Разрывы резонансных кривых соответствуют значениям $\theta \sim 90^\circ$, где, как уже было сказано, нарушается использованное при решении задачи приближение геометрической оптики. При этом резонансные кривые для взаимодействующих мод 3-3(сплошные линии) переходят в кривые для мод I-I (пунктир).

На рис.6 представлены кривые резонансных углов для разноименных взаимодействующих мод 2-I. В этом случае характер резонансной зависимости существенно меняется. Для высокой несущей частоты $f = 5$ МГц кривая в общих чертах повторяет профиль $\lambda(z)$. На такой частоте анизотропные свойства ионосферной плазмы выражены уже не столь резко, так как можно считать выполненным условие $f^2 \gg f_n^2$, где $f_n = 1,35$ МГц - гирочастота электронов, и разность волновых векторов $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ невелика, что позволяет, вообще говоря, выполняться резонансным условиям (I) во всем диапазоне высот. Для более низких частот $f = 4$ МГц, 3 МГц анизотропия среды более существенна, и при достаточном уровне концентрации электронов N разность $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ может достигать значений, при которых условие (I) выполняться не будет. Для $f =$

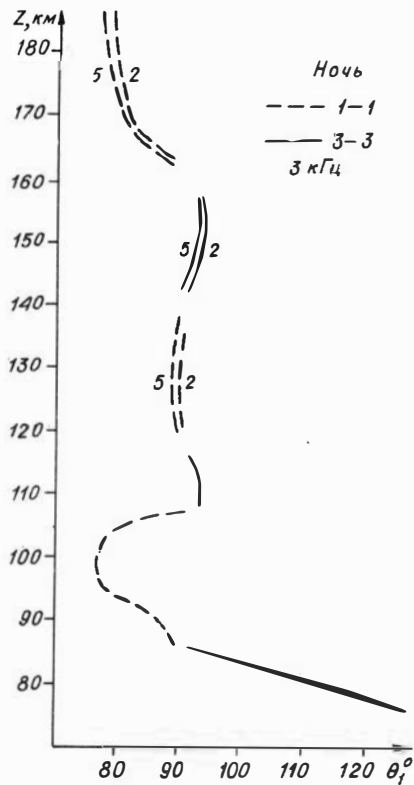


Рис. 5.

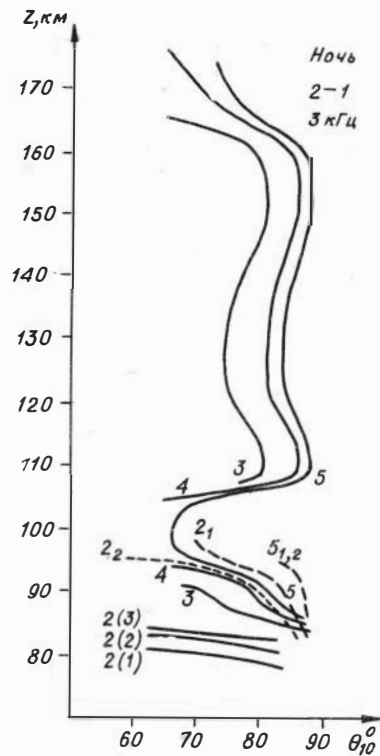


Рис. 6.

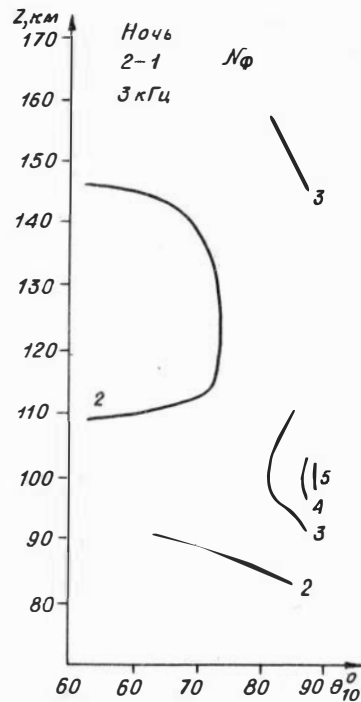


Рис. 7.

4 МГц это область $94 \text{ км} < Z < 103 \text{ км}$ и $Z > 175 \text{ км}$, а для $f = 3 \text{ МГц}$ соответственно $90 \text{ км} < Z < 105 \text{ км}$ и $Z > 165 \text{ км}$. Для частоты $f = 2 \text{ МГц}$, достаточно близкой к f_H , область высот, где $|k_1 - k_2| > |k_{\Omega}|$ начинается уже с $Z = 84 \text{ км}$ и простирается на всю толщу ионосферы.

Пунктиром на рис.6 отмечены области отражения волны с частотой 2 МГц для обыкновенной компоненты (кривая 2₁) и необыкновенной (кривая 2₂) и с частотой $f = 5 \text{ МГц}$ (кривая 5_{1,2}). Важным оказывается то обстоятельство, что при углах падения $\theta_{10} < 84^\circ$ радиоволна с частотой $f = 5 \text{ МГц}$ отражается уже от F-области ионосферы. Поэтому резонансная кривая для этой частоты в области высот от $Z \approx 122 \text{ км}$ до $Z \approx 132 \text{ км}$ реализуется радиоволнами, излученными с Земли под углом $\theta_{10} \leq 84^\circ$. Таким образом, этот слой толщиной $\Delta Z = 10 \text{ км}$ излучает синфазно. Аналогично для частот $f = 4 \text{ МГц}$, 3 МГц области резонансного излучения низкочастотной волны реализуется при углах $\theta_{10} \approx 80^\circ$ и $\theta_{10} \approx 75^\circ$ соответственно. На частоте 2 МГц области резонанса очень узкие, так как кривая резонансных углов не достигает высот $Z \geq 85 \text{ км}$. Представляет интерес поведение резонансных кривых при различных частотах модуляции. На рис.6 под номерами 2(3), 2(2), 2(1) представлены эти зависимости. Здесь цифры в скобках - частота модуляции F в килогерцах. Сопоставление этих кривых говорит о том, что с уменьшением частоты модуляции $\Omega = 2\pi F$ резонансный угол становится меньше, т.е. реализуется случай, когда $|k_2^2(\omega_1) - k_1^2(\omega_1)| \gg 2k_1 \frac{\partial k_1}{\partial \omega_1} \Omega$. Следует отметить, что резонансные кривые и для более высоких несущих частот ($f = 3 - 5 \text{ МГц}$) будут иметь такой же характер зависимости от частоты модуляции F , как и кривые для $f = 2 \text{ МГц}$, т.е. резонансные кривые для частот модуляции $F = 1-2 \text{ кГц}$ будут лежать левее аналогичных кривых рис.6 (где рассмотрен случай $F = 3 \text{ кГц}$), и области синфазного излучения будут реализовываться при меньших углах θ_{10} .

На рис.7 представлены резонансные кривые, аналогичные приведенным на рис. 6, но для профиля электронной концентрации $N_{\text{Ф}}$ (пунктирная кривая на рис.2а). Сравнение этих рисунков показывает, насколько сильно зависит рассматриваемый эффект от выбранной ионосферной модели.

Размер области резонанса в анизотропной среде может быть различным в зависимости от частот ω , Ω и углов θ_1 , θ_2

Ширину этой области $L_{рез}$ можно определить из выражения:

$$L_{рез} \approx k_{\Omega}(z_0) / \left| \frac{d}{dz} (\gamma - k_{\Omega}) \right|_{z=z_0}, \quad \gamma = -(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)_z. \quad (6)$$

При некотором наборе параметров оценки $L_{рез}$ дают значения $\approx 5-10$ км. На рис.6 для частоты $f = 5$ МГц резонансная кривая в области высот Z от ~ 115 км до $Z \approx 160$ км представляет собой практически вертикальную линию, что соответствует значениям

$L_{рез} \approx 40$ км. В более пологих частях резонансной кривой значения $L_{рез}$ много меньше, и ожидать большого значения переизлученного поля в этом случае нельзя. Отсюда следует выбор несущих частот волны, при которых эффект будет максимальным. Необходимо, чтобы резонансная кривая для данной частоты f имела достаточно протяженные вертикальные участки. Так для рассмотренной выше модели среды это область частот $3 \text{ МГц} \leq f \leq 5 \text{ МГц}$. Для частот $f \leq 2$ МГц отражение происходит от E -слоя, и область эффективной генерации низкочастотной волны мала.

Амплитуда поля низкочастотной волны существенно зависит от множества факторов: несущей частоты волны и частоты модуляции, выбранного профиля электронной концентрации и геометрических условий возбуждения и переизлучения. В оптимальных условиях, как показывают оценки, значения поля на частоте $F = 3$ кГц достигают ~ 1 мкВ/м при мощности передатчика ~ 500 кВт. Замечено, что с изменением состояния ионосферы, а также при недостаточной мощности возбуждающего передатчика, уровень низкочастотного сигнала может значительно уменьшаться.

В работе не рассматривался хорошо исследованный в последнее время тепловой токовый механизм генерации, однако, из литературных источников известно [6,7], что амплитуда поля низкочастотной волны, генерируемой при этом, достигает значений \sim

1 мкВ/м и даже больших значений при более значительной мощности возмущающего передатчика. Экспериментальные работы, проведенные в Горьком (НИРФИ), обнаружили низкочастотное электромагнитное поле соответствующей амплитуды, хорошо коррелированное с геомагнитными условиями. Результаты, полученные в настоящей работе, показывают, что стрикционный механизм генерации также может дать такой эффект.

Литература

1. Виленский И.М. О влиянии нелинейности среды на радио - волну, распространяющуюся в ионосфере. - Докл. АН СССР, 1953, т.92, с.525-528.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684с.
3. Гинзбург Э.И., Журавский О.Г., Нестерова И.И. Расчет поглощения и фазы отраженного от ионосферы коротковолнового сигнала (плоская модель, произвольное состояние ионосферного слоя). - В кн.: Распространение радиоволн и физика ионосферы. Новосибирск: Наука, 1981, с.60-79.
4. Соболева Т.Н. Глобальная модель интегральной поперечной проводимости ионосферы. М.: ВИНТИ, 1971, 42с. (Рукопись деп. в ВИНТИ № 3504-71).
5. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы/Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. М.: Наука, 1981. 256 с.
6. Гетманцев Г.Г., Зуйков Н.А., Котик Д.С. и др. Обнаружение комбинационных частот в ионосфере при взаимодействии мощного КВ-излучения с ионосферной плазмой. - Письма в ЖЭТФ, 1974, т.20, вып.4, с. 229-232.
7. Котик Д.С., Трахтенгерц В.Ю. О механизме возбуждения комбинационных частот в ионосфере. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, вып.2, с.114-118.

О.И.Ляпай

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Вопрос о предельной поляризации электромагнитных волн, выходящих из слоя анизотропной плазмы, рассматривался несколькими авторами [1-4].

В работах [1,2] на основании приближенного решения уравнений поля в области $\nu \ll 1$ и оценки отношения первого приближения к нулевому утверждается, что фаза и поляризация волн, отражаю-

щихся от ионосферы, в хорошем приближении получаются при применении геометрической оптики с самого начала слоя. (Имеется в виду диапазон частот $f > 1$ МГц).

Такой же вывод получен в [3] на основе аналитического решения одной модельной задачи.

В работе [4] решается практически та же модельная задача, но приводится ее более корректное решение, полученное без упрощений уравнений поля, принятых в предыдущей работе. Но и здесь автор делает вывод о том, что в нижней ионосфере (где неоднородность магнитного поля незначительна) эффект взаимодействия нормальных волн для обсуждаемого диапазона частот мал.

Однако, в работе [5] приводятся данные о наличии заметного взаимодействия обыкновенной и необыкновенной мод в нижних слоях ионосферы. В этой работе проводилось сравнение (для конкретных радиотрасс) результатов численного решения системы полных волновых уравнений (ПВУ) и приближения геометрической оптики в области предельной поляризации. При этом в областях отражения волн в обоих случаях использовалась система ПВУ. Полностью методика расчетов приведена в [6].

Расчеты проводились в диапазоне частот $f = 4-8$ МГц. Показано, что коэффициент трансформации нормальных мод (отношение модулей необыкновенной и обыкновенной волн, отраженных от ионосферы), вычисленный приближенно, всегда существенно меньше единицы, а в случае использования на всем интервале высот системы ПВУ он изменяется от 10^{-2} до 10. На основании такого сравнения делается вывод о неприменимости приближения геометрической оптики в области предельной поляризации, по крайней мере, для расчета поляризационных характеристик.

Ясно, что вопрос нуждается в более последовательном рассмотрении, особенно для случаев наклонного распространения. Последние, с точки зрения предельной поляризации, изучены недостаточно [1-4]. Вместе с тем, именно они использовались для сравнительных расчетов в [5].

В настоящей работе приводится вывод системы дифференциальных уравнений первого порядка для взаимодействующих мод и приводится её предварительный анализ. Взаимодействие мод описывается здесь системой первого порядка. Это представляется более оправданным с физической точки зрения, нежели использование си-

стемы связанных волновых уравнений более высокого порядка (подобных тем, что приведены, например, в работе [3]). Дело в том, что каждой моде соответствует лишь один корень характеристического уравнения исходной системы. Поэтому в отсутствие взаимодействия (а такие случаи известны в неоднородной плазме), каждая мода должна описываться независимым дифференциальным уравнением первого порядка.

Методика получения систем в форме взаимодействующих нормальных мод (характеристических волн) была впервые дана в [7], но лишь в обобщенной матричной форме, и применена в [8] к специальным случаям распространения (когда характеристическое уравнение является биквадратным). Практически она сводится к разложению полей по полной системе поляризационных векторов (собственных векторов матрицы исходной системы). Причем последние, как и матрица исходной системы, зависят от координат. В результате подстановки такого разложения в исходную систему получаются уравнения для коэффициентов разложения, которые и являются математическими выражениями для нормальных волн.

Рассмотрим плоскую монохроматическую электромагнитную волну, падающую наклонно на магнитоактивный слой одномерно-неоднородной плазмы, например, плоскостойкую ионосферу. Выберем декартову систему координат с осью Z , направленной нормально к слою, а волну считаем распространяющейся в плоскости YZ . Ориентация магнитного поля в выбранной системе координат произвольна.

В этом случае полное электрическое поле волны можно записать в виде:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{F}(z) \exp[i\omega(t - \frac{1}{c}py)], \quad (1)$$

где $p = \sin\theta_0$, а θ_0 - угол между осью Z и направлением распространения волны вне слоя. Тогда исходная система уравнений для функции $\vec{F}(z)$ записывается в следующем виде [2]:

$$\begin{aligned} F_x'' + (\epsilon_{xx} - p^2)F_x + \epsilon_{xy}F_y + \epsilon_{xz}F_z &= 0, \\ F_y'' + ipF_z' + \epsilon_{yx}F_x + \epsilon_{yy}F_y + \epsilon_{yz}F_z &= 0, \\ ipF_y' + \epsilon_{zx}F_x + \epsilon_{zy}F_y + (\epsilon_{zz} - p^2)F_z &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введена замена $\tau = \frac{\omega}{c} Z$, все функции считаются зависящими от τ , штрих соответствует дифференцированию по τ . Введем обозначения:

$$X_{1,3,5} = F_{x,y,z}, \quad X_2 = F'_x, \quad X_4 = F'_y + ipF'_z. \quad (3)$$

Тогда систему (2) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} X_1' &= X_2, \\ X_2' &= -(\epsilon_{xx} - \rho^2)X_1 - \epsilon_{xy}X_3 - \epsilon_{xz}X_5, \\ X_3' &= X_4 - ipX_5, \\ X_4' &= -\epsilon_{yx}X_1 - \epsilon_{yy}X_3 - \epsilon_{yz}X_5, \\ ipX_4 &= -\epsilon_{zx}X_1 - \epsilon_{zy}X_3 - \epsilon_{zz}X_5. \end{aligned} \quad (4)$$

Характеристическое уравнение этой системы совпадает с аналогичным уравнением исходной системы (2). Система (4) представляет собой уравнения Максвелла, записанные для компонент электрического поля и их производных. Это необходимо, чтобы исключить из рассмотрения компоненты магнитного поля волны и, следовательно, избежать введения коэффициентов поляризации, связывающих компоненты электрического и магнитного полей. Сделаем замену:

$$X_i = \sum_{j=1}^5 a_{ij} \chi_j, \quad i = 1, \dots, 5, \quad (5)$$

$$a_{1j} = K_j, \quad a_{2j} = -i\lambda_j K_j, \quad a_{3j} = 1, \quad a_{4j} = -i\lambda_j + ipB_j, \quad a_{5j} = B_j,$$

где λ_j j -ый корень характеристического уравнения системы (4), K_j, B_j - соответствующие ему коэффициенты поляризации [2,6].

Смысл подобной замены выяснится далее. Отметим, что в (5) произведена замена пяти функций через четыре другие. В данном случае это оправдано, поскольку система (4) имеет всего четыре корня характеристического уравнения. Подстановка (5) превращает последнее уравнение системы (4) в тождество. Остальные уравнения (4) дают систему относительно производных χ_i' , разрешая которую, получаем:

$$\chi_i' + \chi_i [i\lambda_i + \alpha_i] = \sum_{j=1, j \neq i}^4 \beta_{ij} \chi_j, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (6)$$

Некоторые из коэффициентов α_i, β_{ij} будут выписаны ниже

Здесь отметим, что эти коэффициенты являются линейными функциями производных B'_i, K'_i, λ'_i . Таким образом, в однородной среде $\alpha_i = \beta_{ij} = 0$ и решениями системы (6) будут $\chi_i = c_i \exp(-i\lambda_i \tau)$. Другими словами в однородной среде χ_i представляет собой решение для i -й моды, соответствующей i -му корню характеристического уравнения.

В неоднородной среде, вообще говоря, $\alpha_i, \beta_{ij} \neq 0$. Если, тем не менее, на основании каких-либо физических соображений пренебречь взаимодействием разноименных мод и положить равным нулю вектор правых частей системы (6), то сразу получим систему четырех несвязанных уравнений, решениями которой будут:

$$\chi_i = c_i \exp\left[-\int_0^\tau (i\lambda_i + \alpha_i) d\tau\right]. \quad (7)$$

Здесь нижний предел интеграла определяется уровнем, где задается значение i -й моды. Выражение (7) соответствует нулевому приближению геометрической оптики, поскольку α_i совпадают с соответствующими коэффициентами в указанном приближении [6].

В общем случае система (6) описывает взаимодействие нормальных мод, т.е. решений типа (7) в неоднородной среде. Введем далее следующую замену переменных:

$$\chi_i = u_i \exp\left[-\int_0^\tau \alpha_i d\tau\right]. \quad (8)$$

Тогда система (6) принимает вид:

$$u'_i + i\lambda_i u_i = \sum_{j=1}^4 \tilde{\beta}_{ij} u_j, \quad (9)$$

где

$$\tilde{\beta}_{ij} = \beta_{ij} \exp\left[\int_0^\tau (\alpha_i - \alpha_j) d\tau\right].$$

В практически важном частном случае, когда магнитное поле лежит в плоскости yz (в плоскости распространения), α_i являются интегрируемыми функциями. Кроме того, если не обращать внимания на константы, возникающие из-за конкретизации нижних пределов интегралов в (8), выполняются соотношения:

$$\tilde{\beta}_{12} = -\tilde{\beta}_{21}, \quad \tilde{\beta}_{34} = -\tilde{\beta}_{43}.$$

Здесь и далее полагается, что характеристические корни $\lambda_{1,2}$

соответствуют волнам, идущим вверх ($\text{Re } \lambda_{1,2} > 0$), а $\lambda_{3,4}$ волнам, идущим вниз ($\text{Re } \lambda_{3,4} < 0$). Более того, можно показать в общем случае, что детерминант матрицы перехода от переменных $X_{4,4}$ к переменным $u_{4,4}$ равен постоянной величине, определяемой нижними пределами интегралов в (8). Следовательно, система (9) полностью эквивалентна исходной, включая особые точки (области отражений, области существенного вырождения дисперсионного уравнения и т.д., где система (9) таким образом оказывается полностью применимой).

Совершенно ясно, что условия применимости геометриоптического приближения совпадают с условиями, при которых не происходит эффективного взаимодействия мод. Последние могут быть довольно просто получены из анализа приближенных решений системы (9). В самом деле, считая взаимодействие слабым (коэффициенты $\tilde{\beta}_{ij}$ малы) и производя прямое разложение решения системы (9) по малому параметру, получим, что в нулевом приближении решение совпадает с геометриоптическим. Вычисляя первое приближение и накладывая требование его малости по сравнению с нулевым, приходим к условию, при котором не происходит существенного взаимодействия между i -й и j -й модой

$$\left| \int_0^{\tau} \tilde{\beta}_{ij} \exp[-i(\lambda_j - \lambda_i)\tau] d\tau \right| \ll 1 \quad (10)$$

Это условие имеет интегральный вид. Однако, если функция $\tilde{\beta}_{ij}/(\lambda_j - \lambda_i)$ слабо меняется на расстояниях порядка $2\pi/\text{Re}(\lambda_j - \lambda_i)$, то для выполнения условия (10) достаточно, чтобы на всем интервале соблюдалось локальное условие

$$\left| \frac{2\tilde{\beta}_{ij}}{\lambda_j - \lambda_i} \right| \ll 1 \quad (11)$$

Требование медленности функции $\tilde{\beta}_{ij}/(\lambda_j - \lambda_i)$ обязательно, поскольку в противном случае, даже при соблюдении (11) эффект взаимодействия может интегрально накапливаться. Поскольку здесь рассматривается область предельной поляризации (нижние слои ионосферы), то мы заведомо можем пренебречь взаимодействием встречных волн (волн с различными знаками $\text{Re } \lambda_i$) в этой области. Из (11) ясно, что ошибка решения, связанная с таким пренебрежением, имеет порядок $(\lambda_i L)^{-1}$, где L - характерный размер не-

однородности среды и считается, что $\tilde{\beta}_{ij} \sim L^{-1}$. Эта величина крайне мала везде за исключением довольно узкой области отражения, где $\lambda_i \rightarrow 0$. Однако пренебречь взаимодействием волн с одинаковыми знаками $\text{Re } \lambda_i$ нельзя, так как условие (II) может нарушаться в этом случае и, с другой стороны, из результатов численных расчетов работы [5] видно, что коэффициенты трансформации мод не описываются с достаточной точностью приближением геометрической оптики.

Тогда систему (9) можно записать в виде двух независимых подсистем, одна из которых (для волн с $\lambda_{1,2}$, $\text{Re } \lambda_{1,2} > 0$) приводится ниже, а вторая (для $\text{Re } \lambda_{3,4} < 0$) имеет такой же вид с заменой индексов 1,2 на 3,4 соответственно. Для удобства введем также замену, приводящую систему к симметричному виду:

$$u_{1,2} = \Psi_{1,2} \exp[-i \int \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} d\tau].$$

Тогда получаем:

$$\begin{aligned} \Psi_1' + i\lambda \Psi_1 &= \tilde{\beta}_{12} \Psi_2 = \beta_{12} e^{\int (\lambda_1 - \lambda_2) d\tau} \Psi_2, \\ \Psi_2' - i\lambda \Psi_2 &= \tilde{\beta}_{21} \Psi_1 = \beta_{21} e^{\int (\lambda_2 - \lambda_1) d\tau} \Psi_1, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\lambda = (\lambda_1 - \lambda_2)/2,$$

$$\beta_{1i} = \frac{\lambda_i' (K_i K_{gi} - 1) + 2K_i' \lambda_i K_{gi} + pB_i'}{2\lambda_i (K_i K_{gi} - 1) + p(B_i - B_{gi})}, \quad i = 1, 2.$$

$$\beta_{12} = - \frac{\lambda_2' (K_2 K_{g1} - 1) + K_2' K_{g1} (\lambda_1 + \lambda_2) + pB_2'}{2\lambda_1 (K_1 K_{g1} - 1) + p(B_1 - B_{g1})},$$

$$\beta_{21} = - \frac{\lambda_1' (K_1 K_{g2} - 1) + K_1' K_{g2} (\lambda_1 + \lambda_2) + pB_1'}{2\lambda_2 (K_2 K_{g2} - 1) + p(B_2 - B_{g2})}.$$

Здесь $K_{1,2}$, $B_{1,2}$ - обычные коэффициенты поляризации, выражения для которых известны [2,6]. $K_{g1,2}$, $B_{g1,2}$ - вспомогательные величины, введенные в [6] и выражающиеся так же, как и K_i , B_i , через отношение миноров матрицы характеристического уравнения исходной системы.

В настоящее время проводится анализ численных решений полученных уравнений на ЭВМ для реальных условий распространения с целью выяснения величины вклада нижних слоев ионосферы в трансформацию мод. Использование этих уравнений дает значительное сокращение времени счета по сравнению с методом ПВУ за счет возможности существенного увеличения шага интегрирования.

Предварительные расчеты высотных зависимостей коэффициентов системы (I2) для некоторых частных случаев показали, что в нижней ионосфере на протяженных участках (~15-20 км) отношения $\tilde{\beta}_{ij}/\lambda$ сохраняются практически постоянными, хотя они и меньше единицы.

В этой ситуации может оказаться полезным точное решение системы (I2), справедливое для случая $\tilde{\beta}_{12,21}/\lambda = q_{1,2}$, где $q_{1,2}$ - некоторые постоянные. Это решение имеет вид:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= c_1 \exp(i \int \rho d\tau) + c_2 \exp(-i \int \rho d\tau), \\ \Psi_2 &= c_1 d_1 \exp(i \int \rho d\tau) + c_2 d_2 \exp(-i \int \rho d\tau), \end{aligned}$$

где

$$\rho = \sqrt{\lambda^2 - \tilde{\beta}_{12} \tilde{\beta}_{21}}, \quad d_{1,2} = i \frac{\lambda \pm \rho}{\tilde{\beta}_{12}} = i \frac{\tilde{\beta}_{21}}{\lambda \mp \rho}.$$

Ясно, что такое решение будет асимптотически верным в случае, когда $q_{1,2}$ (и, следовательно, $d_{1,2}$) слабо изменяются на расстояниях порядка $2\pi/Re\rho$. Использование этого решения дает сокращение времени счета задачи на ЭВМ примерно в два раза.

Литература

1. Гинзбург В.Л. К теории распространения электромагнитных волн в магнитоактивной среде. - ИЭТФ, 1942. т.18, с. 487 - 500.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
3. Budden K.G. The theory of the limiting polarization of radio waves reflected from the ionosphere. - Proc. Roy. Soc. of London, 1952, v.A215, p.215-233.
4. Денисов Н.Г. К вопросу о предельной поляризации электромагнитных волн, выходящих из неоднородного слоя магнитоактивной

плазмы. Изв.вузов. Радиофизика, 1978.т.21, №7, с.921-928.

5. Гинзбург Э.И., Хуравский О.Г.О применимости приближения геометрической оптики. - В кн.: XXIV областная научно-техническая конференция. Тезисы докл., Новосибирск, 1981, с.13-14.

6. Гинзбург Э.И., Хуравский О.Г., Нестерова И.И. Расчет поглощения и фазы отраженного от ионосферы коротковолнового радиосигнала. -В кн.: Распространение радиоволн и физика ионосферы. Новосибирск: Наука, 1981, с.60-79.

7. Clemmow P.C., Heading T. Coupled forms of the differential equations governing radio propagation in the ionosphere.-Proc.Camb.Phil.Soc., 1954, v.50, p.319-332.

8. Budden K.G., Clemmow P.C. Coupled form of the differential equations governing radio propagation in the ionosphere.II -Proc.Camb.Phil.Soc., 1957, v.53, p.669-681.

В.К.Бергер

ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН ОТ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

В работе [1] рассматривалось точное решение задачи об отражении плоской электромагнитной волны (падение нормальное) от параболического слоя изотропной плазмы с учетом отражения от границ и при наличии поглощения. (Вообще говоря, задачи подобного рода уже решались ранее различными авторами [2,3], однако, во всех случаях анализ не был исчерпывающим: либо не учитывалось поглощение, либо - при учете поглощения - не принималось во внимание отражение от границ слоя. Кроме того, в случае поглощающего слоя обычно не рассматривался вопрос о точном выражении для коэффициента прохождения. Решение же, приведенное в [1], представлено в наиболее полной и завершенной форме).

В настоящей работе проводится обобщение указанного решения на случай наклонного падения радиоволн на слой изотропной плазмы (для тех ситуаций, когда возможно получить точное решение).

Целью рассмотрения является нахождение коэффициентов отражения и прохождения волны.

I. Рассмотрим плоский слой поглощающей изотропной плазмы, электронная концентрация которого зависит от координаты Z по параболическому закону (рис. I):

$$N(z) = N_m \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right), \quad (1)$$

где N_m - максимум электронной концентрации, $2a$ - толщина слоя. Частота соударений $\nu_{эф}$ предполагается независимой от Z .

Пусть на слой со стороны отрицательных значений Z наклонно (под углом θ_0) падает плоская электромагнитная волна. При этом, вообще говоря, возможны два типа поляризации: а) падающая волна поляризована перпендикулярно плоскости падения, б) падающая волна поляризована в плоскости падения. В данной работе при анализе наклонного падения рассматривается первый тип поляризации, т.е. $E \equiv E_x$.

Исходное уравнение, описывающее поле в плазме, имеет вид [4]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + K_0^2 \epsilon'(\omega, z) E = 0, \quad (2)$$

где $K_0 \equiv \omega/c$, $\epsilon'(\omega, z)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость, которая для рассматриваемого слоя равна:

$$\epsilon'(\omega, z) = 1 - \frac{\omega_k^2}{\omega(\omega - i\nu_{эф})} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right). \quad (3)$$

(Здесь ω_k - критическая частота слоя, представляющая собой максимум электронной плазменной частоты $\omega_0(z) = 2e\sqrt{\pi N(z)/m}$).

Представляя, как обычно, поле в плазменной среде в виде:

$$E(y, z) = F(z) e^{-ik_0 y \sin \theta_0}, \quad (4)$$

получаем из (2) следующее уравнение для F :

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + K_0^2 (\epsilon' - \sin^2 \theta_0) F = 0, \quad (5)$$

которое для параболического слоя (3) преобразуется к виду:

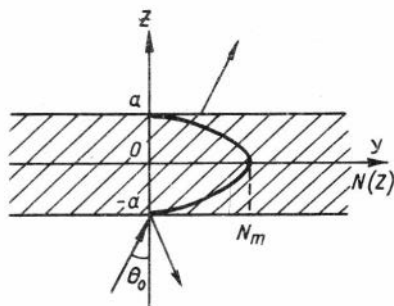


Рис. I.

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + K_0^2 \left[\cos^2 \theta_0 - \frac{\omega_k^2}{\tilde{\omega}^2} \left(1 - \frac{z^2}{a^2} \right) \right] F = 0 \quad (6)$$

($\tilde{\omega}^2 \equiv \omega(\omega - i\nu_{\text{эф}})$). Замена переменных в уравнении (6):

$$z = e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{t} \sqrt{\frac{\tilde{\omega} c a}{\omega_k \omega}}; \quad F(z) = e^{-t/2} u \quad (7)$$

приводит к уравнению Куммера [5]:

$$t \frac{d^2 u}{dt^2} + \left(\frac{1}{2} - t \right) \frac{du}{dt} - \lambda u = 0, \quad (8)$$

где

$$\lambda \equiv \frac{1}{4} \left[1 + i \frac{a\omega}{c} \left(\frac{\tilde{\omega}}{\omega_k} \cos^2 \theta_0 - \frac{\omega_k}{\tilde{\omega}} \right) \right]. \quad (9)$$

Решение этого уравнения

$$u(t) = A \Phi(\lambda, \frac{1}{2}; t) + B \sqrt{t} \Phi(\lambda + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; t) \quad (10)$$

выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию (функцию Куммера):

$$\Phi(b, d; t) \equiv 1 + \frac{b}{d} \frac{t}{1!} + \frac{b(b+1)}{d(d+1)} \frac{t^2}{2!} + \dots \quad (11)$$

(При этом A и B в (10) — константы интегрирования).

В результате поле в плазменном слое ($-a < z < a$) записывается следующим образом:

$$E(y, z) = e^{-\frac{\alpha^2 z^2}{2}} \left[A \Phi(\lambda, \frac{1}{2}; \alpha^2 z^2) + B \alpha z \Phi(\lambda + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \alpha^2 z^2) \right] e^{-iK_0 y \sin \theta_0}, \quad (12)$$

где

$$\alpha^2 \equiv i \frac{\omega \omega_k}{c a \tilde{\omega}}$$

Если принять, что поле вне плазменного слоя описывается для падающей и отраженной волн выражением

$$E = e^{-iK_0 y \sin \theta_0} (e^{-iK_0 z \cos \theta_0} + R e^{iK_0 z \cos \theta_0}), \quad (z < -a),$$

а для прошедшей волны

$$E = D e^{-iK_0 (y \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} \quad (z > a), \quad (13)$$

то, как обычно, из граничных условий можно найти константы A и B , а также коэффициенты отражения R и прохождения D

волны. При этом следует учесть, что дифференцирование вырожденной гипергеометрической функции по аргументу производится по следующему правилу [5]:

$$\frac{d\Phi(b, d; t)}{dt} = \frac{b}{d} \Phi(b+1, d+1; t). \quad (14)$$

В итоге свивка поля и его производной на границах слоя после громоздких преобразований приводит к следующему результату:

$$\begin{cases} \text{Re}^{-2ik_0 a \cos \theta_0} = \frac{1}{L} + \frac{1}{M} - 1, \\ \text{De}^{-2ik_0 a \cos \theta_0} = \frac{1}{L} - \frac{1}{M}, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} L &\equiv 1 - \frac{\omega_k}{\tilde{\omega} \cos \theta_0} + \frac{4k\omega_k}{\tilde{\omega} \cos \theta_0} \frac{\Phi(\lambda+1, 3/2; x^2 a^2)}{\Phi(\lambda, 1/2; x^2 a^2)}, \\ M &\equiv 1 - \frac{\omega_k}{\tilde{\omega} \cos \theta_0} + \frac{1}{ik_0 a \cos \theta_0} + \frac{2}{3} \frac{\omega_k (2\lambda+1)}{\tilde{\omega} \cos \theta_0} \frac{\Phi(\lambda+3/2, 5/2; x^2 a^2)}{\Phi(\lambda+1/2, 3/2; x^2 a^2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, здесь приведено решение задачи в общем виде об отражении радиоволны с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости падения, от поглощающего параболического слоя изотропной плазмы при наклонном падении. В случае же, когда электрический вектор волны лежит в плоскости падения, соответствующее волновое уравнение имеет более сложную структуру, чем уравнение (2), и привести его к виду (6) не удастся.

Выражения (15,16) в общем случае относительно сложны для анализа, но в некоторых случаях эти формулы можно существенно упростить.

2. Рассмотрим случай, когда поглощение отсутствует, т.е. $\nu_{эф} = 0$. Тогда $\tilde{\omega} = \omega$. Кроме того, возможно некоторое упрощение, если положить, что

$$\omega_k = \omega \cos \theta_0 \quad (17)$$

При этом параметр λ в (8,9) становится равным $1/4$. Для дальнейших упрощений можно воспользоваться выражением [6]:

$$\Phi\left(\mu + \frac{1}{2}, 2\mu + 1; 2iy\right) = \Gamma(\mu + 1) \left(\frac{2}{y}\right)^\mu e^{iy} J_\mu(y), \quad (18)$$

где $\Gamma(\mu+1)$ - гамма-функция, $J_\mu(y)$ - функция Бесселя. В выражения для R и D (15) - (16) входят следующие

функции Куммера (при $\alpha = 1/4$):

$$\Phi(5/4, 3/2; x^2 \alpha^2), \quad \Phi(7/4, 5/2; x^2 \alpha^2), \quad (I9a)$$

$$\Phi(1/4, 1/2; x^2 \alpha^2), \quad \Phi(3/4, 3/2; x^2 \alpha^2) \quad (I9b)$$

Формулы (I8) удовлетворяют лишь последние две функции; у функций (I9a) – неблагоприятное сочетание первых двух индексов, не удовлетворяющих (I8). Однако если воспользоваться правилом дифференцирования функций Куммера (I4), то можно выразить функции (I9a) через (I9b); и тогда можно использовать формулу (I8) для всех функций Куммера (I9). Принимая во внимание, что

$$x^2 \alpha^2 = i K_0 a \cos \theta_0 \equiv 2iy$$

и используя правило дифференцирования функций Бесселя [5], имеем:

$$\Phi(1/4, 1/2; 2iy) = \Gamma(3/4) e^{iy} (y/2)^{1/4} J_{-1/4}(y),$$

$$\Phi(3/4, 3/2; 2iy) = \Gamma(5/4) e^{iy} (y/2)^{-1/4} J_{1/4}(y),$$

$$\Phi(5/4, 3/2; 2iy) = -i \Gamma(3/4) e^{iy} (y/2)^{3/4} [i J_{-1/4}(y) - J_{3/4}(y)], \quad (20)$$

$$\Phi(7/4, 3/2; 2iy) = -i \Gamma(5/4) e^{iy} (y/2)^{5/4} [(i - \frac{1}{2y}) J_{1/4}(y) + J_{3/4}(y)].$$

Подстановка этих выражений в формулы (I5, I6) приводит к такому виду коэффициентов отражения R и прохождения D волны:

$$R e^{-2i K_0 a \cos \theta_0} = \frac{\xi}{\xi + i} + \frac{\chi}{\chi - i} - 1, \quad (21)$$

$$D e^{-2i K_0 a \cos \theta_0} = \frac{\xi}{\xi + i} - \frac{\chi}{\chi - i},$$

где

$$\xi \equiv \frac{J_{-1/4}(y)}{J_{3/4}(y)}, \quad \chi \equiv \frac{J_{1/4}(y)}{J_{3/4}(y)}, \quad y \equiv \frac{K_0 a \cos \theta_0}{2}$$

На рис. 2 приведена зависимость $|R|^2$ от параметра $K_0 a$ при разных углах падения θ_0 . При этом разные кривые соответствуют разным частотам $\omega = \omega_K / \cos \theta_0$.

На первый взгляд, периодический характер кривых можно было бы объяснить интерференцией волн, отраженных от границ слоя. Однако геометрикооптический анализ фазы отраженного сигнала показывает, что это не совсем так. Если истолковывать ситуацию в понятиях геометрической опти-

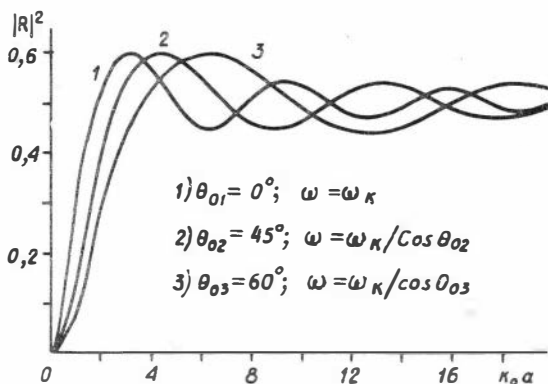


Рис. 2.

ки, то правильной было бы объяснить периодическую зависимость $|R(k_0 a)|^2$ интерференцией двух волн, одна из которых отражена от нижней границы слоя ($z = -a$), а вторая - от середины слоя ($z = 0$). Точка $z = 0$ является в данном случае в приближении геометрической оптики точкой полного внутреннего отражения. Верхняя же граница слоя ($z = a$), лежащая за "потенциальным барьером", дает малый вклад в формирование коэффициента отражения.

Действительно, при нормальном падении волны, вошедшей в слой и отразившейся от точки $z = 0$, её геометрическая фаза на выходе из слоя (при $z = -a$) будет

$$\Psi = 2K_0 \int_{-a}^0 n(z) dz = 2K_0 \int_{-a}^0 \sqrt{1 - \frac{\omega_k^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right)} dz = 2K_0 \int_0^a \frac{z}{a} dz = K_0 a.$$

Условие интерференционных максимумов может быть записано в виде

$$\Psi - \pi = 2\pi m \quad \text{или} \quad K_0 a = 2\pi \left(m + \frac{1}{2}\right), \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (22)$$

Это совпадает с точками расположения максимумов кривой 1 на рис. 2

В случае же наклонного падения (при $\omega = \omega_k / \cos \theta_0$) для объяснения интерференционной картины на рис. 2 в терминах геометрической оптики следует вычислить разность фаз волны по путям OAB и CB (рис. 3).

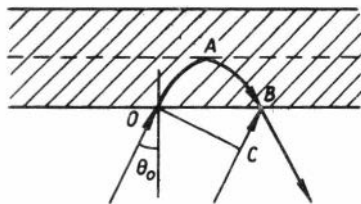


Рис. 3.

Набег фазы волны по траектории OAB

$$\Psi_{OAB} = K_0 \int_{OAB} n(l) dl - \pi = 2K_0 \int_{-a}^0 n(z) \frac{dz}{\cos \theta} - \pi = 2K_0 \int_{-a}^0 \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0}} - \pi,$$

а на пути CB [4]:

$$\Psi_{CB} = K_0 a \sin \theta_0 = 2K_0 \int_{-a}^0 \frac{\sin^2 \theta_0 dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0}}$$

Здесь использован закон Снеллиуса $n(z) \sin \theta = \sin \theta_0$. Разность фаз

$$\Psi_{OAB} - \Psi_{CB} = 2K_0 \int_{-a}^0 \frac{n^2(z) dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0}} - \pi - 2K_0 \int_{-a}^0 \frac{\sin^2 \theta_0 dz}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0}} =$$

$$= -\pi + 2K_0 \int_{-a}^0 dz \sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0} = -\pi + 2K_0 \int_0^a dz \frac{z \cos \theta_0}{a} = -\pi + K_0 a \cos \theta_0$$

Условие максимумов

$$-\pi + K_0 a \cos \theta_0 = 2\pi m$$

или

$$K_0 a = \frac{2\pi}{\cos \theta_0} \left(m + \frac{1}{2}\right). \quad (23)$$

Это также совпадает с расположением максимумов кривых 2 и 3 на рис.2.

Что касается фазы коэффициента отражения, то её зависимость от параметра $K_0 a$ при разных углах θ_0 представлена на рис.4. (При этом следует иметь в виду, что поскольку точка $Z=0$ помещена не на границе, а в середине слоя, то под коэффициентом отражения надо понимать не R , а величину $R_{exp}(-2iK_0 a \cos \theta_0)$. Из рисунка видно, что в

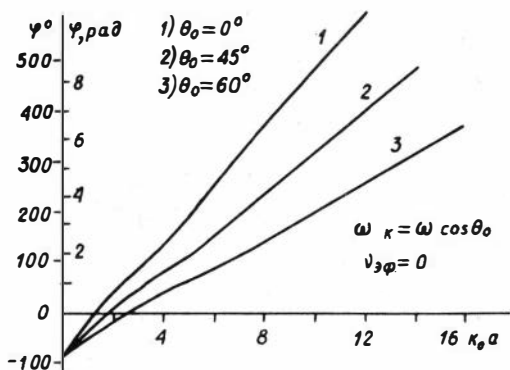


Рис.4.

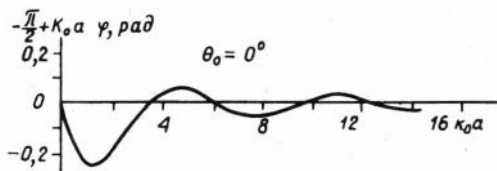


Рис.5.

начале координат наблюдаются слабые отклонения кривых от линейной зависимости. Кривая I, например, постепенно выходит на асимптоту $\varphi = -\frac{\pi}{2} + K_0 a$. Зависимость величины $-\frac{\pi}{2} + K_0 a - \varphi$ от $K_0 a$ для этого случая представлена на рис.5.

3. Рассмотрим теперь отражение от "толстого" слоя при слабом поглощении, воспользовавшись асимптотическим разложением функции Куммера:

$$\Phi(b, d; t) \approx \Gamma(d) \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ \frac{(-t)^{-b}}{\Gamma(d-b)} \frac{(-1)^k (b)_k (1+b-d)_k}{k!} + \frac{e^{t^b-d}}{\Gamma(b)} \frac{(d-b)_k (1-b)_k}{k!} \right\} t^{-k}, \quad (24)$$

справедливым при выполнении условий

$$|t| \gg b \quad \text{и} \quad |t| \gg d. \quad (25)$$

При этом в (24) использовано обозначение (символ Похгаммера):

$$(x)_k \equiv \frac{\Gamma(x+k)}{\Gamma(x)} = x(x+1)\dots(x+k-1).$$

Для функций Куммера, входящих в выражение (16), неравенства (25) эквивалентны следующим условиям:

$$|\alpha^2 a^2| \gg 1, \quad |\alpha^2 a^2| \gg \frac{1}{4} \left| 1 + i\alpha/\lambda \left(\frac{\tilde{\omega}}{\omega_k} \cos^2 \theta_0 - \frac{\omega_k}{\tilde{\omega}} \right) \right|, \quad (26)$$

которые с необходимостью приводят к неравенствам:

$$\nu_{\text{эф}} \ll \omega, \quad K_0 a \cos \theta_0 \gg 1, \quad \omega \cos \theta_0 - \omega_k \ll \omega_k. \quad (27)$$

При выполнении последних условий можно в формуле (24) ограничиться первыми членами разложения и пренебречь малыми порядками λ/a и более высокими.

После громоздких преобразований получают следующие формулы для коэффициентов отражения и прохождения:

$$\begin{aligned} R e^{-2iK_0 a \cos \theta_0} &= \frac{i\sqrt{2\pi} (2a/\lambda_k)^{-\delta/2 - i\Omega/2} \exp(-i\alpha/\lambda_k - i\pi\delta/4 + \pi\Omega/4 + \delta/2)}{(1 + e^{-i\pi\delta + \pi\Omega}) \Gamma(1/2 - \delta/2 - i\Omega/2)}, \\ D e^{-2iK_0 a \cos \theta_0} &= \frac{\sqrt{2\pi} (2a/\lambda_k)^{-\delta/2 - i\Omega/2} \exp(-i\alpha/\lambda_k + i\pi\delta/4 - \pi\Omega/4 + \delta/2)}{(1 + e^{i\pi\delta - \pi\Omega}) \Gamma(1/2 - \delta/2 - i\Omega/2)}, \end{aligned} \quad (28)$$

где $\delta \equiv \frac{\alpha \nu_{\text{эф}}}{c} \cos \theta_0$,

$$\Omega \equiv \frac{2a}{c} (\omega \cos \theta_0 - \omega_k) = \frac{2a}{c} (\omega - \omega_k) \cos \theta_0 + \frac{2a}{\lambda_k} (\cos \theta_0 - 1).$$

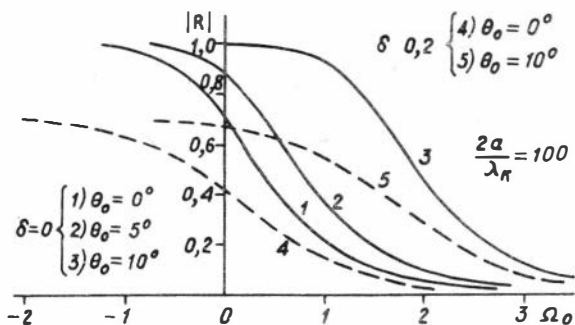


Рис. 6.

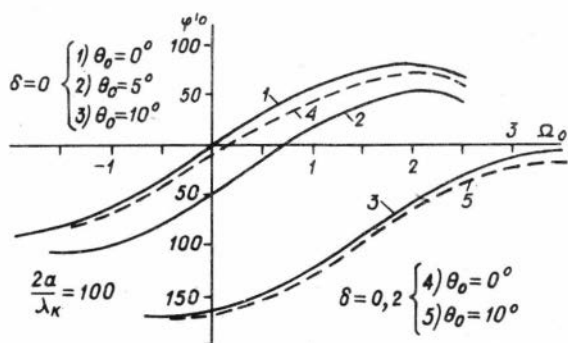


Рис. 7.

Зависимость модуля коэффициента отражения от "расстройки по частоте"

$$\frac{2a}{c}(\omega - \omega_k) \equiv \Omega_0$$

представлена на рис. 6. При этом следует отметить, что при увеличении угла падения θ_0 кривые $|R(\Omega_0)|$ на графике не просто однородно перемещаются вдоль оси Ω_0 . (как это может показаться на первый взгляд), но и деформируются; однако при малых θ_0 эта деформация незаметна.

Фаза же коэффициента отражения

как следует из (28), равна:

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} + \frac{a}{\lambda_k} + \Omega \ln \sqrt{\frac{2a}{\lambda_k}} + \frac{\pi\delta}{4} - \operatorname{arctg} \left[\frac{e^{\pi\Omega} \sin \pi\delta}{1 + e^{\pi\Omega} \cos \pi\delta} \right] + \operatorname{arg} \Gamma \left(\frac{1}{2} - \frac{\delta}{2} - i \frac{\Omega}{2} \right). \quad (29)$$

Рис. 7 иллюстрирует зависимость фазы от параметра Ω_0 . (точнее, не самой фазы, а только её "переменной" части

$$\varphi' = \varphi + \frac{\pi}{2} - \frac{a}{\lambda_k}.$$

Из (29) нетрудно видеть, что при отсутствии поглощения ($\delta = 0$) и при $\Omega = 0$ фаза, как и следовало ожидать, становится равной

$$\varphi = -\pi/2 + K_0 a \cos \theta_0.$$

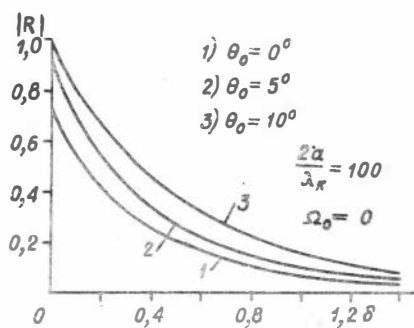


Рис. 8.

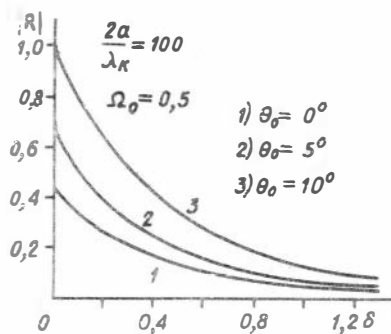


Рис. 9.

Зависимость $|R|$ от параметра поглощения $\delta_0 \equiv a v_{\text{эф}}/c$ при различных углах падения θ_0 и различных "расстройках по частоте" Ω_0 представлена на рис.8-10. При этом для всех графиков фиксировано отношение $2a/\lambda_k = 100$.

Что же касается коэффициента прохождения $|D|$, то естественно ожидать, что его зависимость от параметра Ω_0 будет противоположна зависимости $|R(\Omega_0)|$, показанной на рис.6.

Действительно, рис.11, иллюстрирующий зависимость $|D(\Omega_0)|$ при разных δ и θ_0 , подтверждает это.

Определенный физический интерес представляет величина M :
 $M \equiv 1 - |R|^2 - |D|^2$, описывающая интегральное поглощение волн

в слое. Как видно из рис.12 функция $M(\Omega_0)$ (для нормально-го падения) при различных значениях поглощения имеет максимум в точке $\Omega_0 = 0$, т.е. при $\omega = \omega_k$. При этом условии интегральная диссипация волны в слое максимальна.

В заключение следует заметить, что при решении рассмотренной задачи с самого начала предполагалось, что отраженная и прошедшая волны

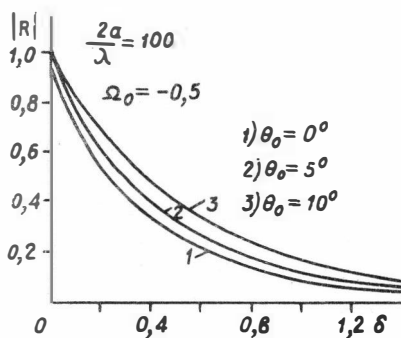


Рис. 10.

являются однородными (см. формулы (13)). Однако, в подобных ситуациях следует принимать во внимание возможность возникновения на границах раздела неоднородных плоских волн. Поэтому предположительно, что отраженная и прошедшая волны представляют собой суперпозиции плоских однородных и неоднородных волн, т.е.

$$E(y, z) = e^{-iK_0(y \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} + \int_{-\infty}^{\infty} R_E(K_y) e^{-i(K_y y - z \sqrt{K_0^2 - K_y^2})} dK_y, \quad (z < -a) \quad (13')$$

$$E(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} D_E(K_y) e^{-i(K_y y + z \sqrt{K_0^2 - K_y^2})} dK_y, \quad (z > a)$$

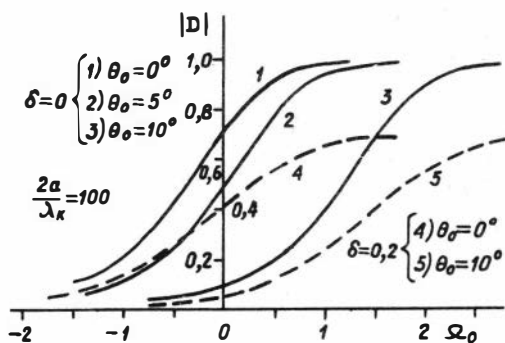


Рис. II.

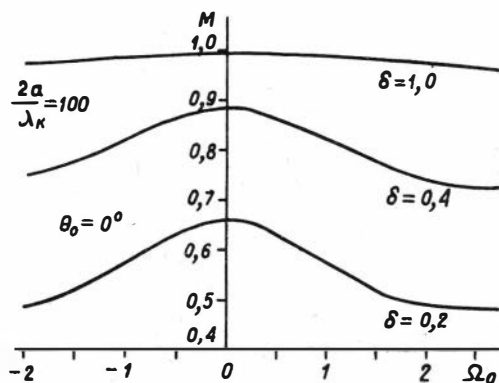


Рис. I2.

При этом решение граничной задачи привело к следующим выражениям для спектральных плотностей $R_E(K_y)$ и $D_E(K_y)$:

$$R_E(K_y) = C(K_0, K_y) \delta(K_y - K_0 \sin \theta_0), \quad (30)$$

$$D_E(K_y) = E(K_0, K_y) \delta(K_y - K_0 \sin \theta_0),$$

где $C(K_0, K_y)$ и $E(K_0, K_y)$ — некоторые функции,

$\delta(K_y - K_0 \sin \theta_0)$ — дельта-функция. Подстановка (30) в (13') приводит к тем же выражениям (15) для R и D , что доказывает отсутствие неоднородных волн на границах раздела.

Автор выражает благодарность Н.В.Черепановой за помощь в вычислениях.

Литература

1. Бергер В.К., Кузин Г.И. Об отражении радиоволн от поглощающего слоя изотропной плазмы с параболической зависимостью $\epsilon_1(z)$. - В кн.: Вопросы исследования нижней ионосферы, Новосибирск, 1972, с.57-65.

2. Rydbeck O. The reflection of electromagnetic waves from a parabolic ionized layer.-Phil.Mag., 1940, v.30, p.282-285.

3. Rydbeck O. The reflection of electromagnetic waves from a parabolic ionized layer.-Phil.Mag., 1943, v.34, p.342-347.

4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684с.

5. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.

6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1100 с.

В.В.Плоткин

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЙ УГЛОВ ПРИХОДА МНОГОМОДОВОГО ИОНОСФЕРНОГО СИГНАЛА

Известны различные методы анализа параметров многомодового поля [1]. Недостатком аналитических методов [2,3] разделения лучей является неустойчивость решения в присутствии помех. Это связано с математической некорректностью задачи восстановления углового спектра [4,5]. Разрешающая способность системы при приеме многомодового ионосферного сигнала определяется размерами апертуры антенного устройства. Представляется интересным выяснить, какова максимальная информация об исследуемом поле, которую можно извлечь из измерений, проведенных на заданной апертуре в условиях наличия помех.

Задача восстановления углового спектра проходящих радиоволн по измерениям поля в математическом плане формулируется следующим образом. Необходимо найти решение интегрального урав-

нения Фредгольма первого рода:

$$-L \leq x \leq L, \quad u(x) = \int_{-L}^L z(q) \exp\{-2\pi i(x/\lambda)q\} dq. \quad (I)$$

Здесь $q = \cos \theta$, θ - угол прихода радиоволн по отношению к оси x (для простоты рассматривается одномерный случай), λ - длина волны, $2L$ - апертура. Считается, что неоднородные волны ($|q| > 1$) в области измерений отсутствуют. Некорректность задачи (I) связана с тем, что если бы удалось найти точное решение $z(q)$, то тем самым удалось бы определить поле $u(x)$ вне области измерений при $|x| > L$. Последнее, очевидно, нами не контролируется. Возникает вопрос, с какой точностью может быть определена функция $z(q)$ из уравнения (I).

Пусть спектр имеет вид:

$$z(q) = E_0 \exp(2\pi i(x_0/\lambda)q) \quad \text{при} \quad |q - q_0| < \Delta/2, \quad (2)$$

$$z(q) = 0 \quad \text{при} \quad |q - q_0| > \Delta/2$$

Подставляя (2) в (I), получаем поле в виде:

$$u(x) = E_0 \Delta \frac{\sin \pi \Delta/\lambda (x - x_0)}{\pi \Delta/\lambda (x - x_0)} \exp\left[2\pi i \frac{x_0 - x}{\lambda} q_0\right]. \quad (3)$$

Таким образом, наличие своего рода "модуляции" у комплексной функции $z(q)$ с периодом $\sim \lambda/x_0$ свидетельствует о том, что в области измерений дают вклад моды поля, локализованные на удалении $\sim x_0$ от этой области. Чем более "далекие" поля обнаружены при измерениях, тем выше частота "модуляции" участков функции $z(q)$, соответствующих этим полям. Сглаживающее действие ядра интегрального уравнения (I) проявляется в том, что устраняется вклад в $u(x)$ подобных быстро модулированных участков

$z(q)$; с другой стороны, это просто означает, что слишком удаленные поля малы в области измерений. Отсюда сделаем вывод, что при решении уравнения (I) можно найти $z(q)$ лишь с той степенью подробности (касающейся быстроты изменения в зависимости от q), с какой уровень помех позволяет оценить вклад удаленных полей. Тем самым решение уравнения (I) необходимо проводить таким образом, чтобы определить спектр мод, локализованных вблизи области измерений.

Предположим, что в (2) и (3) $q_0 = 0$, $\Delta = 2$, $E_0 = 1/2$, и $x_0 =$

$= m\lambda/2$, где m - любое целое число. Тогда, переписывая (2) и (3), получим:

$$Z_m(q) = \frac{1}{2} \exp(\pi i m q), \quad U_m(x) = \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь: $|q| \leq 1$, $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Таким образом, имеем набор частных решений (4) интегрального уравнения (I). Заметим, что система функций $U_m(x)$ является полной ортогональной системой функций на всей оси x :

$$\frac{2}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right)} \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{n\lambda}{2} \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{n\lambda}{2} \right)} dx = \delta_{mn}. \quad (5)$$

Здесь $\delta_{mn} = 1$ при $m = n$, и $\delta_{mn} = 0$ при $m \neq n$. Следовательно, любое электромагнитное поле (с длиной волны λ в свободном пространстве) может быть представлено в виде:

$$U(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right], \quad (6)$$

$$E_m = \frac{2}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} U(x) \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] dx. \quad (7)$$

Из (7) следует, что для определения E_m необходимо знать поле $U(x)$ в бесконечной области на оси x . Однако из разложения (6) видно, что при $x = m\lambda/2$ $U(x) = E_m$. Поэтому для произвольного поля $U(x)$ справедливо представление:

$$U(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} U(m\lambda/2) \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right]. \quad (8)$$

Справедливость (8) следует из теоремы о выборке [6]. Эта теорема утверждает, что функция $U(x)$, спектр которой ограничен конечным интервалом гармоник (в частности, если $|q| < 1$), однозначно определяется своими выборочными значениями для дискретного множества значений x . Исходя из (8) и (4), получаем следующее выражение для искомого спектра $Z(q)$, являющееся решением исходного интегрального уравнения (I):

$$z(q) = \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} U(m\lambda/2) \exp(i\pi m q). \quad (9)$$

Рассматривая (9) и (1), можно отметить, что значения поля $U(x)$ в точках $m\lambda/2$, т.е. $U(m\lambda/2)$, по существу, являются коэффициентами Фурье для функции $Z(q)$ при разложении её в интервале $-1 \leq q \leq 1$. Из (9) видно, что непосредственно измеряются лишь те коэффициенты ряда Фурье функции $Z(q)$, для которых $|m| < 2L/\lambda$. Более "быстрая модуляция" $Z(q)$ определяется значениями поля в более далеких точках.

Попытаемся, однако, извлечь информацию о более быстрых осцилляциях $Z(q)$, воспользовавшись тем обстоятельством, что $U(x)$ известна на непрерывном континууме значений x . Для этого рассмотрим следующие весовые интегралы от $U(x)$:

$$v_m = \frac{2}{\lambda} \int_{-L}^L U(x) \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(x - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] dx \quad (10)$$

Подставляя в (10) разложение (8), можно получить следующую бесконечную систему уравнений относительно значений поля $U(n\lambda/2)$ в узловых точках:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} U(n\lambda/2) = v_m, \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (11)$$

$$a_{mn} = \int_{-2L/\lambda}^{2L/\lambda} \frac{\sin \pi(t-m)}{\pi(t-m)} \frac{\sin \pi(t-n)}{\pi(t-n)} dt. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что при $L/\lambda \rightarrow \infty$ матрица a_{mn} стремится к единичной матрице, так как подынтегральные функции в (12) ортогональны на всей оси x . Поэтому $U(n\lambda/2)$ стремится к v_n , как это и следует из (7).

Пусть теперь L/λ фиксировано (измерения на ограниченной апертуре). Рассмотрим, каковы свойства матрицы a_{mn} . В частности, диагональные элементы матрицы имеют вид:

$$a_{nn} = \frac{-1}{\pi^2} \left\{ \frac{\sin^2 \pi(p+n)}{p+n} + \frac{\sin^2 \pi(p-n)}{p-n} - \pi \text{Si}[2\pi(p-n)] - \pi \text{Si}[2\pi(p+n)] \right\} \quad (13)$$

Здесь $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin x}{x} dx$ - интегральный синус [6], $p=2L/\lambda$. Из (13) видно, что при $|n| > p$ и $\eta \rightarrow \infty$ $a_{nn} \rightarrow 0$. В то же время, если $p \gg 1$, то при $|n| \leq p$ $a_{nn} \approx 1$. Можно показать, что вообще

при $|m|, |n| > \rho$ элементы матрицы $a_{mn} \rightarrow 0$ с ростом m, n и тем сильнее, чем более ρ . Это приводит к тому, что детерминант квадратных матриц $n \times n$, окаймляющих центральный элемент a_{00} , с ростом n стремится к нулю. Результаты численного счета детерминанта D в зависимости от номера n при фиксированном ρ показаны на рис. I (сплошные кривые). Видно, что при $\rho \leq n$, $n+1$ имеем $D \sim 1$, а при $\rho > n+1$ D равен нулю с машинной точностью (расчеты проводились на ЭВМ М-222).

Следовательно, можно считать, что величина ρ в значительной мере определяет информативность измерительной системы. Ею, в частности, определяется количество гармоник искомого углового спектра, анализ которых допускает система. Более того, оказывается, что это число вообще определяет количество линейно независимых уравнений, которые можно составить для неизвестных величин, характеризующих угловой спектр на основе измерений поля в узловых точках на заданной апертуре.

Чтобы в этом убедиться, рассмотрим другой вариант обработки значений измеряемой функции с целью получения информации об угловом спектре поля.

Умножим (I) на $\exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} q' x\right)$ и проинтегрируем по x от $-L$ до L . Получим соотношение:

$$\int_{-L}^L z(q) \frac{\sin \pi \rho (q - q')}{\pi \rho (q - q')} dq = \frac{i}{2L} \int_{-L}^L u(x) e^{\frac{2\pi i}{\lambda} q' x} dx, \quad \rho = \frac{2L}{\lambda}. \quad (I4)$$

Введем сетку $q_m = m/N$, $m = -N, \dots, N$. Значения $z(q_m)$ обозначим Z_m . Тогда численная аппроксимация уравнения (I4) выглядит следующим образом:

$$a_{mn} Z_n = v_m, \quad m, n = -N, \dots, N. \quad (I5)$$

Здесь:

$$a_{mn} = \frac{\sin \pi \rho (m-n)/N}{\pi \rho (m-n)/N}, \quad v_m = \frac{N}{2L} \int_{-L}^L u(x) e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \frac{m}{N} x} dx. \quad (I6)$$

Рассмотрим, как ведет себя система уравнений (I5) в зависимости от количества уравнений и неизвестных $2N+1$. На рис. I пунктирными кривыми для нескольких значений ρ показана зависимость

$D = \det(A)$ от N . Видно что при $\rho \gg N+1$ значение D резко стремится к нулю. Как и выше, это означает, что для определения значений углового спектра более чем в $2\rho + 1$ точках следует определять u_m с очень большой, практически нереализуемой точностью.

Можно показать, что оба подхода (решение на системе точек или разложение неизвестной функции в ряд по ортогональным функциям), по существу, приводят к одному и тому же результату: а) полезная информация о поле заключена в значениях этого поля в узловых точках $x_n = n\lambda/2$; б) быстрота изменения Z от q , которая может быть определена по измерениям на ограниченной апертуре, определяется количеством узловых точек, входящих в эту апертуру.

Заметим, что расстояние между узловыми точками оказалось равным $\lambda/2$, так как спектр $Z(q)$ определен на интервале $|q| \leq L$. Это было обусловлено естественными физическими ограничениями, связанными с отсутствием неоднородных волн. Можно, однако, наложить более жесткие ограничения в тех случаях, когда априори известно, что q изменяется в более узком интервале $-1 < \alpha \leq q \leq \beta < 1$. Это означает, что в области измерений поле складывается из волн, приходящих в ограниченном конусе углов, то есть приход волн под углами вне интервала (α, β) запрещен. Тогда уравнение (I) принимает вид:

$$U(x) = \int_{\alpha}^{\beta} Z(q) \exp(-2\pi i \frac{x}{\lambda} q) dq, \quad -L \leq x \leq L \quad (I7)$$

Уравнение (I7), естественно, более общее, чем (I). Оно одновременно описывает и противоположный случай, когда $\alpha < -1$ и $\beta > 1$, т.е. когда имеется более широкий интервал возможных значений q (например, при учете неоднородных волн). В случаях, описываемых уравнением (I7), положение узловых точек изменяется

Для полей с более узким спектром $(\beta - \alpha) < 2$ расстояние между узловыми точками $x_m = \lambda m / (\beta - \alpha)$ увеличивается. Следовательно, антенны могут располагаться более редко. Как и выше, информация о величине гармоник спектра $Z_m(q)$ фактически даётся участком поля $\sim \lambda / (\beta - \alpha)$ вблизи точки x_m . Общее количество анализируемых гармоник спектра $Z(q)$ по-прежнему зависит от того, сколько таких информативных участков поля укладывается

в апертуре всей антенной системы.

Для полей с более широким спектром $(b-a) > 2$ узловые точки поля идут чаще, чем через $\lambda/2$; антенны требуется ставить более густо. Однако в связи с тем, что неоднородные волны, для которых $(b-a) > 2$, быстро затухают на небольших расстояниях от излучателя, будем считать, что такие волны в области, где проводятся измерения, отсутствуют.

С другой стороны, при работе в диапазоне волн λ , для каждой рабочей волны λ_0 необходима в свете сказанного выше, своя расстановка антенн (в точках $n\lambda_0/2$). Практически при пере-стройке частоты вряд ли целесообразно переставлять антенны. Необходимое их количество и "густота" расстановки определяется минимальной длиной волны диапазона.

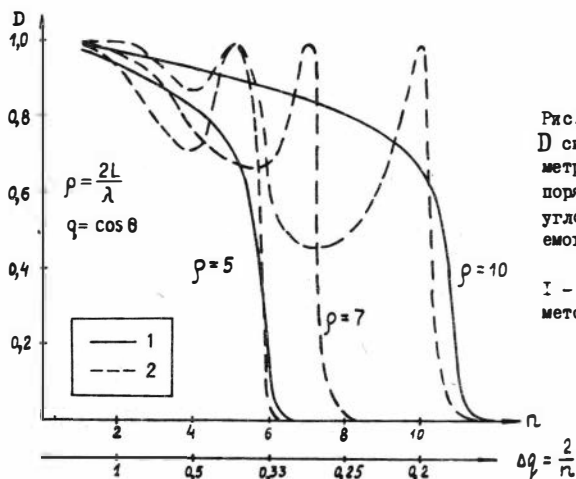


Рис. I. Зависимость детерминанта D системы уравнений для параметров углового спектра от ее порядка n или от минимального углового масштаба Δq , разрешаемого антенной с безразмерной апертурой ρ (в ед. λ)
 1 - метод разложения в ряд; 2 - метод сеточной аппроксимации

Рассмотрим вариант обработки сигналов с антенн в случае их расстановки в точках, не совпадающих с узловыми точками поля.

Пусть апертура системы равна $2L$. Расстояние между антеннами d , и антенны размещены в точках $x_n = nd$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Пусть $2L = 2Nd$, т.е. количество антенн $2N + 1$. В соответствии с теоремой о выборке поле в точках x_n можно записать в виде:

$$U(nd) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} U(m\lambda/2) \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(nd - \frac{m\lambda}{2} \right) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(nd - \frac{m\lambda}{2} \right) \right]. \quad (18)$$

В левой части (18) измеряемые величины $U(nd)$, требуется определить значения поля в узловых точках $U(m\lambda/2)$, Получим систему уравнений для неизвестных величин $U(m\lambda/2)$. Для этого умножим (18) на прямоугольную матрицу:

$$\left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2) \right], \quad \kappa = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n = 0, \pm 1, \dots, N \quad (19)$$

Равенство (18) принимает вид:

$$\begin{aligned} \sum_{m=-N}^N \left[\sum_{n=-N}^N \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)}{\frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)} \cdot \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - m\lambda/2)}{\frac{2\pi}{\lambda} (nd - m\lambda/2)} \right] U(m\lambda/2) = \\ = \sum_{n=-N}^N U(nd) \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)}{\frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)}, \quad \kappa = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (20)$$

или

$$\sum_{m=-N}^N a_{\kappa m} U(m\lambda/2) = v_{\kappa}, \quad \kappa = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (21)$$

Здесь:

$$v_{\kappa} = \frac{2d}{\lambda} \sum_{n=-N}^N U(nd) \left[\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2) \right] / \left[\frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2) \right], \quad (22)$$

$$a_{\kappa m} = \frac{2d}{\lambda} \sum_{n=-N}^N \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)}{\frac{2\pi}{\lambda} (nd - \kappa\lambda/2)} \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} (nd - m\lambda/2)}{\frac{2\pi}{\lambda} (nd - m\lambda/2)}. \quad (23)$$

Система уравнений (21-23) сходна с системой (10-12). Отличие заключается в том, что здесь вместо интегралов по области апертуры получились суммы по дискретным точкам в этой области. При $d = \lambda/2$ матрица A превращается в единичную, а $v_{\kappa} = U(\kappa\lambda/2)$. При малых $d \ll \lambda$ матрица A и правые части v обеих систем

приближенно равны интегралам (I2) и (I0) соответственно. Точность порядка точности численной аппроксимации интегралов (I0) и (I2) с шагом d . Отсюда имеем, что $\det(A)$ отличен от нуля только для таких матриц, у которых значения k и m в (23) удовлетворяют неравенству:

$$k, m \leq \rho = N \frac{2d}{\lambda}$$

Это значит, что сколько бы и как бы часто антенны не располагались, практически невозможно точно определить измеряемое поле в узловых точках вне апертуры. Как показано выше, это приводит к известным ограничениям при исследовании углового спектра измеряемого поля.

Таким образом, из-за наличия помех практически невозможно по измерениям интерференционного поля на ограниченной апертуре $(-L, L)$ определить гармоники углового спектра с номерами $|m| > (L/\lambda)(q_2 - q_1)$. Здесь q_1 и q_2 - граничные значения величины $q = \cos \theta$ в интервале возможных углов прихода. Что то же самое, при использовании численных разностных методов невозможно определить значения углового спектра в более чем $2(L/\lambda)(q_2 - q_1) + 1$ точках. Для однозначности интерпретации результатов измерения антенны следует располагать на расстояниях не больших $\lambda/(q_2 - q_1)$.

Литература

1. Афраймович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М.: Наука, 1982. 200 с.
2. Kelso J.M. Measuring the vertical angles of arrival of HF sky wave signals with multiple modes.-Radio Sci., 1972, v. 7, N 2, p.245-250.
3. Baur K. Der Wellenanalysator.-Frequenz, 1960, Bd.14, N 2, s.41-47.
4. Липай О.И., Плоткин В.В. Методика анализа данных о вертикальных углах прихода радиоволн. - В кн.: XXIV областная научно-техническая конференция, посвященная Дню радио. Новосибирск, 1981, с. 6-8.
5. Липай О.И. Определение углового спектра приходящих радиоволн при пространственно-разнесенном приеме.- В кн.: Иссле-

дование околоземного пространства. Новосибирск, 1981, с.14-22.

6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970. 720 с.

П.Е.Котляр

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОТДЕЛЬНЫХ СКАЧКОВ ПРИ МНОГОМОДОВОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН

При решении многих научных и прикладных задач необходимо достаточно точное определение параметров отдельных скачков распространения радиоволн. В общем случае решение задачи сводится к выполнению траекторных расчетов распространения радиоволн [1,2]. Определение параметров скачков путем проведения траекторных расчетов требует знания состояния ионосферы в возможных зонах отражения. Однако, само понятие зоны отражения неразрывно связано с подлежащей определению длиной скачка. Отсутствие развитой сети ионосферных станций и ограниченные метрологические возможности существующих ионозондов не позволяют получить информацию о трехмерном распределении ионосферных параметров, обладающую необходимой точностью.

В данной работе рассмотрен способ определения параметров скачков распространения, позволяющий получать информацию о длине скачков, эффективной высоте отражения и о распределении электронной концентрации по высоте при ограниченной или отсутствующей информации о состоянии ионосферы в зонах отражения.

Описываемый метод определения параметров скачков может быть реализован только при многомодовых механизмах распространения радиоволн. При решении задачи определения параметров скачков, как правило, наблюдается распространение электромагнитной волны на трассе неоптимальной протяженности [3]. При этом в 80% времени наблюдаются многомодовые механизмы распространения.

Определение длины скачка методом двух мод основано на теореме Брайта и Тьве [4], которая гласит, что групповой путь электромагнитной волны, преломляющейся в ионосфере, равен гипотенузе прямоугольного треугольника, касательной к истинной траек-

тории волны.

Технические средства, размещенные в пункте приема, предназначенные для определения параметров скачков, должны, как правило, использовать принцип разделения мод. Эти средства должны определять следующие параметры приходящего сигнала: пространственные углы (азимутальный и угол места каждой моды принимаемого сигнала), амплитуду каждой моды, фазу каждой моды, временные задержки между модами. Вопросы точности измерения этих параметров будут рассмотрены ниже.

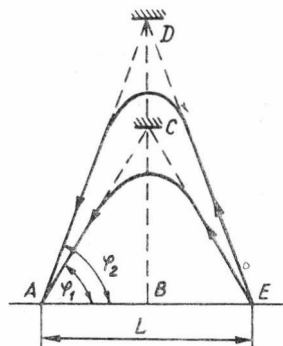


Рис. I.

Рассмотрим плоскоструйную среду в случае, когда в результате распространения электромагнитной волны в зоне приема наблюдаются две односкачковые моды с углами прихода соответственно φ_1 и φ_2 и временной задержкой между модами Δt_3 . Схематически указанный случай представлен на рис. I.

Определим расстояние L между передатчиком (точка E) и пунктом приема (точка A).

$$\text{Из треугольника } ABC \text{ имеем: } \cos \varphi_1 = \frac{L}{2} \frac{1}{AC} = \frac{L}{2\ell_1},$$

откуда

$$L = 2\ell_1 \cos \varphi_1. \quad (1)$$

По аналогии из треугольника ABD $\cos \varphi_2 = \frac{L}{2} \frac{1}{AD} = \frac{L}{2(\ell_1 + \Delta \ell)}$ и

$$L = 2(\ell_1 + \Delta \ell) \cos \varphi_2. \quad (2)$$

Приравнивая правые части выражений (1) и (2), получим:

$$\ell_1 \cos \varphi_1 = (\ell_1 + \Delta \ell) \cos \varphi_2,$$

откуда

$$\ell_1 = \Delta \ell \cos \varphi_2 / (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2). \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получим искомое выражение для определения длины скачка:

$$L = \frac{2\Delta \ell \cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2} = \frac{\Delta t_3 c \cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2}, \quad (4)$$

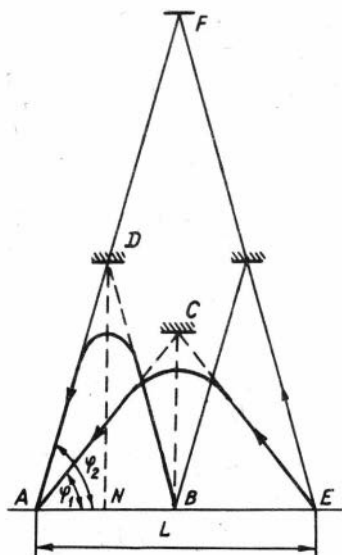


Рис. 2.

где $2\Delta l = \Delta t_3 \cdot c$, c – скорость распространения электромагнитной волны.

При рассмотрении в плоскостой среде случая приема двух разноскачковых мод (схема представлена на рис. 2), как и выше, в качестве исходной информации имеем: угол прихода односкачковой моды φ_1 , угол прихода двухскачковой моды φ_2 и временную задержку между модами Δt_3 .

Из треугольника ABC имеем:

$$\cos \varphi_1 = \frac{L}{2} \frac{1}{AC} = \frac{L}{2l_1},$$

откуда

$$L = 2l_1 \cos \varphi_1, \quad (5)$$

и соответственно из треугольника ADN

$$\cos \varphi_2 = \frac{L}{2n} \frac{1}{AD}, \quad (6)$$

где n – число скачков многоскач-

ковой моды.

Если принять, что отражение обеих мод происходит от одного слоя ионосферы и протяженность трассы превышает высоту слоя ($L \gg DN$), то $AC > AD$.

Тогда выражение (6) можно преобразовать к виду:

$$\cos \varphi_2 = \frac{L}{2n} \frac{1}{AD} = \frac{L}{2n} \frac{1}{l_2} = \frac{L}{2n(l_1 - \Delta l)},$$

и

$$L = 2n(l_1 - \Delta l) \cos \varphi_2 \quad (7)$$

Приравняв правые части (5) и (7), получим:

$$l_1 \cos \varphi_1 = n(l_1 - \Delta l) \cos \varphi_2$$

откуда

$$l_1 = n \Delta l \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 / (n \cos \varphi_2 - \cos \varphi_1). \quad (8)$$

Искомое выражение для определения длины трассы (или длины скачка) получим, подставляя (8) в (5):

$$L = \frac{2n\Delta l \cos\psi_1 \cos\psi_2}{n \cos\psi_2 - \cos\psi_1} = \frac{\Delta t_3 c \cos\psi_1 \cos\psi_2}{n \cos\psi_2 - \cos\psi_1} \quad (9)$$

Как следует из выражения (9), для определения длины трассы необходима информация о числе скачков многоскачковой моды (n), что в общем случае затруднительно.

Однако, простые геометрические преобразования, приведенные на рис.2 (зеркальное отражение точки В относительно ионосферного зеркала), показывают, что выражение (4) оказывается справедливым для любой модовой комбинации, и при определении длины трассы нет необходимости в определении числа скачков отдельных мод.

Рассмотрим вопрос об определении длины скачка методом двух мод в случае сферической ионосферной модели (схема приведена на рис.3). По аналогии с вышеприведенным, из рис. 3 следует, что

$$360 : 2\pi R = \theta : L,$$

откуда

$$\theta = 360L / 2\pi R; \quad \theta/2 = 90L / \pi R = \kappa L,$$

где $\kappa = 90/\pi R$, R - радиус Земли (6370 км).

Из треугольника OAM: $OA : R = \sin \frac{\theta}{2}$; $OA = R \sin \kappa L$. Из треугольника

OAC: $\cos(\kappa L + \psi_1) = R \sin \kappa L / \ell_1$, где $\ell_1 = OC$, тогда

$$\ell_1 \cos(\kappa L + \psi_1) = R \sin \kappa L.$$

Далее, из треугольника OAD следует, что $\cos(\kappa L + \psi_2) = \frac{R \sin \kappa L}{\ell_1 + \Delta \ell}$, где $\ell_1 + \Delta \ell = OD$ и $(\ell_1 + \Delta \ell) \cos(\kappa L + \psi_2) = R \sin \kappa L$.

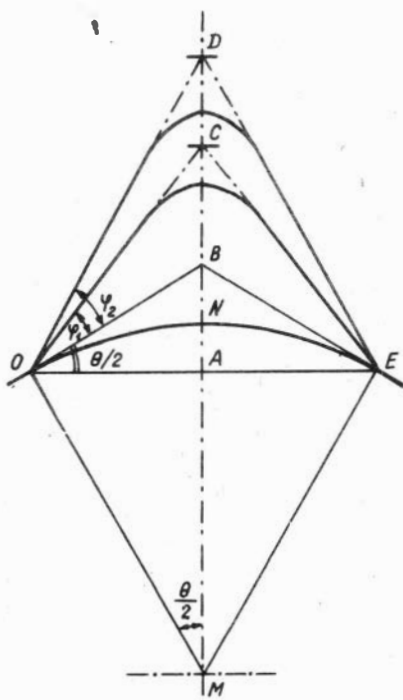


Рис.3.

После соответствующих преобразований получим

$$l_1 = \frac{\Delta l \cos(\kappa L + \varphi_2)}{\cos(\kappa L + \varphi_1) - \cos(\kappa L + \varphi_2)}, \quad (10)$$

$$R = \frac{\Delta l \cos(\kappa L + \varphi_1) \cos(\kappa L + \varphi_2)}{\sin \kappa L [\cos(\kappa L + \varphi_1) - \cos(\kappa L + \varphi_2)]}.$$

Решая уравнение (10) относительно L , получим

$$L = \arctg \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \cdot \kappa, \quad (11)$$

где $a = \Delta l \cos \varphi_1 \cos \varphi_2$, $b = -\Delta l \sin(\varphi_1 + \varphi_2) - R(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)$,

$$c = \Delta l \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 - R(\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1), \quad 2\Delta l = \Delta t_3 c, \quad \kappa = 90/\pi R.$$

Использование выражений (4) и (11) позволяет вычислить длину скачков (или длину трассы) при многомодовых механизмах распространения радиоволн без привлечения информации о состоянии ионосферы в зонах отражения и позволяет отказаться от решения траекторных задач, требующих значительных затрат времени и использования вычислительной техники. Учитывая полученную длину скачков и углы прихода, легко определить эффективную высоту отражения, а по известной частоте сигнала и углам входа отдельных мод в ионосферу можно уточнять высотное распределение электронной концентрации.

Особое внимание следует уделить исследованию погрешностей определения длины скачков. Для этого достаточно продифференцировать исходные выражения (4) и (11) по углу времени задержки. Результирующая погрешность будет равна сумме угловой и временной погрешностей. Известно, что прецизионные устройства для измерения фазы в коротковолновом диапазоне имеют погрешность порядка $0,1^\circ$. Учитывая, что для определения угла прихода необходимо разделение угла места и азимутального угла, минимальную погрешность угла прихода можно оценить значением в $0,5^\circ$. Фактически эта погрешность будет значительно больше за счет апертурных ограничений антенного поля.

Анализ выражений (4) и (11) показывает, что максимального значения погрешность определения длины скачка достигает в случае, когда абсолютные погрешности определения углов прихода отдельных мод приводят к уменьшению разностного угла между модами.

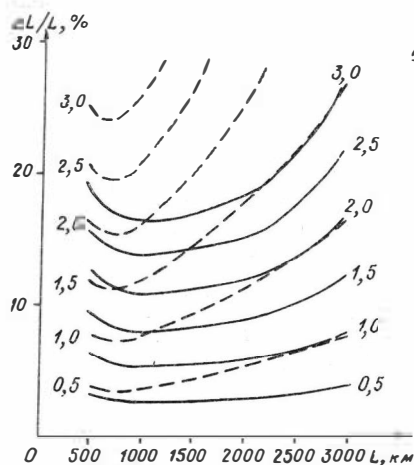


Рис. 4.

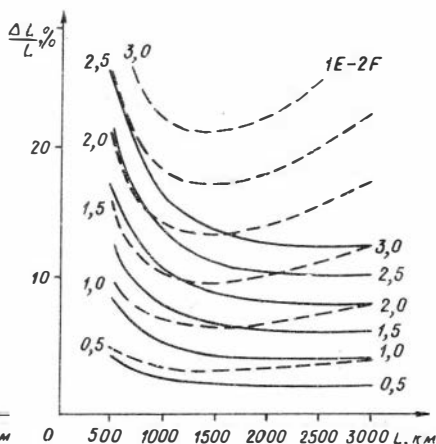


Рис. 5.

Таким образом, для плоскостной модели ионосферы получаем следующее расчетное выражение для относительной погрешности определения длины скачка:

$$\Delta L \% = \left[\frac{\cos \psi_1 - \cos \psi_2}{\cos \psi_1 \cos \psi_2} \cdot \frac{\cos(\psi_1 + \Delta \psi) \cos(\psi_2 - \Delta \psi)}{\cos(\psi_1 + \Delta \psi) - \cos(\psi_2 - \Delta \psi)} - 1 \right] 100. \quad (I2)$$

Соответственно для сферической модели

$$\Delta l = \frac{R \sin \kappa L [\cos(\kappa L + \psi_1) - \cos(\kappa L + \psi_2)]}{\cos(\kappa L + \psi_2) \cos(\kappa L + \psi_1)}, \quad (I3)$$

а выражения для коэффициентов примут следующий вид:

$$\begin{aligned} a &= \Delta l \cos(\psi_1 + \Delta \psi) \cos(\psi_2 - \Delta \psi), \\ b &= -\Delta l \sin(\psi_1 + \psi_2) - R [\cos(\psi_1 + \Delta \psi) - \cos(\psi_2 - \Delta \psi)], \\ c &= \Delta l \sin(\psi_1 + \Delta \psi) \sin(\psi_2 - \Delta \psi) - R [\sin(\psi_2 - \Delta \psi) - \sin(\psi_1 + \Delta \psi)]. \end{aligned}$$

Используя указанные соотношения, были рассчитаны относительные погрешности определения длин скачков для различных моделей ионосферного распространения радиоволн. Результаты расчетов представлены на рис. 4-6, где сплошными линиями изображены относительные погрешности определения длин скачков для сферической

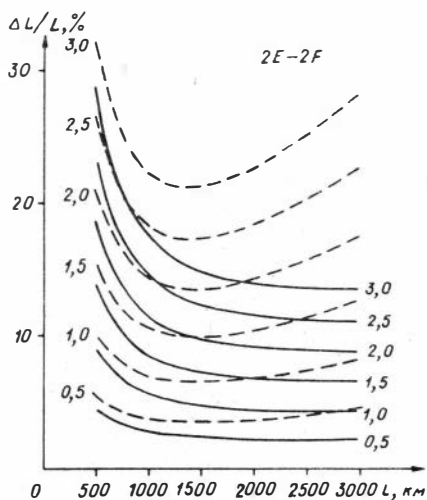


Рис.6.

модели, а пунктирными линиями — для плоскослоистой модели ионосферы. Расчеты производились для трасс протяженностью 500–3000 км и погрешности определения углов $0,5-3,0^\circ$ с шагом $0,5^\circ$. При этом высоты отражения E и F-слоев ионосферы принимались постоянными для всех значений дальности и соответственно равными 100 км и 350 км.

Анализ графиков относительных погрешностей позволяет заключить, что во-первых, погрешности при использовании сферической модели во всех случаях меньше, чем при использо-

ванием плоскослоистой; во-вторых, минимально достижимое значение погрешности определения длин скачков в 2% достигается в идеализированном случае при погрешности определения углов в $0,5^\circ$; наконец, в-третьих, характер кривых относительных погрешностей существенно зависит от модели распространения.

Действительно, для модели IE – IF (рис.4) отмечается отчетливый минимум при длине трассы 1000 км, в то же время для моделей IE – 2F (рис.5) и 2E – 2F (рис.6) характерно экзотическое уменьшение погрешности с увеличением длины трассы.

Последнее обстоятельство связано с характером изменения разностного угла между модами. Анализ зависимости погрешности от угла между выбираемыми модами показывает, что минимального значения погрешности достигают при разностном угле $\sim 45^\circ$. На рис.7 представлена зависимость относительной погрешности определения длины скачка от разностного угла между модами, вычисленная для погрешностей определения углов прихода $0,5^\circ$. Как следует из рис.7, при приеме многомодового сигнала для определения длины скачков методом двух мод наиболее целесообразно использовать моды, угол между которыми составляет $45-20^\circ$. Уменьшение разностного угла приводит к резкому увеличению погрешности оп-

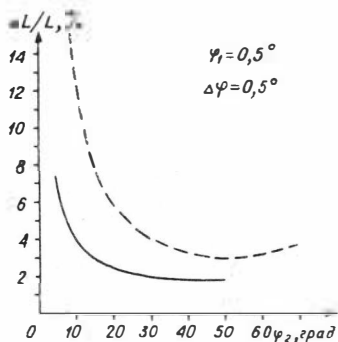


Рис. 7.

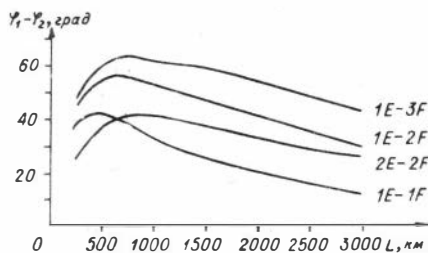


Рис. 8.

ределения длины скачков. Учитывая, что разностный угол между используемыми модами (при заданной точности определения углов прихода) является определяющим для точности определения параметров скачков, на рис. 8 представлена зависимость разностного угла между модами, рассчитанная для различных моделей распространения как функция длины трассы.

Таким образом, рассмотренный метод позволяет определять длины скачков, эффективные высоты отражения и высотное распределение концентрации электронов при ограниченной исходной информации. При вычислении параметров скачков не требуется решения траекторных задач. Предложенный метод определения параметров скачков пригоден для решения широкого круга научных и технических задач.

Литература

1. Траекторные характеристики коротких радиоволн. Под ред. Т.С.Керблай. М.: ИЗМИРАН, 1978. 192 с.
2. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. Под ред. М.П.Кияновского М.: Наука, 1971. 312 с.
3. Коноплева Е.Н., Хмельницкий Е.А. Модели распространения радиоволн на КВ линиях связи неоптимальной протяженности. - Электросвязь, 1972, №1, с.33-37.
4. Альперт Я.Д. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 564 с.

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Исследование нижней ионосферы на основе анализа данных по поглощению отраженных от неё радиоволн (методы А1, А3) проводится в течение длительного времени. Накопленный фактический материал в значительной мере систематизирован, описаны морфологические особенности частотных, суточных, широтных, сезонных и других типов вариаций поглощения. Анализ этого материала в ряде случаев позволяет получить ценную информацию о пространственно-временных вариациях параметров ионосферной плазмы [1]. Однако, многие вопросы физической интерпретации результатов измерения поглощения остаются еще открытыми. К ним, в частности, относится интерпретация частотной зависимости поглощения радиоволн $L(\omega)$ при их распространении в ионосферном плазменном слое.

Хорошо известно, что ослабление напряженности поля радиоволны при ее распространении в ионосфере, если пренебречь эффектами рассеяния, определяется высотными функциями электронной концентрации $N(h)$ и частоты соударений $\nu(h)$. Вид частотной зависимости $L(\omega)$ задается характером связи $L(\omega)$ с параметрами среды $N(h)$ и $\nu(h)$. Найти такую связь — значит, решить задачу параметризации процесса поглощения. Эта связь может быть установлена как в результате теоретических исследований, так и на основе статистической обработки экспериментального материала.

Наиболее полно исследован случай распространения радиоволн в изотропном плазменном слое. При нормальном падении волны на такой слой коэффициент поглощения $L(\omega)$ можно представить в виде [2]:

$$L(\omega) = \kappa \int_{h_0}^{h_{от}} \frac{N \nu dh}{\omega^2 + \nu^2} + \frac{\nu}{c} (V_r - V_\phi), \quad (I)$$

где V_r — групповой путь волны, V_ϕ — фазовый путь, h_0 — высота начала плазменного слоя, $h_{от}$ — высота отражения волны, т.е. высотный уровень, где показатель преломления равен нулю ($n = 0$),

κ — константа, c — скорость света, $\omega = 2\pi f$, f — частота волны.

Второе слагаемое выражения (1), определяющее так называемое отклоняющее поглощение $L_{от}(\omega)$, существенно в области, где значительна рефракция волны, в частности в области отражения, где показатель преломления значительно меньше единицы ($n \ll 1$). При приближении к области отражения в изотропном случае V_r растет быстрее, чем V_Φ , и $L_{от} > 0$. Отклоняющее поглощение наиболее просто параметризуется в случае линейной аппроксимации плазменного слоя в области отражения, когда $L_{от}$ представляется в виде [3]:

$$L_{от} = A \left| \frac{(\omega v)^{3/2}}{|dN/dh|} \right|_{h_m}, \quad (2)$$

где $A = \text{const}$. Если частота волны меньше критической частоты $f_{кр}$ слоя, то выражение (2) достаточно хорошо аппроксимирует отклоняющее поглощение $L_{от}$ реальных отражающих слоев.

Первое слагаемое выражения (1) интерпретируется как неотклоняющее поглощение $L_n(\omega)$, которое обусловлено областью, где показатель преломления порядка единицы. Но такая интерпретация верна лишь в том случае, когда максимум подынтегральной функции расположен на высоте h_m значительно меньшей $h_{от}$:

$$h_{от} - h_m \geq H_\Phi, \quad (3)$$

где H_Φ — характерный масштаб изменения подынтегральной функции. При выполнении условия (3) и $\omega^2 \gg v^2$ неотклоняющее поглощение $L_n(\omega)$ будет порядка $1/\omega^2$. В частности, для слоя Чепмена при экспоненциально убывающей с высотой функции $v(h)$ и при экспоненциально убывающем с высотой (или постоянном) коэффициенте рекомбинации λ [4]

$$L_n(\omega) = B(\chi)/\omega^2, \quad (4)$$

где $B(\chi)$ — функция зенитного угла Солнца χ , пропорциональная $\cos \chi$ в первом случае и $\cos^{3/2} \chi$ в случае, когда $\lambda = \text{const}$.

Необходимость единообразного представления результатов измерений поглощения заставляет использовать для $L(\omega)$ выражение, аналогичное (4):

$$L(\omega) = B \cos \chi^n / \omega^m, \quad (5)$$

где параметры B , n , m определяются из эксперимента.

Все приведенные соотношения остаются справедливыми и для магнитоактивной плазмы при квазипродольном распространении обыкновенной волны, если в соотношении (I) заменить ω на $(\omega + \omega_i)$, где ω_i — продольная гирочастота. При измерении поглощения методом AI на средних широтах условия квазипродольного распространения выполняются достаточно хорошо, и можно сравнить полученные результаты с экспериментальными данными.

Анализ экспериментального материала показывает, что пока — затель частотной зависимости m изменяется в широких пределах от 0,5 до 3,0 в зависимости от условий наблюдения, в частности времени суток, сезона, уровня солнечной активности [5–7], при изменении частоты f от ~ 2 до ~ 5 МГц. Объяснить столь большие вариации величины m на основе выражения (I) невозможно. Действительно, величина $h_{от}$ является неубывающей функцией частоты, и $L_{от}$ растет с ростом ω , следовательно, показатель частотной зависимости не может быть больше 2. Значение $m > 2$ может быть получено лишь при отрицательном $L_{от}$, что согласно выражению (2), невозможно.

Соотношение (I) строго обосновано для изотропного плазменного слоя с линейной аппроксимацией в области отражения и при выполнении приближения геометрической оптики вне этой области. Для анализа распространения радиоволны в слое произвольной формы необходимо в общем случае использовать численные методы. Такой метод для магнитоактивной плоскостройной плазмы с произвольными профилями $N(h)$ и $\nu(h)$ разработан авторами [8]. Этим методом были выполнены расчеты для изотропного плазменного слоя при различных его формах. Оказалось, что в ряде случаев расчетные значения $L_{от}^p = L - L_N$ значительно превышают максимальные значения отклоняющего поглощения $L_{от}$ (2) при аппроксимации области отражения линейным слоем, которые, как правило, составляют $\sim 1-2\%$ от общего поглощения L . Более того, оценки поглощения тем же методом [8], проведенные в работе [9] для условий, близких к квазипродольному распространению, показали, что значения $L_{от}^p$ могут принимать как положительные, так и отрицательные значения, т.е. функция $L_{от}^p(\omega)$ теряет физический смысл.

Можно сделать вывод, что в общем случае представление общего поглощения выражением (I) физически не обосновано. Одна из возможных причин этого заключается в следующем. Как уже отмеча-

лось, выражение для неотклоняющего поглощения L_n , строго говоря, справедливо в области плазмы, где выполняются условия приближения геометрической оптики (т.е., где $n \sim 1$). Здесь L_n записывается в виде

$$L_n = K \int_{h_0}^{h_r} \frac{N \nu dh}{\omega^2 + \nu^2} \quad (6)$$

где h_r - уровень, выше которого указанное приближение не выполняется. При этом величина

$$L_{от} = L - L_n \quad (7)$$

действительно приобретает смысл отклоняющего поглощения, который теряется при экстраполяции выражения (6) в область отражения ($h_m - h_r$).

Переопределение отклоняющего поглощения в работе [10], где в случае отражения волны от E-области ионосферы $L_{от}$ определяется как интеграл от коэффициента поглощения вдоль траектории волны в E-области, лишь по форме близко к (7). По существу, этому определению [10] присущи те же недостатки, что и соотношению (1), поскольку понятие траектории в области отражения лишено смысла.

Частотная зависимость $L_n(\omega)$ близка к установленной выше, так как вид функции $h_r(\omega)$ практически совпадает с $h_{от}(\omega)$. Величина $\nu(h)$ в нижней ионосфере хорошо аппроксимируется экспоненциально убывающей функцией $\exp(-h/H)$, где H - высота однородной атмосферы. Для монотонно убывающей (не возрастающей) с высотой функции $N\nu$ частотная зависимость L_n близка к $1/\omega^2$. При монотонном возрастании $N\nu$ неотклоняющее поглощение $L_n(\omega) \sim \omega^{-m}$, где показатель частотной зависимости $m < 2$. С ростом $d(N\nu)/dh$ m стремится к нулю и, следовательно, $L_n(\omega)$ растет. Сказанное справедливо для отражения радиоволн от области E. При прохождении радиоволной плазменного слоя нижней ионосферы и при слабом вкладе в $L(\omega)$ отклоняющего поглощения F-области $L_n(\omega) \sim \omega^{-2}$ независимо от формы этого слоя. Этот вклад подтвержден экспериментом [11], где отмеченная частотная зависимость получена для радиоволн с частотой $f > 4$ МГц.

Для параметризации отклоняющего поглощения (7) нами была выполнена серия расчетов $L(\omega)$ методом полного волнового урав-

нения [8,9]. Показано, что в первом приближении для $L_{от}(\omega)$ можно использовать выражение (2) с учетом того, что в зависимости от вида профилей $N(h)$ и $\nu(h)$ показатели степени при ω и $|dN/dh|$ могут несколько изменяться. Коэффициент этой параметризации значительно больше полученного для изотропной плазмы. В работе [12] обнаружена линейная зависимость поглощения от действующей высоты отражения h' . Согласно определению (7), эту зависимость можно приписать только отклоняющему поглощению $L_{от}$. Авторы [12] получили, что $h' \sim (dN/dh)_{h,m}^{-1}$, и результаты этой работы служат определенным экспериментальным подтверждением приведенной параметризации.

Зависимость полного поглощения от частоты имеет очень сложный вид и сильно варьирует при изменении $N(h)$ и $\nu(h)$. При немономтонном характере изменения $N \nu$ с высотой показатель частотной зависимости сам становится функцией частоты. Поэтому регулярная зависимость L от ω , определяемая соотношением (5), возможна лишь в исключительных случаях. Этот вывод подтверждается экспериментом. В работе [13] отмечается, что даже при усреднении величины поглощения для каждого часа за значительный период времени (1-2 месяца) не удается получить регулярной зависимости L от ω . Поэтому значительно удобнее при интерпретации результатов измерения поглощения использовать не представление (5), а саму экспериментальную функцию $L(\omega)$.

Пример частотной зависимости $L(\omega)$ представлен в работе [14], где обобщены результаты измерений за периоды минимума солнечной активности 1953-1955 и 1964-1965 гг. раздельно в декабре-январе и июне-июле для частот в диапазоне 0,1-1,5 МГц (рис.1).

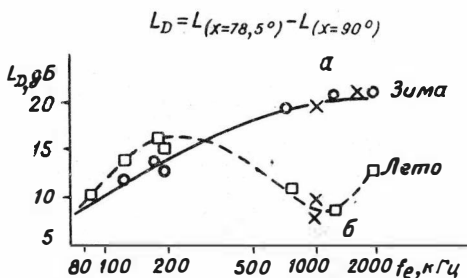
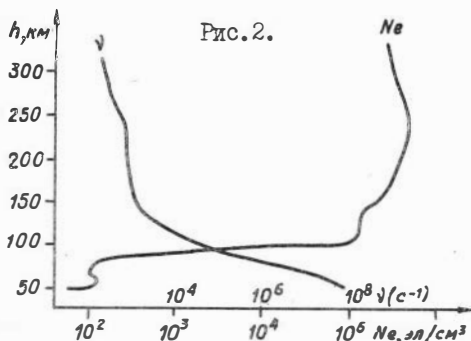


Рис. 1.

Летний максимум на частоте 0,2 МГц связан с частотными особенностями поглощения в нижней части области D (ниже ~ 70 км) и может быть интерпретирован на основе детального рассмотрения распространения радиоволн среднего волнового диапазона. На частотах от 0,5 МГц до

$\sim 1,2$ МГц вклад $L_{от}$ в общее поглощение мал (велики $|dN/dh|_{hm}$ и мала частота), и $L(\omega) \approx L_H(\omega)$. Начиная с $f \sim 1,2$ МГц, вследствие приближения к максимуму слоя E, $(dN/dh)_{hm}$ резко падает, и тогда отклоняющее поглощение $L_{от}$ дает основной вклад в L .



Зимой в нижней ионосфере наблюдается anomalно большое увеличение электронной концентрации в области высот $\sim 75-95$ км. Это приводит к значительному уменьшению градиентов N на уровнях отражения волн с частотами ~ 1 МГц и, как следствие, к резкому увеличению отклоняющего поглощения в окрестности этой частоты.

Метод полного волнового уравнения [8] позволяет сделать приведенную интерпретацию частотной зависимости $L(\omega)$ более наглядной и убедительной. Нами было рассчитано поглощение радиоволн в диапазоне частот $0,2-5,0$ МГц для нормального падения волны на ионосферу. Используемые при расчетах профили электронной концентрации и частоты соударений приведены на рис. 2. Результаты расчета поглощения в зависимости от частоты приведены на рис. 3. Видно, что спад функции $L(\omega)$, начинающийся со значений $f \geq 0,5$ МГц, когда ω^2 становится больше ν^2 , и продолжающийся до $f \approx 2,5$ МГц, обусловлен характером частотной зависимости L_H . Когда волны с частотами $> 2,5$ МГц начинают проникать в область "ступеньки" (области профиля $N(h)$ на высотах $\sim 100-150$ км с малым значением dN/dh), происходит увеличение $L(\omega)$ из-за резкого увеличения $L_{от}$. При выходе волн из "ступеньки", т.е. когда уровень отражения расположен несколько

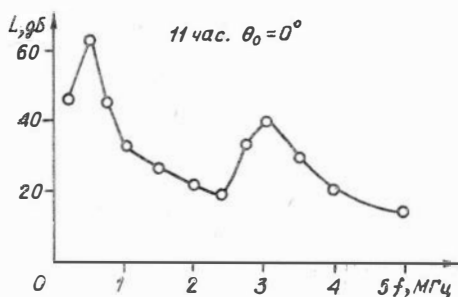


Рис. 3.

выше 150 км ($f \geq 3$ МГц), происходит уменьшение $L_{от}$. При этом показатель частотной зависимости для $L(\omega)$ может превышать значение 2. Отмеченная особенность носит общий характер: большие отрицательные m связаны с входом волны в область с малым значением dN/dh , большие положительные m - с выходом волны из этой области.

Таким образом, проведенное рассмотрение позволяет сделать вывод, что переопределение отклоняющего и неотклоняющего поглощения в соответствии с выражениями (6,7) физически обосновано и допускает построение эффективных моделей параметризации процесса поглощения радиоволн в нижней ионосфере.

Литература

1. Гинзбург Э.И., Нестерова И.И. Эффект зимней аномалии поглощения радиоволн (обзор). - В кн.: Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск, 1973, с.3-98.
2. Адлерперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 564 с.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
4. Appleton E.V. Regularities and irregularities in the ionosphere.-Proc.Royal Soc., 1937, v.162A, p.451-479.
5. Зеленкова И.А. Частотная зависимость поглощения радиоволн в ионосфере, измеренного на Алма-Атинской ионосферной станции. - В кн.: Физика ионосферы и распространение радиоволн. Алма-Ата, 1971, с.65-77.
6. Квавадзе Д.К., Тухашвили К.И., Тевдорашвили М.И., Нацлишвили Н.В. Частотная зависимость поглощения радиоволн в ионосфере и влияние отклоняющего поглощения. - В кн.: Ионосферные исследования. М.: Наука, 1969, №17, с.164-168.
7. Jain S.L., Rai R.K. Solar zenith angle and frequency dependence of ionospheric D-region absorption.-Proc. Indian Acad.Sci., 1979, v.88A, part II, N 1, p.51-56.
8. Гинзбург Э.И., Луравский О.Г., Нестерова И.И. Расчет поглощения и фазы отраженного от ионосферы коротковолнового ра-

диосигнала (плоская модель, произвольное состояние ионосферного слоя).—В кн.: Распространение радиоволн и физика ионосферы. Новосибирск: Наука, 1981, с.60–79.

9. Нестерова И.И. Поглощение радиоволн в нижней ионосфере. — В кн.: Исследование околоземного пространства. Новосибирск, 1981, с.22–38.

10. Bibl K., Rawer K. Les contributions des region D et E dans les mesures de l'absorption ionospherique.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1951/52, v.2, N 1, p.51–65.

11. Nitzsche P. The dependence of ionospheric absorption of radio waves on equivalent frequency, with special emphasis on the winter anomaly.—*Zeitsch. Geophys.*, 1969, Bd.35, N 3, p.303–310.

12. Shirke J.S., Rao G.L.N. Criteria for recognition of a winter day of high ionospheric absorption.—*Journ. Geophys. Res.*, 1967, v.72, N 11, p.2917–2927.

13. Ширмамедов М., Хандовлетов И. Особенности сезонного хода частотной зависимости поглощения радиоволн в ионосфере.—*Геомагнетизм и аэрномия*, 1976, т.16, вып.3, с.557–558.

14. Lauter E.A., Nitzsche P. Seasonal variations of ionospheric absorption deduced from A3-measurements in the frequency range 100–2000 kc/s.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1967, v.29, N 5, p.533–544.

А.М.Задорожный

ДИФФУЗИОННО-ФОТОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАЛЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Введение. В настоящее время хорошо установлено, что малые нейтральные составляющие атмосферы являются одним из важных факторов, определяющих ионизационно-рекомбинационный баланс нижней ионосферы. Особенно сильно влияние малых примесей на ионизацию проявляется в D-области ионосферы на высотах меньших ~ 90 км. При этом часть малых составляющих (азотные компоненты) образуется в ионизационно-рекомбинационном цикле вышележащих областей и затем переносится на высоты D-области. В связи с этим

становится очевидным, что для построения самосогласованной с фотохимической точки зрения модели нижней ионосферы необходимо совместное рассмотрение нейтральных и ионизованных составляющих с учетом процессов переноса.

В настоящей работе описывается численная одномерная диффузионно-фотохимическая модель мезосферы и нижней термосферы (50 - -150 км), учитывающая нейтральные, возбужденные и ионизованные составляющие. Особое внимание уделяется возможности описания одномерными моделями сезонных вариаций состава среднеширотной атмосферы на рассматриваемых уровнях.

Описание модели. Исходным уравнением в одномерных моделях состава атмосферы является уравнение непрерывности, в котором учитывается перенос, обусловленный молекулярной и турбулентной диффузией [2]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (\psi_{im} + \psi_{it})}{\partial z} = P_i - \ell_i n_i \quad (1)$$

Здесь n_i - концентрация i -й составляющей; ψ_{im} и ψ_{it} - потоки, обусловленные молекулярной и турбулентной диффузией; P_i и ℓ_i - фотохимические источник и сток; z - вертикальная координата; t - время.

Все компоненты считаются малыми примесями по сравнению с основной компонентой N_2 . Величина потока, обусловленного молекулярной диффузией, определяется в этом случае выражением [2]:

$$\psi_{im} = -D_i \left[\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{H_i} + (1 + \lambda_i) \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right], \quad (2)$$

где D_i - коэффициент молекулярной диффузии i -го газа в N_2 ; $H_i = kT/m_i g$ - высота однородной атмосферы; λ_i - коэффициент термодиффузии; T - температура. При определении турбулентного вертикального потока предполагается, что последний возникает при отклонении i -й составляющей от полностью перемешанного состояния [3]:

$$\psi_{it} = -K_T \frac{\rho_a}{m_i} \frac{\partial (\rho_i / \rho_a)}{\partial z}. \quad (3)$$

Здесь K_T - эффективный коэффициент турбулентной диффузии; m_i - масса молекулы i -го газа; $\rho_i = m_i n_i$, $\rho_a = \sum \rho_i$. Эффективный коэффициент турбулентной диффузии K_T введен в (3) без рассмотрения конкретных динамических процессов, поэтому его следует

рассматривать как чисто феноменологический параметр, величину и высотный профиль которого необходимо выбирать не из каких-либо измерений турбулентности, а на основании совпадения рассчитанного состава атмосферы с измеренным. Перенос, описываемый этим эффективным коэффициентом, в действительности может быть обусловлен не только развитой турбулентностью, но и другими факторами (приливные колебания, внутренние гравитационные волны, глобальная циркуляция атмосферы и т.д.).

Использование такой параметризации процессов переноса не вызывает возражений при моделировании высотного распределения глобально усредненного состава атмосферы. Однако, возможность использования одномерного приближения для описания сезонных вариаций можно определить только из сопоставления модельных расчетов с имеющимися экспериментальными данными, что и является одной из задач настоящей работы.

После подстановки выражений для диффузионных потоков (2) и (3) в уравнение непрерывности (1) получаем систему связанных нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (D_i + K_T) \frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{D_i}{H_i} + \frac{K_T}{H_a} \right) n_i + [(1+d_i)D_i + K_T] \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right\} = P_i - \ell_i n_i, \quad (4)$$

где

$$H_a = kT/m_a g, \quad m_a = \rho_a / \sum_i n_i.$$

Решается данная система численно, разностным методом, подробно описанным в работе [3].

В модели учитывается около 120 фотохимических реакций (см. табл. I-3) и рассматриваются следующие 32 компонента: $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, O_2 , $O_2(^1\Delta_g)$, $O_2(^1\Sigma_g^+)$, O_3 , H , OH , HO_2 , H_2 , H_2O , H_2O_2 , CH_4 , CO , CO_2 , $N(^4S)$, $N(^2D)$, NO , NO_2 , O^+ , O_2^+ , O_4^+ , N^+ , N_2^+ , NO^+ , $NO^+(CO_2)$, $NO^+(N_2)$, X^+ , O_2^- , Y^- и e^- , где X^+ - сумма всех положительных кластерных ионов, кроме O_4^+ , $NO^+(CO_2)$ и $NO^+(N_2)$, а Y^- - сумма всех отрицательных ионов, за исключением O_2^- . Ссылки на работы, из которых взяты сечения фотохимических реакций и константы скоростей реакций, можно найти в [2]. Более новые по сравнению с [2] значения констант, использованные в настоящей модели, позаимствованы из [38,39].

Таблица I
 Реакции фотодиссоциации, фотомонизации, диссоциации
 и ионизации электронным ударом

№	Реакция
J1	$O_2 + h\nu$ (1163-1758 Å) $\rightarrow O(^3P) + O(^1D)$
J2	$O_2 + h\nu$ (1758-2439 Å) $\rightarrow O(^3P) + O(^3P)$
J3	$O_3 + h\nu$ (1163-3100 Å) $\rightarrow O(^1D) + O_2(^1\Delta_g)$
J4	$O_3 + h\nu$ (3100-3625 Å) $\rightarrow O(^3P) + O_2(^1\Delta_g)$
J5	$O_3 + h\nu$ (3625-7350 Å) $\rightarrow O(^3P) + O_2$
J6a	$H_2O + h\nu$ (1163-1449 Å) $\rightarrow O(^1D) + H_2$ (11%)
J6b	$H_2O + h\nu$ (1163-1449 Å) $\rightarrow OH + H$ (89%)
J7	$H_2O + h\nu$ (1449-2000 Å) $\rightarrow OH + H$
J8	$HO_2 + h\nu$ (1863-2703 Å) $\rightarrow OH + O(^3P)$
J9	$H_2O_2 + h\nu$ (1212-3625 Å) $\rightarrow OH + OH$
J10a	$CH_4 + h\nu$ (1163-1360 Å) $\rightarrow CH_4 + H_2$ (75%)
J10b	$CH_4 + h\nu$ (1163-1360 Å) $\rightarrow CH_3 + H$ (25%)
J11	$CH_4 + h\nu$ (1360-1515 Å) $\rightarrow CH_2 + H_2$
J12	$CO_2 + h\nu$ (1163-1667 Å) $\rightarrow CO + O(^1D)$
J13	$CO_2 + h\nu$ (1667-2150 Å) $\rightarrow CO + O(^3P)$
J14	$N_2 + h\nu$ (800 -1000 Å) $\rightarrow N(^4S) + N(^2D)$
J15	$NO + h\nu$ (1822-1915 Å) $\rightarrow N(^4S) + O(^3P)$
J16	$NO_2 + h\nu$ (1163-2439 Å) $\rightarrow NO + O(^1D)$
J17	$NO_2 + h\nu$ (2439-3980 Å) $\rightarrow NO + O(^3P)$
J18	$N_2 + h\nu$ (4,5 - 800 Å) $\rightarrow N_2^+ + e$
J19	$O_2 + h\nu$ (4,5 -1027 Å) $\rightarrow O_2^+ + e$
J20	$O_2(^1\Delta_g) + h\nu$ (1027-1118 Å) $\rightarrow O_2^+ + e$
J 21	$O(^3P) + h\nu$ (4,5- (911 Å) $\rightarrow O^+ + e$
J22	$NO + h\nu$ (1215,67 Å) $\rightarrow NO^+ + e$

1	2	
J23a	$N_2 + e_f \rightarrow N_2^+ + e + e_f'$	(80%)
J23b	$N_2 + e_f \rightarrow N^+ + N(^2D) + e + e_f'$	(20%)
J24	$N_2 + e_f \rightarrow N(^4S) + N(^2D) + e_f'$	J24 = 0,6 · J23
J25a	$O_2 + e_f \rightarrow O_2^+ + e + e_f'$	(75%)
J25b	$O_2 + e_f \rightarrow O^+ + O(^3P) + e + e_f'$	(25%)
J26	$O(^3P) + e_f \rightarrow O^+ + e + e_f'$	

* e_f - фотоэлектроны и вторичные электроны.

Таблица 2

Реакции с участием нейтральных частиц

№	Реакция	Константа скорости [*]	
		1	2
R1a	$O(^3P) + O(^3P) + M \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+) + M$	(10%)	$3,8 \cdot 10^{-30} / T$
R1b	$O(^3P) + O(^3P) + M \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + M$	(90%)	
R2	$O(^3P) + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$		$6,2 \cdot 10^{-34} (T/300)^{-2,1}$
R3a	$O(^3P) + O_3 \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+) + O_2$	(1%)	$1,5 \cdot 10^{-11} \exp(-2218/T)$
R3b	$O(^3P) + O_3 \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O_2$	(99%)	
R4	$O(^3P) + O(^3P) + O(^3P) \rightarrow O(^1S) + O_2$		$4,8 \cdot 10^{-33}$
R5	$O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2$		$2,0 \cdot 10^{-11} \exp(107/T)$
R6a	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+) + O(^3P)$	(80%)	$2,9 \cdot 10^{-11} \exp(67/T)$
R6b	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^3P)$	(20%)	
R7a	$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	(50%)	$2,4 \cdot 10^{-10}$
R7b	$O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O(^3P) + O(^3P)$	(50%)	
R8	$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu$		1,28
R9	$O(^1S) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2$		$5,0 \cdot 10^{-17}$
R10	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2$		$3,5 \cdot 10^{-13}$

1	2	3
R11	$O(^1S)+O(^3P) \rightarrow O(^1D)+O(^1D)$	$8,0 \cdot 10^{-12}$
R12	$O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2+h\nu$	$2,58 \cdot 10^{-4}$
R13	$O_2(^1\Delta_g)+N_2 \rightarrow O_2+N_2$	$3,0 \cdot 10^{-21}$
R14	$O_2(^1\Delta_g)+O_2 \rightarrow O_2+O_2$	$2,0 \cdot 10^{-18}$
R15	$O_2(^1\Delta_g)+O(^3P) \rightarrow O_2+O(^3P)$	$1,3 \cdot 10^{-16}$
R16	$O_2(^1\Delta_g)+O_3 \rightarrow O_2+O_2+O(^3P)$	$4,5 \cdot 10^{-11} \exp(-2800/T)$
R17	$O_2+h\nu \rightarrow O_2(^1\Sigma_g^+)$	$6,3 \cdot 10^{-9}$
R18	$O_2(^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2+h\nu$	0,085
R19	$O_2(^1\Sigma_g^+)+N_2 \rightarrow O_2+N_2$	$2,2 \cdot 10^{-15}$
R20	$O_2(^1\Sigma_g^+)+O_2 \rightarrow O_2+O_2$	$1,4 \cdot 10^{-16}$
R21	$O_2(^1\Sigma_g^+)+O_3 \rightarrow O_2+O_2+O(^3P)$	$2,3 \cdot 10^{-11}$
R22	$H+O_2+M \rightarrow HO_2+M$	$5,5 \cdot 10^{-32} (T/300)^{-1,4}$
R23	$H+O(^3P)+M \rightarrow OH+M$	$1,0 \cdot 10^{-30}$
R24	$H+O_3 \rightarrow OH+O_2$	$1,4 \cdot 10^{-10} \exp(-470/T)$
R25	$H+H+M \rightarrow H_2+M$	$8,3 \cdot 10^{-33}$
R26	$H+OH \rightarrow H_2+O(^3P)$	$1,4 \cdot 10^{-14} \cdot T \cdot \exp(-3500/T)$
R27	$H+HO_2 \rightarrow OH+OH$	$4,2 \cdot 10^{-10} \exp(-950/T)$
R28	$H+HO_2 \rightarrow O_2+H_2$	$4,2 \cdot 10^{-11} \exp(-350/T)$
R29	$H+H_2O_2 \rightarrow HO_2+H_2$	$5,2 \cdot 10^{-12} \exp(-1400/T)$
R30	$H_2+O(^3P) \rightarrow OH+H$	$3,0 \cdot 10^{-14} \cdot T \cdot \exp(-4450/T)$
R31	$H_2+O(^1D) \rightarrow OH+H$	$9,9 \cdot 10^{-11}$
R32	$OH+O(^3P) \rightarrow H+O_2$	$4,0 \cdot 10^{-11}$
R33	$OH+O_3 \rightarrow HO_2+O_2$	$1,6 \cdot 10^{-12} \exp(-940/T)$
R34	$OH+OH \rightarrow O(^3P)+H_2O$	$1,0 \cdot 10^{-11} \exp(-500/T)$
R35	$OH+HO_2 \rightarrow H_2O+O_2$	$4,0 \cdot 10^{-11}$
R36	$OH+H_2O_2 \rightarrow H_2O+HO_2$	$1,0 \cdot 10^{-11} \exp(-750/T)$

1	2	3
R37	$\text{HO}_2 + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$3,5 \cdot 10^{-11}$
R38	$\text{HO}_2 + \text{O}_3 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$1,1 \cdot 10^{-14} \exp(-580/T)$
R39	$\text{HO}_2 + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	$2,5 \cdot 10^{-12}$
R40	$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$2,8 \cdot 10^{-12} \exp(-2125/T)$
R41	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^1\text{D}) \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$2,3 \cdot 10^{-10}$
R42	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}(^1\text{S}) \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$
R43	$\text{CH}_4 + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{OH} + \text{CH}_3$	$3,5 \cdot 10^{-11} \exp(-4550/T)$
R44	$\text{CH}_4 + \text{O}(^1\text{D}) \rightarrow \text{OH} + \text{CH}_3$	$1,3 \cdot 10^{-10}$
R45	$\text{CH}_4 + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{CH}_3$	$2,4 \cdot 10^{-12} \exp(-1700/T)$
R46	$\text{CO} + \text{O}(^3\text{P}) + \text{M} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{M}$	$2,2 \cdot 10^{-33} \exp(-1750/T)$
R47	$\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$2,2 \cdot 10^{-13} \exp(-100/T)$
R48	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}(^3\text{P})$	$4,4 \cdot 10^{-12} \exp(-3220/T)$
R49	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO} + \text{O}_2$	$1,0 \cdot 10^{-15}$
R50	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}(^3\text{P})$	$3,4 \cdot 10^{-11}$
R51	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{OH} \rightarrow \text{NO} + \text{H}$	$5,3 \cdot 10^{-11}$
R52	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{N}_2$	$1,0 \cdot 10^{-13} \exp(-1020/T)$
R53	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}(^3\text{P})$	$6,0 \cdot 10^{-12}$
R54	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}(^3\text{P})$	$1,0 \cdot 10^{-10}$
R55	$\text{NO} + \text{O}(^3\text{P}) + \text{M} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{M}$	$1,2 \cdot 10^{-31} (T/300)^{-1,8}$
R56	$\text{NO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{O}_2$	$2,3 \cdot 10^{-12} \exp(-1450/T)$
R57	$\text{NO} + \text{HC}_2 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{OH}$	$4,3 \cdot 10^{-12} \exp(200/T)$
R58	$\text{NO}_2 + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{NO} + \text{O}_2$	$9,3 \cdot 10^{-12}$
R59	$\text{NO}_2 + \text{H} \rightarrow \text{NO} + \text{OH}$	$1,2 \cdot 10^{-9} \exp(-950/T)$
R60	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{O}(^3\text{P})$	$4,0 \cdot 10^{-12} \exp(-250/T)$

* Для мономолекулярных реакций в с⁻¹; бимолекулярных в см³. с⁻¹ и тримолекулярных в см⁶. с⁻¹.

Таблица 3

Реакции с участием заряженных частиц

№	Реакция	Константа скорости ^х
1	2	3
R61a	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^3P)$	(43%)
R61b	$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N(^2D)$	(48%) $6,0 \cdot 10^{-10}$
R61c	$N^+ + O_2 \rightarrow O^+ + NO$	(9%)
R62a	$N_2^+ + O(^3P) \rightarrow NO^+ + N(^2D)$	(93%, $1,4 \cdot 10^{-10} (300/T)^{0,44}$)
R62b	$N_2^+ + O(^3P) \rightarrow O^+ + N_2$	(7%)
R63	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$6,0 \cdot 10^{-11} (300/T)^{0,60}$
R64	$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N(^4S)$	$3,0 \cdot 10^{-12} \exp(-3,11 \cdot 10^{-3} \cdot T)$
R65	$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O(^3P)$	$3,3 \cdot 10^{-11} \exp(-1,69 \cdot 10^{-3} \cdot T)$
R66	$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$1,0 \cdot 10^{-15}$
R67	$O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O(^3P)$	$1,2 \cdot 10^{-10}$
R68	$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$4,4 \cdot 10^{-10}$
R69	$N_2^+ + e \rightarrow N(^2D) + N(^4S)$	$3,5 \cdot 10^{-7} (300/T)^{0,5}$
R70a	$O_2^+ + e \rightarrow O(^1D) + O(^3P)$	(90%) $1,9 \cdot 10^{-7} (300/T)^{0,5}$
R70b	$O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O(^3P)$	(10%)
R71a	$NO^+ + e \rightarrow N(^2D) + O(^3P)$	(76%) $2,3 \cdot 10^{-7} (300/T)^{0,5}$
R71b	$NO^+ + e \rightarrow N(^4S) + O(^1D)$	(24%)
R72	$O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$	$2,6 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3,2}$
R73	$O_2^+ + O_2 + N_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	$2,4 \cdot 10^{-30}$
R74	$O_4^+ + O(^3P) \rightarrow O_2^+ + O_3$	$3,0 \cdot 10^{-10}$
R75	$O_4^+ + H_2O \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
R76	$O_2^+ + H_2O + M \rightarrow O_2^+(H_2O) + M$	$2,5 \cdot 10^{-28}$
R77	$NO^+ + H_2O + M \rightarrow NO^+(H_2O) + M$	$1,8 \cdot 10^{-28} (308/T)^{4,7}$
R78	$NO^+ + CO_2 + M \rightarrow NO^+(CO_2) + M$	$7,0 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3,0}$

1	2	3
R79	$\text{NO}^+(\text{CO}_2)+\text{M} \rightarrow \text{NO}^++\text{CO}_2+\text{M}$	$3,1 \cdot 10^4 \cdot \text{T}^{-4} \exp(-4590/\text{T})$
R80	$\text{NO}^+(\text{CO}_2)+\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})+\text{CO}_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
R81	$\text{NO}^++\text{N}_2+\text{M} \rightarrow \text{NO}^+(\text{N}_2)+\text{M}$	$2,0 \cdot 10^{-31} (300/\text{T})^{4,4}$
R82	$\text{NO}^+(\text{N}_2)+\text{M} \rightarrow \text{NO}^++\text{N}_2+\text{M}$	$1,5 \cdot 10^6 \cdot \text{T}^{-5,4} \exp(-2450/\text{T})$
R83	$\text{NO}^+(\text{N}_2)+\text{CO}_2 \rightarrow \text{NO}^+(\text{CO}_2)+\text{N}_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
R84	$\text{NO}^+(\text{N}_2)+\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})+\text{N}_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
R85	$\text{X}^++\text{e} \rightarrow \text{нейтр.}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$
R86	$\text{e}+\text{O}_2+\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^-\text{O}_2$	$1,4 \cdot 10^{-29} (300/\text{T}) \cdot \exp(-600/\text{T})$
R87	$\text{e}+\text{O}_2+\text{N}_2 \rightarrow \text{O}_2^-\text{N}_2$	$1,0 \cdot 10^{-31}$
R88	$\text{O}_2^-\text{O}_3 \rightarrow \text{O}_3^-\text{O}_2$	$6,0 \cdot 10^{-10}$
R89	$\text{O}_2^-\text{O}_2+\text{M} \rightarrow \text{O}_4^-\text{M}$	$3,4 \cdot 10^{-31}$
R90	$\text{O}_2^-\text{O}({}^3\text{P}) \rightarrow \text{O}_3+\text{e}$	$3,0 \cdot 10^{-10}$
R91	$\text{O}_2^-\text{O}_2({}^1\Delta_g) \rightarrow \text{O}_2+\text{O}_2+\text{e}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$
R92	$\text{O}_2^-\text{h}\nu \rightarrow \text{O}_2+\text{e}$	0,3
R93	$\text{Y}^-\text{O}({}^3\text{P}) \rightarrow \text{O}_2^-\text{нейтр.}$	$1,0 \cdot 10^{-11}$
R94	$\text{Y}^-\text{h}\nu \rightarrow \text{e} + \text{нейтр.}$	0,01
R95	$\text{X}^++\text{Y}^- \rightarrow \text{нейтр.}$	$5,0 \cdot 10^{-8}$

‡ Для мономолекулярных реакций в с $^{-1}$; бимолекулярных в см³. с $^{-1}$ и тримолекулярных в см⁶. с $^{-1}$.

В рассматриваемой модели принято во внимание рентгеновское, ультрафиолетовое и видимое излучение Солнца в диапазоне 4,5 - 7350 Å. Данные о рентгеновском и ультрафиолетовом излучении в диапазоне 4,5 - 1037 Å взяты из работы [6] для уровня солнечной активности, соответствующего индексу $F_{10.7} = 144$.

Разброс имеющихся измерений диссоциирующего ультрафиолетового излучения Солнца в диапазоне ~ 1200-2000 Å составляет фактор ~ 1,5-2,5 [34]. Поэтому в настоящей работе расчеты выполнены с использованием двух моделей спектрального распределения солнечного излучения в континууме Шумана-Рунге. Вне диапазона

1230-1750 Å поток излучения в обоих случаях полагается одинаковым, причем данные о потоке в диапазонах 1163-1230 Å и 2050-7350 Å взяты из [10], а в диапазоне 1750-2050 Å из [21]. В диапазоне 1230-1750 Å используются данные работ [10] (модель МАКС) и [19, 32] (модель МИН). Интегральный поток энергии в этом диапазоне в модели МАКС равен $\sim 15 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а в модели МИН - $\sim 6,3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Изменения потока в этих пределах могут быть связаны также с 11-летним циклом солнечной активности [24, 36].

Поглощение излучения и диссоциация молекулярного кислорода в голосах Шумана-Рунге (1750-2050 Å) рассчитываются по интерполяционным формулам, приведенным в [21], а диссоциация NO - на основании результатов работы [15].

В качестве ночных источников ионизации приняты рассеянные излучения L_α и L_β с величиной потока из [35]. Скорость ионообразования галактическими космическими лучами рассчитывается по формуле [26] $P_{\text{кл}} = 1,3 \cdot 10^{-17} [M]$, где $[M]$ - полная плотность числа частиц воздуха. При этом полагаем, что образуется 64 % ионов N_2^+ , 15 % - O_2^+ , 16 % - N^+ и 5 % - O^+ .

Коэффициенты молекулярной диффузии взяты из [1, 9, 11]. Коэффициент термодиффузии атомного водорода принят равным - 0,4 согласно [11], а для остальных компонент, равным нулю.

Распределения температуры и концентрации N_2 соответствуют модели CIRA-72 [12].

Граничные условия при решении системы (4) задаются следующим образом. На нижней границе задаются концентрации составляющих, причем для долгоживущих компонент, перечисленных в табл. 4, концентрации считаются постоянными во времени и задаются в соответствии с экспериментальными данными, а для остальных составляющих рассчитываются в предположении фотохимического равновесия. На верхней границе задается диффузионное равновесие (т.е. равенство потока нулю) для всех составляющих, кроме атомного водорода. Концентрация H на 150 км задается равной $6,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ в соответствии с расчетами по модели [3].

Как уже подчеркивалось, выбор высотного профиля эффективного коэффициента турбулентной диффузии должен быть основан на экспериментальных данных о составе атмосферы. В [4] предложена эмпирическая модель сезонных вариаций K_T , основанная на данных о распределении кислородных составляющих. В [2] получено, что ис-

Таблица 4

Нижние граничные условия для долгоживущих составляющих

Составляющая	Отношение смеси на 50 км	Ссылка	Составляющая	Отношение смеси на 50 км	Ссылка
N_2	0,781	[12]	CH_4	$0,37 \cdot 10^{-6}$	[14]
O_2	0,209	[12]	H_2	$0,47 \cdot 10^{-6}$	[14]
CO_2	$316,2 \cdot 10^{-6}$	[14]	CO	$0,05 \cdot 10^{-6}$	[14]
H_2O	$2,5 \cdot 10^{-6}$	[40]	NO_x	$3,0 \cdot 10^{-8}$	[40]

пользование в модельных расчетах сезонного хода K_T из [4] при — водит к сезонным изменениям содержания ряда составляющих на высотах мезопаузы, значительно превышающим наблюдаемые. В связи с этим, а также в связи с новыми экспериментальными данными о распределении атомного кислорода в мезосфере и нижней термосфере, эмпирическая модель K_T [4] была несколько модифицирована [5]. В настоящей работе используются высотные профили эффективного коэффициента турбулентной диффузии (рис.1) из работы [5].

Результаты расчетов. На рис.2-4 приведены рассчитанные и измеренные профили атомного кислорода. Расчеты выполнены для широты 40° с использованием описанных выше спектров солнечного излучения МАКС и МИН.

Летние экспериментальные данные, полученные с помощью масс-спектрометра [37], серебряных датчиков [8,18] и методом выбросов окиси азота [16], достаточно хорошо согласуются между собой во всем диапазоне $\sim 80-130$ км (рис.2). Согласие с расчетами также достаточно хорошее, особенно с профилем, соответствующим модели МАКС спектра солнечного излучения.

В равноденствие наблюда-

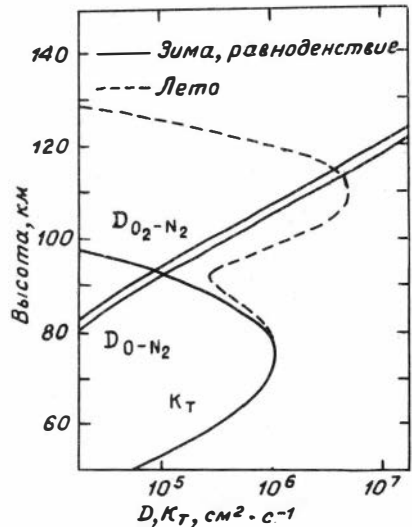


Рис.1. Коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии

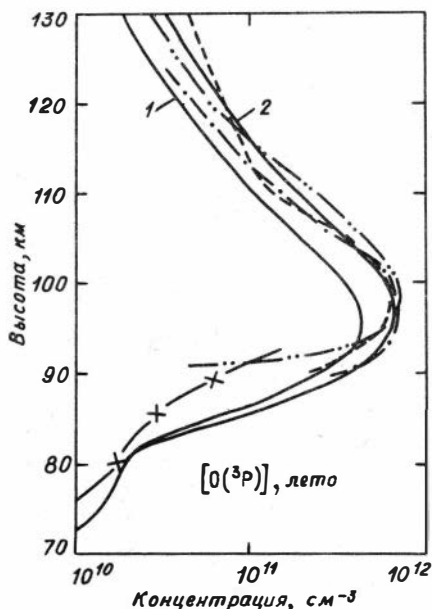


Рис.2. Сравнение теоретических и экспериментальных летних профилей атомного кислорода:

---- 29.06.1974 [37]; - · - · - 20-21.08.1971 [18]; — · — 18.05.1971 [16]; — x — 07.06.1978 [8]; — модель, 40° с.ш., полдень, 1 - МИН, 2 - МАКС

ется несколько больший разброс экспериментальных данных (рис.3). Можно отметить также наличие изрезанности профилей. Наиболее сильно выделяется на высотах больших ~ 90 км профиль, полученный с помощью масс-спектрометра с неохлаждаемым ионным источником [29], что приводит, по-видимому, к занижению измеряемой концентрации атомного кислорода в $\sim 2-3$ раза [25]. Рассчитанные профили достаточно хорошо укладываются в разброс экспериментальных данных. Если ориентироваться на концентрации $O(^3P)$ в максимуме распределения, полученные наиболее надежными методами резонансной флуоресценции [13] и масс-спектрометром с охлаждаемым гелием ионным источником [33], то предпочтение следует отдать модельному профилю, рассчитанному с использованием спектра МАКС солнечного излучения.

В отличие от лета и равноденствия зимой наблюдается очень большой разброс экспериментальных данных, достигающий двух порядков величины (рис.4). Изрезанность профилей также наибольшая. Необходимо отметить, что зимний разброс наблюдается и по данным отдельных групп измерений, выполненных однотипными приборами одной и той же группой исследователей. Причем этот разброс не намного меньше разброса по всем измерениям. По данным оптических измерений методом резонансной флуоресценции [13,20], а также по масс-спектрометрическим измерениям [22,28,31] разброс достигает фактора пятидесяти. Если ограничиться разбросом, полученным од-

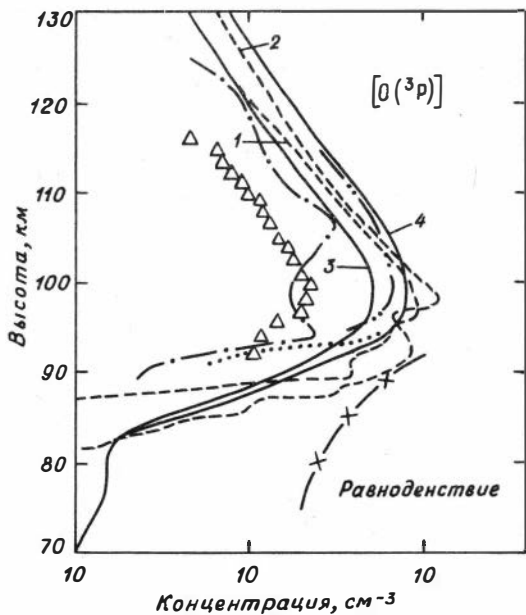


Рис.3. Сравнение теоретических и экспериментальных равноденственных профилей атомного кислорода:
 - · - · - 12.04.1972 [30];
 - · - · - 30.03.1972 [33];
 Δ Δ 05.10.1971 [29];
 - X - 25.04.1973 [27];
 14.10.1970 [18]; - - - - 1 - 08.09.1975, 2-01.04.1974 [13]; — модель, 40°с.ш., полдень, 3 - МИН, 4 - МАКС

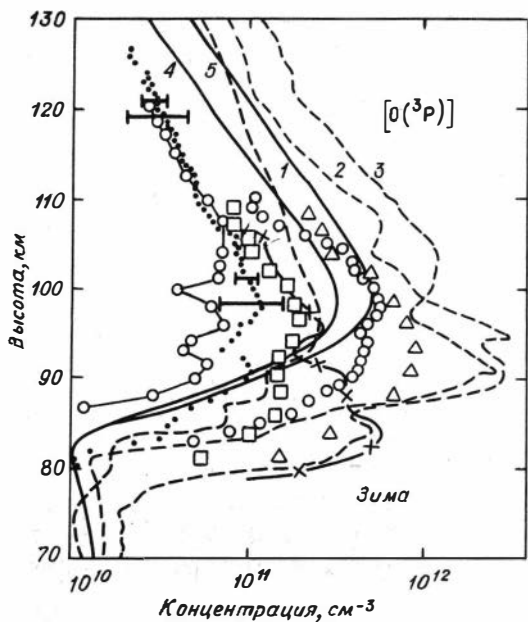
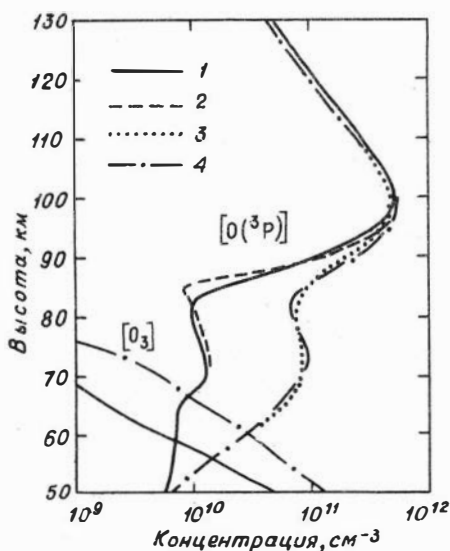


Рис.4. Сравнение теоретических и экспериментальных зимних профилей атомного кислорода:
 ○ ○ ○ 20.11.1970 [31];
 02.12.1975 [20]; □ □ □ 21.01.1976 [22]; ○ ○ ○ ○ 04.01.1976 [22]; Δ Δ Δ 04.01.1976 [22]; - X - 23.01.1976 [28]; - - - - 1 - 29.11.1974, 2-28.11.1975, 3 - 11.02.1977 [13]; — модель, 40°с.ш., полдень, 4 - МИН, 5 - МАКС

ной группой исследователей, например, [13], то этот фактор будет двадцать. Если учесть также, что летом и в равноденствие измерения различными методами практически совпадают, то можно сделать вывод, что разброс зимних профилей атомного кислорода, показанный на рис.4, в значительной степени обусловлен не различием экспериментальных методик, и зимняя изменчивость атомного кислорода является, по-видимому, реальной особенностью среднеширотной мезосферы и нижней термосферы.

Теоретические зимние профили атомного кислорода располагаются приблизительно по середине разброса экспериментальных кривых.

Одной из возможных причин изменчивости содержания $O(^3P)$ на



рассматриваемых высотах в зимний период является изменчивость условий переноса, т.е. в используемой в настоящей модели приближении изменчивость коэффициента турбулентной диффузии. Действительно, увеличивая высоту турбопаузы и величину K_T можно получить профили $[O(^3P)]$, близкие к минимальным на рис.4 [4]. Более трудной задачей является получение профилей, соответствующих большим концентрациям атомного кислорода.

Для оценки максимальных зимних значений $[O(^3P)]$ модель была рассчитана при $K_T = 0$ и $[H_2O] = 0$ (рис.5). Как перемешивание атмосферы, так и присутствие водородных составляющих в атмосфере могут только уменьшить содержание атомного кислорода. Поэтому приведенные на рис.5 профили соответствуют максимальным, которые

Рис.5. Влияние водородных составляющих и коэффициента турбулентной диффузии на распределение кислородных составляющих в зимний период:

1 — стандартная модель; 2 — $K_T = 0$; 3 — $H_2O = 0$; 4 — $K_T = 0$, $H_2O = 0$

можно получить в одномерных моделях.

Из рис.5 следует, что для поддержания зимних концентраций атомного кислорода, соответствующих максимальным экспериментальным данным на рис.4, фотодиссоциации молекулярного кислорода недостаточно. Поскольку трудно придумать какой-либо дополнительный фотохимический источник $O(^3P)$ на рассматриваемых высотах, более мощный, чем фотодиссоциация O_2 , то следует полагать, что высокие концентрации $O(^3P)$ обусловлены динамическими процессами, параметризация которых эффективным коэффициентом турбулентной диффузии оказывается непригодной.

Экспериментальные данные, приведенные на рис.4, получены на широтах от 33° до 57° с.ш., т.е. изменчивость наблюдается внутри этого диапазона широт. По измерениям в одной точке значительные изменения содержания атомного кислорода происходят, во всяком случае, быстрее чем за один месяц [13,22]. Учитывая, кроме того, что модель достаточно хорошо описывает усредненные концентрации атомного кислорода в зимний период, а в летнем полушарии изменчивость не наблюдается, можно предположить, что зимняя изменчивость связана с перераспределением атомного кислорода внутри области средних широт ($\sim 20 - 30^{\circ}$ по широте) за характерные времена меньше одного месяца.

Таким образом, проведенное сравнение расчетов с экспериментальными данными по атомному кислороду показывает, что параметризация процессов переноса эффективным коэффициентом турбулентной диффузии в рассматриваемой области атмосферы пригодна для описания пространственно-временных

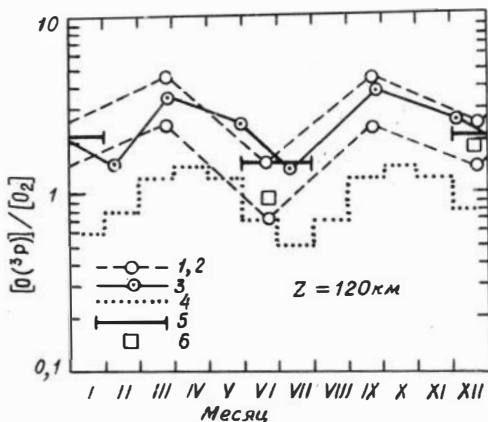


Рис.6. Сравнение теоретических и наблюдаемых сезонных вариаций отношения $O(^3P) / O_2$ на 120 км
Теоретическая модель: 1 - МАКС; 2 - МИН. Эмпирические модели: 3 - [25]; 4 - [7]; 5 - AE-C [23]; 6 - MSIS [17]

вариаций состава только с характерными пространственными и временными масштабами большими ~ 2000 км и одного месяца, соответственно, а характерные масштабы динамических процессов, ответственных за земную изменчивость, по-видимому, меньше этих величин.

Рассчитанные сезонные вариации отношения $[O(^3P)]/[O_2]$ на 120 км показаны на рис.6. Там приведены эмпирические модели [7,25] основанные на данных ракетных масс-спектрометрических измерений, результаты, полученные из измерений на спутнике АЕ-С [23], и данные модели MSIS [17]. Видно, что как экспериментальные (абсолютные величины $[O(^3P)]/[O_2]$ в модели [7], по-видимому, следует увеличить в $\sim 2,5$ раза, так как они основаны в большинстве случаев на результатах, полученных с помощью неохлаждаемых масс-спектрометров), так и теоретические данные достаточно хорошо согласуются друг с другом. Использование модели МАКС спектра солнечного излучения приводит к лучшему согласию расчетов с результатами работы [25].

Таким образом, разработанная модель достаточно хорошо описывает наблюдаемые сезонные вариации атомного и молекулярного кислорода. Поскольку эффективный коэффициент турбулентной диффузии выбирался в [4,5] как раз на основании экспериментальных данных об этих составляющих, то полученное согласие иллюстриру-

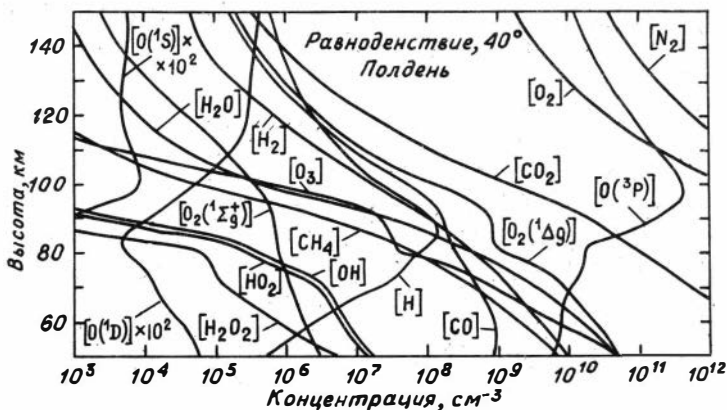


Рис.7. Распределение кислородных, водородных и углеродных составляющих

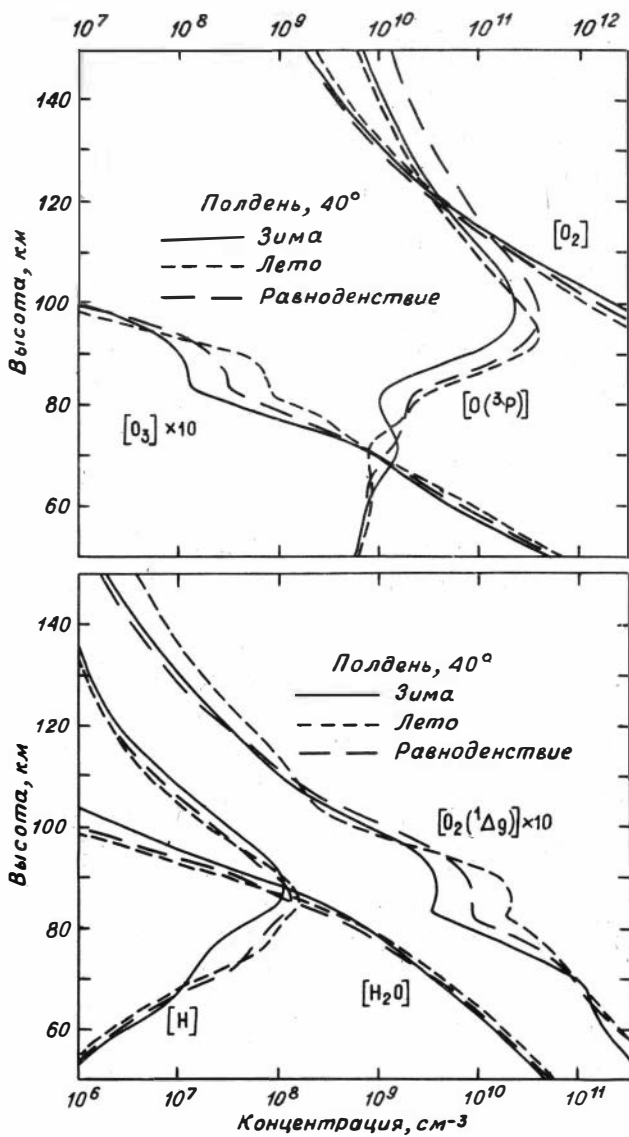


Рис.8. Сезонные вариации кислородных и водородных составляющих

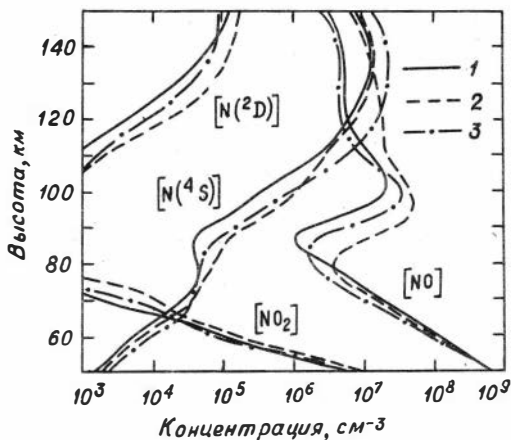


Рис.9. Сезонные вариации азотных составляющих. Усл.обозн. см. рис.8

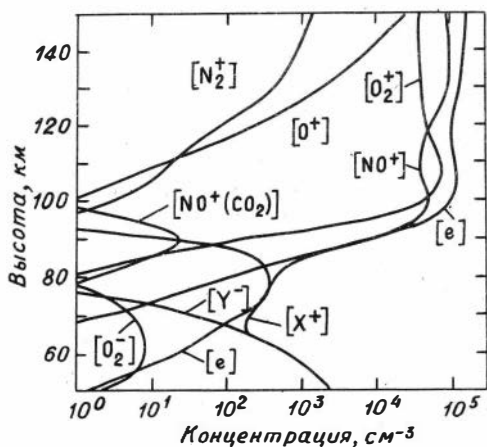


Рис.10. Распределение ионизованных составляющих

ет обоснованность выбора сезонных изменений K_T . Кроме того, совпадение расчетов с измерениями атомного и молекулярного кислорода позволяет надеяться, что и другие составляющие, измерения которых отсутствуют или имеют отрывочный характер, также достаточно хорошо описываются моделью.

На рис.7-10 приведены распределения всех составляющих модели, рассчитанные для равновесия, а также сезонные вариации некоторых компонент. Детальное сопоставление расчетов с экспериментальными данными будет проведено в последующих работах. Здесь мы отметим только, что в отличие от предыдущей работы [2] в настоящих расчетах отсутствуют очень большие сезонные вариации $[O(^3P)]$, $[O(^1S)]$ и

других составляющих в области мезопазы, явно противоречащие наблюдениям. Улучшение в основном обусловлено уточнением используемой эмпирической модели сезонных вариаций эффективного коэффициента турбулентной диффузии.

Литература

1. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
2. Гинзбург Э.И., Задорожный А.М. Модели нижней ионосферы. 270 с. (Рукопись деп. в ВИНТИ № I935-8I).
3. Задорожный А.М. Численная диффузионно-фотохимическая модель мезосферы и нижней термосферы. 36 с. (Рукопись деп. в ВИНТИ № 654-8I).
4. Задорожный А.М., Гинзбург Э.И. О сезонных вариациях коэффициента турбулентной диффузии в мезосфере и нижней термосфере. - Геоматнезизм и аэрономия, 1977, т.17, № 6, с. 1050-1056.
5. Задорожный А.М., Гинзбург Э.И. Численная модель сезонных вариаций состава мезосферы и нижней термосферы. - В кн.: У Всесоюзный семинар по моделированию ионосферы. Тезисы докл. Тбилиси, 1980. 60 с.
6. Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности. - Геоматнезизм и аэрономия, 1974, т.14, № 3, с. 393-398.
7. Колесник А.Г. Полугодовые вариации нейтрального состава основания термосферы Земли. - Геоматнезизм и аэрономия, 1975, т.15, № 2, с. 286-290.
8. Токтомышев С.Ж., Орозалиев М.Д. Прямые измерения концентрации атмосферного озона и атомов кислорода в верхних слоях атмосферы с помощью серебряных датчиков. - Космические исследования, 1980, т.18, № 5, с.807-809.
9. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. - М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960. 510 с.
10. Ackerman M. Ultraviolet solar radiation related to mesospheric processes. - In: Mesospheric Models and Related Experiments. Reidel, Dordrecht, Holland, 1971, p.149-159.
11. Colegrove F.D., Johnson F.S., Hanson W.B. Atmospheric composition in the lower thermosphere. - J. Geophys. Res., 1966, v.71, N 9, p.2227-2236.
12. COSPAR International Reference Atmosphere 1972 (CIRA-72) Berlin, Akademie-Verlag, 1972. 450 p.
13. Dickinson P.H.G., Bain W.C., Thomas L., e.a. The determination of the atomic oxygen concentration and associated parameters in the lower ionosphere. - Proc. Royl. Soc. London, 1980,

v.A369, N°1738, p.379-408.

14. Ehhalt D.H., Heidt L.E., Lueb R.H., Marteli E.A. Concentrations of CH_4 , CO , CO_2 , H_2 , H_2O and N_2O in the upper stratosphere.-*J.Atmos.Sci.*, 1975, v.32, N 1, p.163-169.

15. Frederick J.E., Hudson R.D. Predissociation of nitric oxide in the mesosphere and stratosphere.-*J.Atmos.Sci.*, 1979, v.36, N 4, p.737-745.

16. Good R.E., Golomb D. Atomic oxygen profiles in the lower thermosphere.-*Space Res.*, 1973, v.XIII, p.249-253.

17. Hedin A.E., Reber C.A., Newton G.P. e.a. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS 2.Composition.-*J.Geophys.Res.*, 1977, v.82, N 16, p.2148-2156.

18. Henderson W.R. Atomic oxygen profile measurements.- *J. Geophys.Res.*, 1974, v.79, N 25, p.3819-3826.

19. Heroux L., Swirbalus R.A. Full-disk solar fluxes between 1230 and 1940 Å.-*J.Geophys.Res.*, 1976, v.81, N 4, p.436-440.

20. Howlett L.C., Baker K.D., Megill L.R. e.a. Measurement of a structured profile of atomic oxygen in the mesosphere and lower thermosphere.-*J.Geophys.Res.*, 1980, v.85, N A3, p.1291-1296.

21. Kockarts G. Absorption and photodissociation in the Schuman-Runge bands of molecular oxygen in the terrestrial atmosphere.- *Planet.Space Sci.*, 1976, v.24, N 6, p.589-604.

22. Krankowsky D., Arnold F., Friedrich V.H., Offerman D. Neutral atmospheric composition measurements during the Western European Winter Anomaly Campaign 1975/76.-*J.Atmos.Terr.Phys.*, 1979, v.41, N 10/11, p.1085-1090.

23. Mayr H.G., Bauer P., Brinton H.C. e.a. Diurnal and seasonal variations in atomic and molecular oxygen inferred from Atmosphere Explorer-C.-*Geophys.Res.Lett.*, 1976, v.3, N 2, p.77-80.

24. Mount G.H., Rottman G.J., Timothy J.G. The solar spectral irradiance 1200-2550 Å at solar maximum.-*J.Geophys.Res.*, 1980, v.85, N A8, p.4271-4274.

25. Offermann D. Composition variations in the lower thermosphere.-*J.Geophys.Res.*, 1974, v.79, N 28, p.4281-4293.

26. Ogawa T., Shimazaki T. Diurnal variations of odd nitrogen and ionic densities in the mesosphere and lower thermosphere: Simultaneous solution of photochemical-diffusive equations.

J.Geophys.Res., 1975, v.80, N 28, p.3945-3960.

27. Perov S.P., Rakhmanov A.S. Atomic oxygen concentration measurements at altitudes of 75-95 km.-Space Res., 1975, v.XV, p.237-239.

28. Philbrick C.R., Faucher G., Bench P. Composition of the mid-latitude winter mesosphere and lower thermosphere.-Space Res., 1978, v.XVIII, p.139-142.

29. Philbrick C.R., Faucher G.A., Trzcinski E. Rocket measurements of mesospheric and lower thermospheric composition. - Space Res., 1973, v.XIII, p.255-260.

30. Philbrick C.R., Golomb D., Zimmerman S.P. e.a. The Alladdin II experiment: part II, composition.-Space Res., 1974, v. XIV, p.89-95.

31. Philbrick C.R., Narcisi R.S., Good R.E. e.a. The Alladdin experiment-part II, composition.-Space Res., 1973, v.XIII, p.441-448.

32. Samain D., Simon P.C. Solar flux determination in the spectral range 150-210 nm.-Aeron.acta, 1977, N A178. 15 p.

33. Scholz T.G., Offermann D. Measurement of neutral atmospheric composition at 85-115 km by mass spectrometer with cryo-ion source.-J.Geophys.Res., 1974, v.79, N 1, p.307-310.

34. Simon P.C. Irradiation solar flux measurements between 120 and 400 nm. Current position and future needs.-Planet. Space Sci., 1978, v.26, N 4, p.355-365.

35. Strobel D.F., Young T.R., Meier R.R. e.a. The nighttime ionosphere: E region and lower F region.-J.Geophys.Res., 1974, v.79, N 22, p.3171-3178.

36. Torr M.R., Torr D.G., Hinteregger H.E. Solar flux variability in the Schuman-Runge continuum as a function of solar cycle 21.-J.Geophys.Res., 1980, v.85, N A11, p.6063-6068.

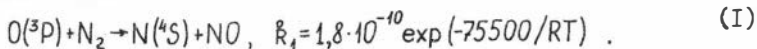
37. Trinks H., Offermann D., Von Zahn U., Steinhauer C. Neutral composition measurements between 90- and 220-km altitude by rocket-borne mass spectrometer.-J.Geophys.Res., 1978, v. 83, N A5, p.2169-2176.

38-39. Upper Atmospheric Programs Bulletin. Washington, 1979, N 79-2, p.2-7; N 79-4, p.9-10.

40. Zadorozhny A.M., Dyominov I.G., Perov S.P. Seasonal variations of water and odd nitrogen concentrations at stratopause altitudes.-J.Atmos.Terr.Phys., 1982, v.44, N 6, p.471-477.

О ВОЗМОЖНОМ ФОТОХИМИЧЕСКОМ ИСТОЧНИКЕ МАЛЫХ АЗОТНЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Из лабораторных измерений известно [6], что диссоциация молекулярного азота с образованием NO и N(⁴S) может происходить в реакции



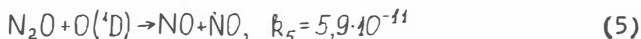
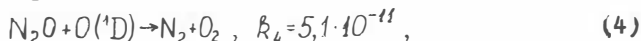
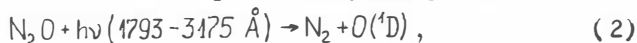
Однако, при обычных атмосферных температурах константа скорости этой реакции очень мала. В работе [26] для объяснения очень больших измеренных концентраций окиси азота в полярном сиянии было предположено, что источником NO может быть реакция (I), если в ней участвуют атомы кислорода, кинетическая энергия которых больше энергии активации данной реакции (3,19 эВ). Такие горячие атомы O_r(³P) могут быть продуктом диссоциации молекулярного кислорода высыпавшимися частицами.

Возможный вклад горячих атомов кислорода, образующихся при фотодиссоциации O₂ и O₃, в фотохимию стратосферы впервые обсуждался в [14], а их энергетический спектр рассчитывался в [18, 22]. Однако, полученное очень сильное увеличение констант скоростей реакций с участием O_r(³P), обусловленное отклонением от максвелловского распределения по скоростям, оказалось все-таки недостаточным, чтобы рассмотренные реакции (в частности, (I)) были существенными в стратосфере и мезосфере [22].

В [24] отмечается, что если в реакции (I) участвуют горячие атомы O_r(¹D), образующиеся при фотодиссоциации O₂ в континууме Шумана-Рунге, то данная реакция может обеспечить источник азотных составляющих в нижней термосфере более мощный, чем ионизационно-рекомбинационный цикл. Необходимая для этого кинетическая энергия O_r(¹D) должна быть меньше, по сравнению с O_r(³P), примерно на величину возбуждения O(¹D), т.е. равняться ~ 1,23 эВ. Численная оценка роли данного механизма в термосфере проведена в [1]. В [2,5,8] показано, что учет горячих атомов O_r(¹D), образующихся при фотодиссоциации O₂ излучением L₁, позволяет лучше согласовать теоретические и экспериментальные профили NO в мезосфере. В [4] впервые рассмотре-

но образование $O_G(^1D)$ при фотодиссоциации O_3 излучением короче $\sim 2120 \text{ \AA}$.

В настоящей работе исследуется возможная роль горячих атомов $O_G(^1D)$ в качестве источника малых азотных составляющих в средней атмосфере. Учитывается образование $O_G(^1D)$ как при фотодиссоциации молекулярного кислорода, так и озона. Для расчетов используется численная диффузионно-фотохимическая модель верхней стратосферы, мезосферы и нижней термосферы. Модель отличается от описанной в [3] диапазоном высот (30–130 км), а также учетом закиси азота N_2O и следующих реакций:

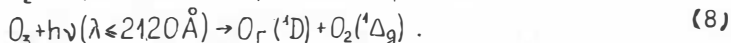
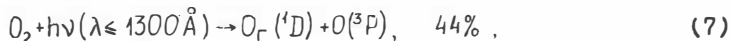


Реакция (5) считается в настоящее время основным фотохимическим источником малых азотных составляющих в стратосфере.

Далее под горячими атомами мы будем понимать такие атомы $O_G(^1D)$, кинетическая энергия которых больше значения $E_0 = 1,23$ эв. В этом случае энергетически возможна реакция



Основным источником таких горячих атомов в спокойной среднеширотной атмосфере является фотодиссоциация молекулярного кислорода и озона:



Квантовый выход $O_G(^1D)$ в реакции (7), равный 44 %, соответствует линии L_{λ} , в которой сосредоточена основная энергия солнечного ультрафиолетового излучения короче 1300 \AA . Достаточно хорошо установлено, что квантовый выход $O(^1D) + O_2(^1\Delta_g)$ при фотодиссоциации озона в полосе Хартли ($\sim 2000 - 3100 \text{ \AA}$) составляет не менее ~ 90 %. Поэтому будем полагать, что данные продукты образуются в (8) с единичной вероятностью. Граничные длины волн в (7) и (8) получены из энергетических соображений. Простые оценки показывают, что фотодиссоциация других молекул, а также диссоциативная рекомбинация ионов O_2^+ не могут обеспечить ис-

точник $O_r(^4D)$ в средней атмосфере, соизмеримый с реакциями (7) и (8).

Термализуются атомы $O_r(^4D)$ главным образом в упругих столкновениях с молекулярным азотом:



Константу скорости k_g этой реакции можно оценить следующим образом. Во-первых отметим, что образующиеся в реакции (7), в основном, под действием излучения L_{λ} атомы $O_r(^4D)$ имеют энергию $E = 1,57$ эв, а энергия основной доли атомов, образующихся в реакции (8), лишь незначительно превышает E_0 , поскольку поток солнечного излучения в рассматриваемом диапазоне резко уменьшается с уменьшением длины волны λ . Во-вторых, будем считать атомы и молекулы жесткими упругими сферами. Из последнего следует, что горячие атомы кислорода теряют в каждом столкновении с N_2 , в среднем, несколько больше половины своей кинетической энергии [14]. Поэтому не будет большой ошибкой считать, что уже после первого столкновения кинетическая энергия $O_r(^4D)$ становится меньше E_0 , т.е. гашение горячих атомов кислорода происходит в каждом столкновении. Тогда [7] $k_g = \bar{v} \cdot \sigma^*$, где \bar{v} - средняя относительная скорость сталкивающихся частиц, σ^* - газокинетическое поперечное сечение столкновений. При $E = 1,57$ эв и пренебрежении тепловой скоростью N_2 , $\bar{v} = 4,4 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Считая что $\sigma^* = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [22], получаем $k_g = 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$

Оценить константу скорости реакции (6) на основании теории элементарных процессов не представляется возможным. Поэтому будем считать, что эффективное сечение данной реакции равно $\gamma \sigma^*$, т.е. реакция (6) идет в каждом столкновении с некоторой вероятностью γ . В этом случае $k_6 = \gamma \cdot k_g$. Отметим, что в рассматриваемой реакции нарушается правило сохранения спина системы, следовательно, не следует ожидать большого значения γ . Ниже мы попытаемся оценить неопределенный коэффициент γ из сопоставления модельных расчетов с экспериментальными данными о составе средней атмосферы.

Дополнительный источник нечётного азота NO_x (совокупности всех малых азотных составляющих), обусловленный реакциями (6,8), при сделанных предположениях определяется выражением

$$P_{\text{доп}} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} (0,44 \cdot J_p \cdot [O_2] + J_g \cdot [O_3]), \quad (10)$$

где J_7 и J_8 - скорости фотодиссоциаций (7) и (8).

На рис. I приведены рассчитанные скорости образования нечетного азота в различных процессах. Выше ~90 км NO_x образуется в ионно-рекомбинационном цикле (реакции I4, I23, R61, R62, R66, R69, R71 в работе [3]). В стратосфере основным источником NO_x является реакция (5). Без учета (10) существенные фотохимические источники нечетного азота в мезосфере отсутствуют. Скорости образования NO_x $P_{доп}$, приведенные на рис. I, рассчитаны при различных γ . Видно, что даже при $\gamma = 10^{-4}$ источник NO_x обусловленный

реакцией (6), становится значительным в стратосфере и мезосфере. При этом на высотах больших ~65 км $O_r(^1D)$ образуется при фотодиссоциации O_2 (7), а ниже - озона (8). Профили $P_{доп}$ П-IУ рассчитаны при сделанном выше предположении, что реакция (6) идет с одинаковой вероятностью при всех значениях кинетической энергии горячих атомов, больших пороговой величины $E_0 = 1,23$ эВ. В процессе расчетов (см. ниже) появились соображения, что зависимость γ от E в действительности существует, причем вблизи E_0 γ значительно меньше, чем при $E = 1,57$ эВ. Для оценки такой зависимости были выполнены расчеты (кривая У) при предполо-

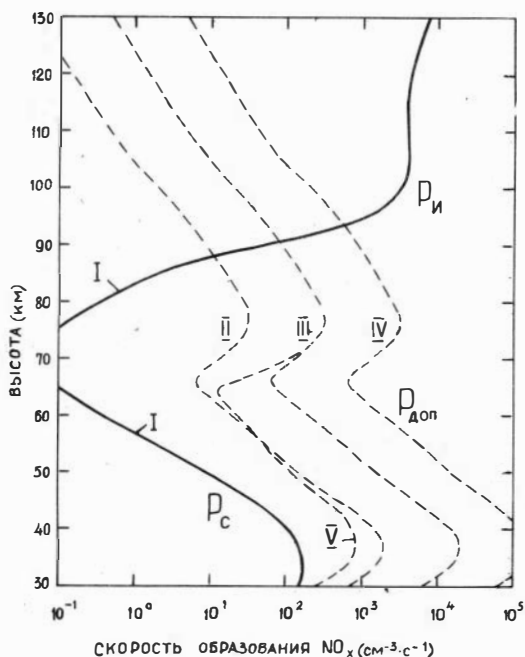


Рис. I. Скорости образования нечетного азота в различных процессах:

I - в ионизационно-рекомбинационном цикле ($P_{и}$) и в реакции (5) ($P_{с}$); П-У - в реакции (6). П - $P_{доп}$ рассчитан по формуле (10) при $\gamma = 10^{-4}$; III - $\gamma_0 = 10^{-3}$; IV - $\gamma = 10^{-2}$; V - $\gamma = 10^{-3}$ и $\lambda \leq 1950$ Å в (8). Расчеты выполнены для зенитного угла Солнца 40°

ложении, что χ отлична от нуля только при $E \geq 1,57$ эВ. При этом длина волны, начиная с которой образуются $O_r(^1D)$ с такой энергией, понижается в (8) до 1950 \AA .

Сравнение рассчитанных при различных χ профилей окиси азота с экспериментальными данными проводится на рис.2. Наиболее надежным в настоящее время следует считать профиль 2 [10], единственный полученный в невозмущенных равноденственных условиях на средних широтах. Профили 3 [20] и 4 [12] получены в зимний период. Поскольку одномерные модели недостаточно хорошо описывают зимние вариации состава мезосферы и нижней термосферы [3], то использование равноденственных измерений для наших целей представляется более обоснованным. Профили 5 [11] и 6 [23] обычно считают ошибочными, объяснить их на основе современных представлений о фотохимии азотных составляющих не удастся. В дальнейшем мы будем сопоставлять расчеты с экспериментальным профилем 2 [10].

Учет в модели горячих атомов $O_r(^1D)$ позволяет лучше согласовать расчеты с измеренным профилем 2 в мезосфере при $\chi = 10^{-3} - 10^{-4}$ (профили II и III) как по абсолютной величине, так и по высоте расположения мезосферного минимума концентрации окиси азота. В стратосфере расчеты не противоречат экспериментальным данным о распределении окиси азота при $\chi \leq 10^{-4}$. Кроме того, рассчитанное при $\chi = 10^{-4}$ содержание окиси азота на высотах 40-50 км хорошо согласуется с полученным из численного решения обратной задачи кинетики образования атмосферного озона (кривая I4) [25].

Некоторое несоответствие между стратосферной ($\chi \leq 10^{-4}$) и мезосферной ($\chi \approx 10^{-3} - 10^{-4}$) оценками может быть обусловлено либо несогласованностью экспериментальных данных, т.е. отсутствием измерений, выполненных одновременно одним методом во всей области высот, либо формированием на разных высотах различных энергетических спектров горячих атомов и зависимостью сечения реакции (6) от энергии $O_r(^1D)$. Зависимость спектра $O_r(^1D)$ от высоты в первую очередь обусловлена различием процессов, приводящих к образованию горячих атомов на различных высотах: выше ~ 65 км это реакция (7), а ниже - (8). Существенна, по-видимому, также деформация спектра солнечного излучения при проникновении в атмосферу.

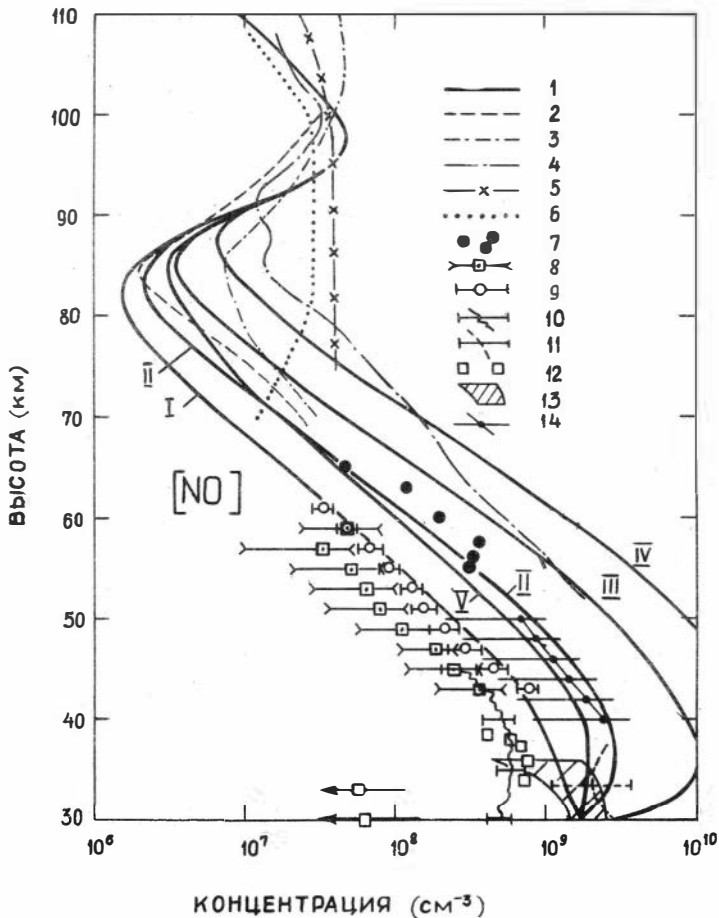


Рис.2. Сравнение рассчитанных и экспериментальных профилей NO :
 I - модель, равноденствие 40° с.ш., полдень (I - стандартная модель, $\gamma = 0$; II-V - с учетом $P_{\text{доп}}$ при γ , указанных на рис.1); 2-13 - экспериментальные данные [9-13, 15, 16, 19-21, 23]; 14 - из данных озонного зондирования [25]

Для иллюстрации возможного влияния зависимости сечения реакции (6) от энергии горячих атомов $O_{\Gamma}(^1D)$ на источник NO_x был рассчитан профиль V. Как уже отмечалось, в этом случае предполагается, что реакция (6) идет только при энергиях $O_{\Gamma}(^1D)$ больших 1,57 эВ. При этом вклад реакции (7) в образование $O_{\Gamma}(^1D)$ не изменяется, а реакция (8) сильно уменьшается, поскольку поток энергии солнечного излучения при уменьшении λ с 2120 Å до 1950 Å резко падает. Соответствующие изменения в профиле $P_{\text{доп-3}}$ показаны на рис. 1, а в профиле $[NO]$ – на рис.2 для $\gamma = 10^{-3}$ (кривые V). Видно, что в этом случае наблюдается хорошее согласие с экспериментом не только в мезосфере, но и в стратосфере.

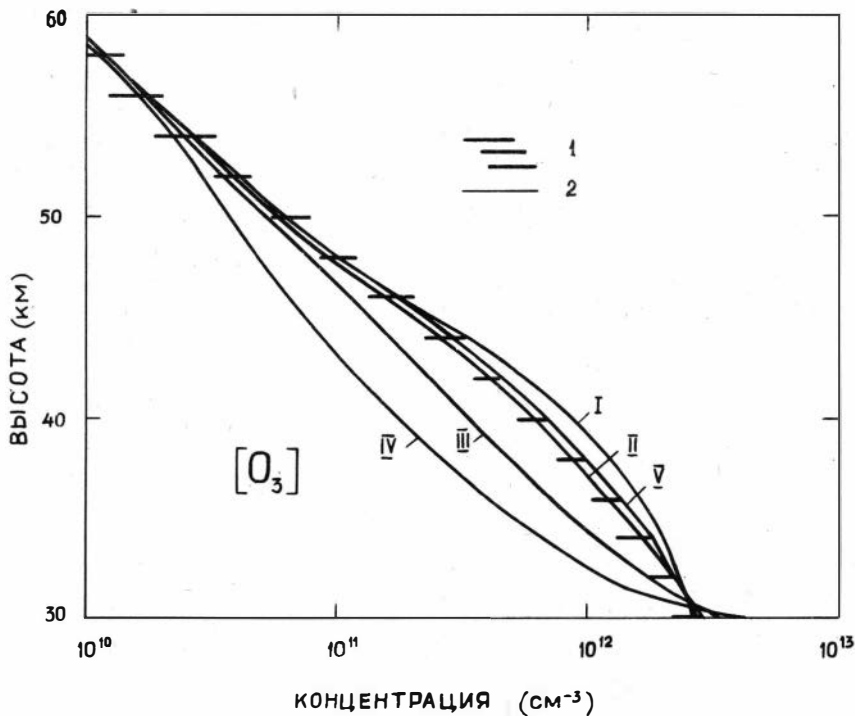


Рис.3. Сравнение рассчитанных профилей озона (2) с эмпирической моделью Крюгера-Минцнера [17] (I)
Обозначения теоретических профилей соответствуют рис.2

На рис.3 сравниваются рассчитанные профили озона с эмпирической моделью [17]. Видно, что наилучшее согласие наблюдается также при $\gamma = 10^{-4}$ и при $\gamma = 10^{-3}$ в случае $\lambda \leq 1950 \text{ \AA}$ в (8).

Таким образом, сравнение модельных расчетов с экспериментальными данными о распределении окиси азота в мезосфере требует величину квантового выхода NO и $\text{N}(^4\text{S})$ в процессе термализации $\text{O}_r(^1\text{D})$ молекулярным азотом $\gamma = 10^{-3} - 10^{-4}$. Полученная величина γ значительно меньше более ранних оценок [2,5,8], но находится в лучшем согласии с квантово-механическими представлениями о запрещенных элементарных процессах. При полных значениях γ мощность источника NO_x в стратосфере, обусловленного $\text{O}_r(^1\text{D})$, превышает известные до настоящего времени.

Литература

1. Белинская С.И. О возможном механизме образования малых азотных компонент. Иркутск, 1978. 8 с. Препринт СибИЗМИР СО АН СССР № 23-78.
2. Власов М.Н., Медведев В.В. О механизме образования N и NO в нижней термосфере и мезосфере. -Геомagnetизм и аэрономия, 1981, т.21, № 5, с.857-862.
3. Задорожный А.М. Диффузионно-фотохимическая модель распределения малых составляющих атмосферы на высотах нижней ионосферы. -См.настоящий сборник, с.67-88.
4. Задорожный А.М. О возможном фотохимическом источнике малых составляющих в верхней стратосфере и мезосфере. -В кн.: Доклад на Международном симпозиуме КАПГ по исследованию атмосферного озона. Тбилиси, 1981. 5 с.
5. Задорожный А.М., Гинзбург Э.И. Атомы $\text{O}(^1\text{D})$ и окись азота в нижней ионосфере. В кн.: Доклад на I Всесоюзном семинаре по физике метастабильных компонент в ионосфере. Калининград, 1981. 7 с.
6. Кондратьев В.Н. Константы скоростей газофазных реакций. М.: Наука, 1970. 351 с.
7. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Химические процессы в газах. М.: Наука, 1981. 262 с.
8. Медведев В.В., Латышев К.С., Власов М.Н. Влияние возбужденных компонент на ионосферу в E и D областях. В кн.: Доклад на I Всесоюзном семинаре по физике метастабильных компонент

в ионосфере. Калининград, 1981. 8 с.

9. Ackerman M. In situ measurements of middle atmosphere composition. - *Aeron. acta*, 1978, N A195. 23p.

10. Baker K.D., Nagy A.F., Olsen R.O. e.a. Measurement of the nitric oxide altitude distribution in the mid-latitude mesosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1977, v.82, N 22, p.3281-3286.

11. Barth C.A. Rocket measurement of nitric oxide in the upper atmosphere. - *Planet. Space. Sci.*, 1966, v.14, N 7, p.623-630.

12. Beran D., Bangert W. Trace constituents in the mesosphere and lower thermosphere during winter anomaly events. - *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1979, v.41, N 10/11, p.1091-1095.

13. Chaloner C.P., Drummond J.R., Houghton J.T. e.a. Stratospheric measurements of H_2O and the diurnal change of NO and NO_2 . - *Nature*, 1975, v.258, N 5537, p.696-697.

14. Cvetanović R.J. Excited state chemistry in the stratosphere. - *Can. J. Chem.*, 1974, v.52, N 8(pt.2), p.1452-1464.

15. Drummond J.W., Rosen J.M., Hofman D.J. Balloon-borne chemiluminescent measurement of NO to 45 km. - *Nature*, 1977, v.265, N 5592, p.319-320.

16. Horvath J.J., Mason C.J. Nitric oxide mixing ratios near the stratopause measured by a rocket-borne chemiluminescent detector. - *Geophys. Res. Lett.*, 1978, v.5, N 12, p.1023-1026.

17. Krueger A.J., Minzner R.A. A mid-latitude ozone model for the 1976 U.S. Standard Atmosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1976, v.81, N 24, p.4477-4481.

18. Logan J.A., McElroy M.B. Distribution functions for energetic oxygen atoms in the Earth's lower atmosphere. - *Planet. Space Sci.*, 1977, v.25, N 2, p.117-122.

19. Maier E.J., Aikin A.C., Ainsworth J.E. Stratospheric nitric oxide and ozone measurements using photoionization mass spectrometry and UV absorption. - *Geophys. Res. Lett.*, 1978, v. 5, N 1, p.37-40.

20. Meira L.G.Jr. Rocket measurements of upper atmospheric nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere. - *J. Geophys. Res.*, 1971, v.76, N 1, p.202-212.

21. Pontano B.A., Hale L.C. Measurements of an ionizable constituent of the low ionosphere using a lyman-alpha source and blunt probe. - *Space Res.*, 1970 v.X, p.208-218.

22. Shizgal B., Lindenfeld M.J. Energy distribution function of translationally hot $O(^3P)$ atoms in the atmosphere of Earth.- Planet.Space Sci., 1979, v.27, N 11, p.1321-1332.
23. Tisone G.C. Measurements of NO densities during sunrise at Kauai.-J.Geophys.Res., 1973, v.78, N 4, p.746-750.
24. Vlasov M.N. Metastable species and minor neutral constituents in the upper atmosphere.-Space Res., 1977, v.XVII, p.235-241.
25. Zadorozhny A.M., Dyominov I.G., Perov S.P. Seasonal variations of water and odd nitrogen concentrations at stratopause altitudes.-J.Atmos.Terr.Phys., 1982, v.44, N 6, p.471-477.
26. Zipf E.C., Borst W.L., Donahue T.M. A mass spectrometer observation of NO in an auroral arc.-J.Geophys.Res., 1970, v.75, N 31, p.6371-6376.

Э.И.Гинзбург, В.Т.Гуляев

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ОДНОМЕРНАЯ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ
МОДЕЛЬ F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

Введение. Моделирование ионосферной области предполагает рассмотрение незамкнутых ограниченных объемов среды - незамкнутых систем, состояние которых полностью описывается конечным числом термодинамических внутренних параметров системы: температур, давлений, плотностей разных сортов частиц, потоков, электрических полей и т.д. Внешними (управляющими) по отношению к данной модели являются все те параметры, от которых так или иначе зависит состояние рассматриваемой системы (потоки солнечного излучения на границе области, константы химических реакций, значения различного рода коэффициентов, граничные значения внутренних параметров и т.д.). Очевидно, что любая модель не в состоянии учесть не только все управляющие, но и все внутренние параметры.

Выбранная на основе физического моделирования совокупность управляющих и внутренних параметров взаимосвязана соответствующей системой дифференциальных уравнений, решение которой определяет модель, претендующую уже не на качественное, а на количественное описание с заданной степенью точности. Такая модель по необходимости является прогностической.

Модель можно считать полной при учете в ней всей совокупности существенных для данной прогностической модели факторов и внутренних параметров. Но даже полная модель нуждается, как правило, в коррекции из-за недостаточной точности экспериментального определения ряда её управляющих параметров. Коррекция не тождественна простой подгонке модели к имеющейся совокупности экспериментальных данных и должна носить не формальный, а физический характер. Под физической мы понимаем такую коррекцию, при которой не нарушается самосогласованность внутренних параметров системы, т.е. изменению могут подвергаться только те независимые управляющие параметры, физический смысл которых не изменяется при коррекции. Коррекция управляющих параметров не должна противоречить физическим особенностям их пространственно-временного поведения, носящего характер закономерности, и не должна выходить за рамки точности их экспериментального определения. В противном случае коррекция будет носить формальный характер, при этом, как правило, остаются неясными причины рассогласования модели и теряется перспектива её последующего улучшения.

Все созданные к настоящему времени модели ионосферы являются в той или иной степени полуэмпирическими. Наиболее полные модели, самосогласованно учитывающие взаимосвязь нейтральной и ионизированной компонент верхней атмосферы, описаны в работах [1,2]. Самое существенное ограничение в этих моделях связано с одномерным приближением, при котором невозможно учесть влияние процессов адвекции на распределение параметров нейтральной атмосферы. Тем не менее, результаты, полученные Штуббе, показали большие потенциальные возможности численного моделирования состояния ионосферы и позволили наметить пути возможного упрощения исходной системы уравнений (подробнее см. [3,4]).

Наиболее упрощенная модель ионосферы, различные варианты которой широко используются и в настоящее время, была предложена Намгаладзе и др. [5] в 1972 г. и получила дальнейшее развитие в работе [6]. В этих работах авторами рассматривается ряд вопросов физического моделирования. Другой цикл работ, объединенный в книге [7], посвящен конструированию прогностической модели области F_2 ионосферы. Однако, есть основание утверждать, что используемая при этом коррекция ряда параметров носит формальный характер.

Основные задачи настоящей работы: 1) построение одномерной полуэмпирической модели спокойной F_2 - области ионосферы средних широт; 2) сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными, выяснение причин наблюдаемых расхождений, выбор оптимальных значений управляющих параметров; 3) анализ модели для различных среднеширотных условий с целью оценки возможности использования полуэмпирической модели в прогностических схемах.

Описание модели. В исследованиях ионосферной плазмы, как правило, используется квазигидродинамическое приближение, наиболее жесткие критерии применимости которого сводятся к требованию малости чисел Маха и Кнудсена:

$$M_h^2 = (V/V_T)^2 \ll 1, \quad K_n = \ell/L \ll 1, \quad (I)$$

где V - характерное значение скорости потока частиц, V_T - их тепловая скорость, L - характерный пространственный масштаб рассматриваемых процессов, ℓ - длина свободного пробега частиц. Анализ этих соотношений показывает, что с известными оговорками квазигидродинамическое описание применимо в атмосфере Земли до высот ≤ 1000 км. Более того, в уравнениях движения для заряженных частиц можно пренебречь инерционными и вязкими силами при условии [3] :

$$R^2 \gg (V_{Ti}/V_{in})^2, \quad (2)$$

где R - характерный пространственный размер неоднородности, V_{Ti} - тепловая скорость ионов, V_{in} - частота соударений ионов с нейтральными частицами. Для ионосферного слоя F_2 $R \sim H$ (высота однородной атмосферы ионов), и условие (2) является менее жестким, чем условие (I). Соотношение (2) определяет границы применимости так называемого амбиполярного приближения.

Одно из наиболее распространенных упрощений при рассмотрении динамики нейтральной атмосферы связано с пренебрежением в уравнениях движения членами с горизонтальными градиентами скоростей V_n в силах вязкости. Единственным, но, возможно, решающим аргументом в пользу такого упрощения является относительная малость вертикальных характерных масштабов (которые обычно порядка H) по сравнению с горизонтальными: $H \ll L \sim 10^8$ см.

При спокойных условиях можно несколько расширить рамки одномерных моделей, заменяя долготную зависимость временной, что

эквивалентно рассмотрению стационарного относительно системы Солнце-Земля состояния ионосферы.

С учетом сделанных замечаний исходную систему уравнений одномерной квазистационарной модели можно записать в виде

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} (D_a \frac{\partial N_a}{\partial r} + P_a N_a) - L_a N_a + Q_a, \quad (3)$$

$$\hat{A} \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = \hat{\eta} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial r^2} - \hat{D} \vec{U} + \vec{F}, \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} \alpha N_a \left(\frac{\partial T_a}{\partial t} + V_{ar} \frac{\partial T_a}{\partial r} \right) = \sin^2 I \frac{\partial}{\partial r} K_a \frac{\partial T_a}{\partial r} + \alpha T_a \left(\frac{\partial N_a}{\partial t} + V_{ar} \frac{\partial N_a}{\partial r} \right) + Q_a^T - L_a^T. \quad (5)$$

Уравнения (3) представляют собой систему диффузионных уравнений для произвольного числа сортов ионов [8], где

$$D_a = \sin^2 I \alpha \left(T_a \frac{\hat{v}_{aa}^{-1}}{m_a} + T_e \frac{N_a}{N_e} \sum_b \frac{\hat{v}_{ab}^{-1}}{m_b} \right)$$

- коэффициент амбиполярной диффузии для ионов сорта "а";

$$P_a = \sin^2 I \left[\alpha \sum_b (T_b \frac{\hat{v}_{ab}^{-1}}{m_b N_b} + \frac{T_e}{N_e} \sum_c \frac{\hat{v}_{ac}^{-1}}{m_c}) \frac{\partial N_b}{\partial r} + \sum_b \hat{v}_{ab}^{-1} (g + \frac{\alpha}{m_b} \frac{\partial T_p}{\partial r}) \right] - \sin I \cos I V_{n\theta},$$

$P_a N_a$ - поток ионов сорта "а", обусловленный массовым переносом и эффектом увлечения; $T_p = T_e + T_a$, $v_a = v_{an} + \sum v_{ab}$,

$v_{aa} = 0$, матрица частот соударений $\hat{v}_{ab} = \delta_{ab} v_b - v_{ab}$; здесь использовано условие сильной замагниченности плазмы $\lambda_a = v_a / \omega_a \ll 1$.

Уравнения (4) описывают ветровую систему нейтральной атмосферы на термосферных высотах. Здесь

$$\vec{U} = (V_{n\theta}, V_{n\psi}), \hat{A}_{ij} = \alpha \delta_{ij}, \alpha = 1 + V_{n\psi} / \Omega r \sin \theta, \hat{\eta}_{ij} = \eta \delta_{ij}, \hat{D}_{ij} = d_{ij},$$

$$d_{11} = \sin^2 I \cdot R, d_{22} = R, d_{21} = -d_{12} = \Omega \cos \theta (1 + \alpha) - \sin I \cdot S, R = \sum R_a,$$

$$R_a = (\rho_a / \rho_n) v_{an} / (1 + \lambda_a^2), S = \sum R_a \lambda_a,$$

$$F_\theta = - \frac{\partial P_n}{\rho_n r \partial \theta} - \sin I \cdot \cos I (\rho_i g + \frac{\partial P_e}{\partial r} + \frac{\partial P_i}{\partial r}) / \rho_n, F_\psi = - \frac{\partial P_n}{\rho_n \Omega r \sin \theta \partial t},$$

Система уравнений (3-5) должна рассматриваться совместно с

той или иной моделью нейтральной атмосферы.

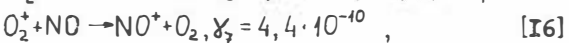
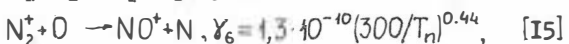
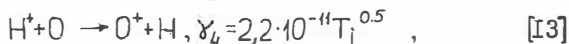
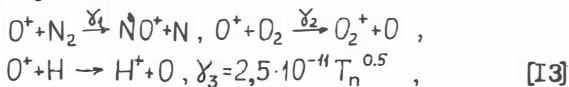
Анализируемая в настоящей работе модель ограничена диапазоном высот 120-1000 км и описывает сезонно-суточные вариации высотных распределений пяти ионов: O^+ , H^+ , N_2^+ , O_2^+ , NO^+

При ионизации нейтральных составляющих атмосферы образуются первичные ионы O^+ , O_2^+ , N_2^+ . Основным источником ионизации на средних широтах в освещенное время суток является ультрафиолетовое излучение Солнца. Для K -го сорта ионов функция ионообразования рассчитывается по выражению:

$$Q_k(z) = N_k(z) \sum_{\lambda} \sigma_{k\lambda}^i \Phi_{\infty\lambda} \exp \left\{ - \sum_m \sigma_{m\lambda}^p \int_z^{\infty} Ch(\chi, z) N_m dz \right\}. \quad (6)$$

При длине волны $\lambda \leq 250 \text{ \AA}$ сечения ионизации вычисляются по формуле $\sigma_{k\lambda}^i \rightarrow 387 \sigma_{k\lambda}^i / \lambda$. Интенсивность ультрафиолетового (УФ) излучения Солнца на верхней границе атмосферы $\Phi_{\infty\lambda}$ и её спектральное распределение в зависимости от солнечной активности приведены в работе [9]. Сечения поглощения $\sigma_{k\lambda}^p$ и ионизация $\sigma_{k\lambda}^i$ выбираются нами согласно результатам работы [10]. Функция Чэпмена $Ch(\chi, z)$ рассчитывается по выражениям, приведенным в работе [11].

В качестве источника ночной ионизации выбрано рассеянное излучение Солнца в линиях $\lambda_{H I} = 1027 \text{ \AA}$ (L_{β}), $\lambda_{H II} = 584 \text{ \AA}$ ($H_e I$) и $\lambda_{H II} = 304 \text{ \AA}$ ($H_e II$) из работы [12]. Учитываются следующие реакции:



$$\gamma_1 = \begin{cases} 1,533 \cdot 10^{-12} - 5,92 \cdot 10^{-13} R_T + 8,6 \cdot 10^{-14} R_T^2, & 1 \leq R_T \leq 5,67, \\ 2,73 \cdot 10^{-12} - 1,155 \cdot 10^{-12} R_T + 1,483 \cdot 10^{-13} R_T^2, & 5,67 < R_T < 20, \end{cases}$$

$$\gamma_2 = 2,82 \cdot 10^{-11} - 7,74 \cdot 10^{-12} R_T + 1,073 \cdot 10^{-12} R_T^2 - 5,17 \cdot 10^{-14} R_T^3 + 9,65 \cdot 10^{-16} R_T^4.$$

Константы χ_1, χ_2 приведены в работе [18];

$$R_T = T_{эф} / 300 ; \quad T_{эф} = (2T_i + T_n) / 3.$$

$$N_2^+ + e \rightarrow N^* + N, \quad \lambda_{N_2} = 3,5 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5} \quad [19]$$

$$O_2^+ + e \rightarrow O^* + O, \quad \lambda_{O_2} = 1,9 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5} \quad [19]$$

$$NO^+ + e \rightarrow N^* + O, \quad \lambda_{NO} = 2,3 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0,5} \quad [19]$$

Как показала практика расчетов, для молекулярных ионов можно не учитывать эффекты переноса. Частоты соударений между ионами задаются в виде

$$\nu_{O^+H^+} = 3,9 \cdot 10^{-2} [H^+] / T_i^{1,5}, \quad \nu_{H^+O^+} = 0,626 [O^+] / T_i^{1,5},$$

а между ионами и нейтральными частицами взяты из работы [20].

Тепловой режим ионосферной плазмы детально анализировался во многих работах [21, 22] и др. При записи уравнений баланса энергии для различных атмосферных компонентов наиболее важным является вопрос об аппроксимации функций источников. В модели принято, что $Q_e^T = \varepsilon_T(\chi_e, T_e) \sum q_k(z)$, где q_k определяется соотношением (6), $\varepsilon_T(\chi_e, T_e)$ — средняя энергия, передаваемая фотоэлектроном тепловым электронам, $\chi_e = N_e / \sum N_n$. Зависимость ε_T для разных χ_e и T_e приведена в [23]. Аппроксимация функций стока и коэффициента теплопроводности принята согласно работе [24].

При расчете ионной температуры принято, что она одинакова для всех сортов ионов, опущены члены с теплопроводностью и переносом. Поскольку ионы малоэффективны в процессах дезактивации возбужденных частиц, то основным источником нагрева для них являются упругие соударения с электронами; потери энергии обусловлены упругим столкновением ионов с нейтральными частицами.

Метод счета. Предварительные результаты. Выбор оптимального метода счета не представляет затруднений, если верхнюю границу интегрирования установить на высоте 500–600 км. Однако, в этом случае существенным является влияние верхних граничных условий на поведение максимума слоя F_2 , и в такой постановке задача имеет смысл только при аккуратном выборе параметров верхней границы.

Чтобы сделать модель менее критичной к выбору верхних граничных условий (ВГУ), следует эту границу поместить достаточно высоко, на уровне ≥ 1000 км (влияние ВГУ анализировалось в работе [25] и более детально в [26]). При этом становится первоочередной задачей выбора оптимального метода счета.

Выбор типа разностной схемы и метода ее решения особенно сказывается на поведении концентрации иона H^+ и зачастую приводит к возникновению паразитных колебаний и даже выходу концентраций ионов в отрицательную область значений. Это и понятно, так как ион водорода является примесным везде за исключением области высот вблизи верхней границы и при $h \geq 500$ км на его высотное распределение сильное влияние оказывает эффект увлечения [25].

Результаты пробных расчетов позволили в качестве оптимального метода счета выбрать метод немонотонной прогонки [27] при решении уравнений диффузии для атомарных ионов и уравнения теплового баланса для электронной температуры. Система уравнений движения (8) решается методом матричной прогонки. Для учета нелинейных членов и согласования решений используются итерационные циклы.

На нижней границе условия для всех параметров ставятся из системы исходных уравнений, в которых полностью пренебрегается эффектами переноса (диффузией, теплопроводностью, вязкостью). Постановка ВГУ, с точки зрения физической обусловленности задачи, зависит от точности определения параметров на верхней границе. В настоящее время на высотах ~ 1000 км наибольшей достоверностью обладает информация о вариациях электронной концентрации, ионного состава и электронной температуры: для этих параметров мы ставим ВГУ первого рода. При расчете ветровых компонентов верхним граничным условием является равенство нулю вертикальных градиентов скорости ветра.

Оставшиеся уравнения являются обыкновенными дифференциальными, и их численное решение не вызывает затруднений. На предварительном этапе в качестве верхних граничных условий для ионного состава выбрано

$$[O^+] = 0,7 N_e \text{ в } 14 \text{ часов, } N_e = 1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, [O^+] = 0,1 N_e \text{ в } 2 \text{ часа, } N_e = 3,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3},$$

з промежуточные часы концентрации изменяются по синусоидальному закону. Модель высотно-временных вариаций электронной температуры построена на основе данных по некогерентному рассеянию радиоволн на станции Миллстоун-Хилл. Из этих же данных выбран ряд контрольных дат, используемых для сравнения с модельными расчетами. Расчеты проводились с моделью нейтральной атмосферы Коккартта [28].

Из сопоставления экспериментальных и модельных результатов (при $\vec{U} = 0$) можно сделать следующие выводы:

1. Дневные вариации параметра $f_0 F_2$ модель описывает с ошибкой $\approx 10-15\%$. Имеются отдельные выбросы ("аномальные" дни), когда ошибка возрастает до $25-30\%$. Вероятность появления "аномальных" дней равна $\sim 0,2$. Чтобы проверить частоту таких дней, исходный массив контрольных дат был увеличен путем случайного выбора данных по Новосибирской ионосферной станции. Дополнительные расчеты не изменили сделанного вывода.

2. Поскольку сезонное появление "аномальных" дней случайно, то следует ожидать, что модель правильно передает особенности сезонной аномалии области F_2 . Дополнительный просчет 30 вариантов показал, что в полном соответствии с морфологическими особенностями сезонной аномалии, модель показывает усиление эффекта при переходе от низких к средним широтам. Разность средних полуденных значений $f_0 F_2$ в зимний и летний сезоны составляет в период высокой активности ($F = 180$) $\sim 4-6$ МГц, что хорошо согласуется с наблюдениями; в период низкой солнечной активности $\Delta f_0 F_2 \sim 1$ МГц, что несколько ниже наблюдаемой.

3. В полдень модель для уровня средней и высокой солнечной активности дает систематически завышенные значения $f_0 F_2$.

4. Описанный выше эффект сезонной аномалии, полностью обусловлен сезонной вариацией отношения $[O]/[N_2]$, зависимость $f_0 F_2$ от этого отношения на уровне 200-км носит почти линейный характер.

5. Наблюдается хорошее качественное совпадение с экспериментом особенностей зависимости усредненных по сезонам и солнечной активности величин $\log [O^+]$ и $[O^+]/N_e$ от элитного угла χ .

6. Дневные вариации параметра $h_m F_2$ модель описывает с ошибкой $5-10\%$. Имеются отдельные выбросы $\approx 20\%$.

7. Для периода ночных и восходно-заходных часов модель качественно правильно отражает особенности вариаций параметров $f_0 F_2$ и $h_m F_2$, однако, в количественном отношении положение явно неудовлетворительно.

Учет ветров практически не изменяет дневных характеристик слоя F_2 и ночных значений $f_0 F_2$. Согласие с ночными значениями $h_m F_2$ не только не улучшилось, но в ряде случаев стало значительно хуже. Возникает естественный вопрос о возможности улучшения модели за счет корректировки значений управляющих параметров.

Корректировка управляющих параметров. Пространственно-временные вариации состава ионизованных частиц верхней ионосферы зависят от ряда факторов, которые можно разбить на две группы — на группу факторов непосредственного влияния на профили $N_e(z,t)$ и на группу опосредованного влияния. К первой группе следует отнести: скорость ионизации, рекомбинацию, диффузию, ветры, дрейфы, верхние граничные условия; ко второй группе — температуры заряженных частиц $T_{e,i}$ и нейтральные модели.

Проще всего оценить влияние тех или иных факторов на $N_e(z,t)$ по идеализированным моделям области F_2 , допускающим аналитические решения [29,30].

Для уравнения непрерывности (3) в стационарном случае в окрестности максимума слоя возможна оценка вида

$$(q/\beta^* N_c - 1) = \frac{D}{\beta^* H^2} (1 + H^2/L_T^2), \quad (7)$$

где $\beta^* = \beta + U_x/L_x$ — эффективный коэффициент рекомбинации, L_x и L_T — характерные вертикальные пространственные масштабы изменения соответственно меридиональной составляющей ветра U_x (положительное направление на юг) и температуры $T_{e,i}$, D — коэффициент амбиполярной диффузии.

Если пренебречь эффектами переноса, то

$$N_e = q/\beta^* \quad (8)$$

В дневное время $q/\beta^* \sim [O]/(\gamma_1[N_2] + \gamma_2[O_2])$, и N_e неограниченно растет с высотой. В ночное время в качестве источника выступает поток ионов через верхнюю границу области. Соответствующий ему источник q имеет, как правило, существенно меньшую шкалу высот, чем дневной источник, поэтому N_e (8) ночью может и не расти с высотой.

Основные особенности формирования ионосферного слоя диффузионным процессом слабо зависят от вида источника [30]. Соотношение (7) определяет характерный для данной задачи высотный уровень z_H , на котором время диффузии τ_D и время рекомбинации τ_p равны друг другу: $\tau_D(z_H) = \tau_p(z_H)$, или $D/\beta^* H^2 = 1$. Уровень z_H можно принять за начало отсчета высоты. При включении диффузионного процесса в какой-то момент времени t_0 возникает направленный вниз диффузионный поток

$$P_0 = -D \left(\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{N}{H_i} \right),$$

экспоненциально быстро растущий с высотой. В силу этого в момент времени $t \geq t_0$ на уровне $z \gg z_H$ возникает ионосферный слой ($\text{div } P_0 > 0$), быстро опускающийся вниз. В максимуме этого слоя $N_e = q_v / (1 + \lambda) \beta^*$, где λ - положительная величина.

Для установившегося слоя в его максимуме

$$D / \lambda \beta^* H^2 \Big|_{z_m} = 1, \quad (9)$$

$$N_{em} = q_m / (1 + \lambda) \beta_m^*$$

Соотношения (9) носят качественный характер и не могут быть использованы для точных расчетов: величина λ , выбранная по первому из них, лишь приблизительно удовлетворяет второму и наоборот. Сильная зависимость λ от пространственных масштабов высотного изменения q_v, β, D приводит в аналитических моделях к изменению z_m на величину $\sim H$ [30]. Тем не менее для построения полупирических моделей параметров $f_o F_2, h_m F_2$ выражения (9) могут служить хорошей основой.

Величина λ фактически определяет эффективность "сдува", т.е. уменьшения величины максимума слоя диффузионным потоком по сравнению с его фотохимическим значением (8). Чем меньше градиенты N_e (8), тем больше λ .

Зависимость дневных вариаций $N_m F_2$ и $h_m F_2$ от параметров среды определяется соотношениями

$$\Delta z = C_0 T \ln \left[C_1 \frac{\gamma_1 [N_2] + \gamma_2 [O_2]}{T_e + T} T^2 \right]_{z_H}, \quad (10)$$

$$N_{em} = C_2 q_0(t) [O] / (\gamma_1 [N_2] + \gamma_2 [O_2]) \Big|_{z_m}, \quad (11)$$

где C_0, C_1, C_2 - постоянные коэффициенты.

Зависимость Δz от нейтральной температуры выражена силь-

но, а от состава и электронной температуры - слабо. Параметр N_{em} наиболее зависим от вариаций нейтрального состава. В дневное время, как правило, $|u_x/L_x| \ll \beta$, и влиянием ветра на дневные вариации ΔZ и N_{em} можно пренебречь.

При переходе к вечерним часам $q_o(t)$ резко падает, происходит смена формы источника, L растет, и высота слоя увеличивается. В вечерне-ночные часы $u_x/L_x > \beta$, и значение Z_m в это время в основном определяется ветром:

$$\Delta Z \approx C_0 T_e \ln \left(C_1 \frac{u_x/L_x T^2}{T_e + T} \right) \Big|_{Z_m} \quad (12)$$

Для оценки ночных N_{em} можно использовать прежнее выражение (II), но для этого необходимо знать источник $q_o(t)$.

Оценим влияние верхних граничных условий. На верхней границе наиболее неопределенными и, вероятно, наиболее сильно изменчивыми параметрами являются относительный ионный состав и температура T_e . Даже при сильных изменениях этих параметров (фактор 2-5) их влияние на суточные вариации ΔZ и на дневные вариации N_{em} мало, что обусловлено быстрым затуханием указанных граничных возмущений с уменьшением высоты и слабой зависимостью ΔZ и N_{em} от этих параметров. Влияние этих факторов на ночные вариации N_{em} значительно, поскольку ими в существенной мере определяется ночной источник ионизации.

Значения N_e на верхней границе задаются соответствующим потоком заряженных частиц (электронным потоком). Величина этого потока тем больше, чем больше в нем относительное содержание тяжелых ионов. С другой стороны, увеличение электронной температуры на верхней границе увеличивает здесь электронное давление, которое уменьшает величину ионного (электронного) потока. Необходимо также принять во внимание, что временные градиенты N_e, T_e обеспечивают соответствующие временные градиенты потока $\partial E / \partial t$, которые являются своеобразным дополнительным источником поддержания ночной ионизации [31].

Все вышесказанное позволяет выбрать следующую методику коррекции полуэмпирической модели:

I) просчитывается достаточно представительный массив контрольных дат с использованием разных моделей нейтральной атмосферы. Выбирается та модель, которая наиболее корректно описывает суточные вариации $h_m F_2$ и дневные вариации $f_o F_2$;

2) путем корректировки граничных значений T_e , относительного ионного состава и N_e добиваемся удовлетворительного совпадения ночных модельных вариаций f_oF_2 с экспериментальными;

3) проверяем построенную таким образом модель по дополнительному массиву контрольных дат.

В качестве подлежащих коррекции управляющих параметров выбираются: модели нейтральной атмосферы; суточные вариации N_e на 1000 км; суточные вариации ионного состава на верхней границе; суточные вариации температуры на верхней границе; поток УФ-излучения Солнца.

Модельные испытания. В зависимости от выбора модели нейтральной атмосферы получаем различные варианты полуэмпирических моделей, для которых введем соответствующие обозначения: К-модель и М-модель - полуэмпирические модели, использующие соответственно модели нейтральной атмосферы [28] и [32,33].

Серия пробных расчетов показала, что в качестве первого приближения можно для всех вариантов полуэмпирической модели взять одни и те же граничные условия:

1. Относительное содержание ионов O^+ и H^+ на верхней границе определяется соотношением

$$[H^+] = \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \frac{[H]}{[O]} [O^+] . \quad (13)$$

Такое соотношение автоматически учитывает зависимость относительного содержания ионов от солнечной активности и сезона через модель нейтральной атмосферы и неплохо согласуется с экспериментальными данными, суммированными в [34].

2. Выбраны три типа суточного хода N_e на уровне 1000 км, соответствующие усредненным суточным вариациям N_e (в летний сезон) [35] для трех периодов солнечной активности (низкая, средняя, высокая) (см. рис.1). На данном этапе исследу-

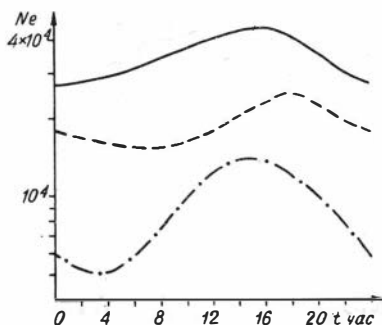


Рис.1. Значения электронной концентрации на высоте 1000 км для: — — — низкого, - - - среднего, — высокого уровней солнечной активности

довании полумпирической модели мы посчитали нецелесообразным производить дифференциацию значений N_e на уровне 1000 км в зависимости от времени года, потока УФ-излучения и индекса геомагнитной активности.

3. В качестве верхнего граничного условия для уравнения теплопроводности выбрана суточная вариация T_e на уровне 1000 км. Путем обработки экспериментальных данных некогерентного рассеяния на станции Милстоун-Хилл были построены суточные вариации T_e для трех периодов солнечной активности и трех сезонов (см. рис. 2).

Заметим, что средние значения N_e (1000) и T_e (1000) брались только для дневного времени суток, а в ночной период (заход - ночь - восход) выбирались минимально возможные для данных гелиогеофизических условий значения T_e и максимально возможные значения N_e , тем самым, фактически, в качестве верхних граничных условий в ночной период рассматривались экстремальные значения плазменных потоков.

4. Неоднократно отмечалось, что в дневной период суток верхние граничные условия слабо влияют на параметры $h_m F_2$ и $f_o F_2$, поэтому дневную коррекцию $f_o F_2$ можно осуществить только изменением потока Φ_∞ УФ-излучения на верхней границе.

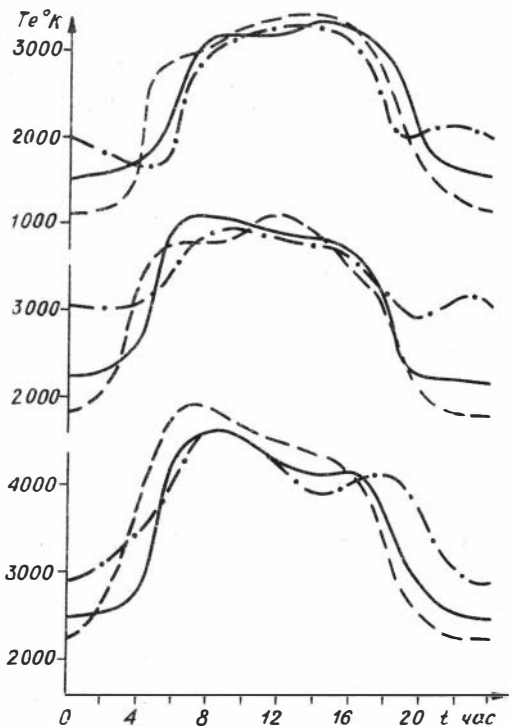


Рис. 2. Значения T_e на высоте 1000 км для а) - низкого, б) - среднего, в) - высокого уровней солнечной активности: — равноденствие, - - - лето, - · - · - зима

Выбраны следующие значения потоков: для периода низкой солнечной активности - $1,2 \Phi_{\infty}$ для К-модели; $0,75 \Phi_{\infty}$ для М-модели; для периодов средней и высокой активности - $0,75$ для К и М моделей.

Здесь Φ_{∞} - значения потоков УФ-излучения из [9]. Хорошо известно, что за последнее десятилетие величина Φ_{∞} подвергалась неоднократному пересмотру, изменяясь на фактор, превышающий двойку. Поэтому, можно считать, что точность экспериментального определения Φ_{∞} и теоретическая экстраполяция этих значений на другие уровни солнечной активности не превышает 20-25% и коррекция потока УФ-излучения в этих пределах вполне оправдана. Более того, можно считать, что эта коррекция затрагивает только участок спектра 150-800 Å, наиболее существенный для области F_2 и не оказывает влияния на ионизацию нижележащих слоев, для которых существенен диапазон УФ-излучения 800-1026 Å.

Результаты расчетов суточных вариаций параметров $h_m F_2$, $f_o F_2$ и $T_e(300)$ для 15-ти контрольных дат и сравнение с соответствующими экспериментальными данными при отмеченной выше коррекции верхних граничных условий и потока УФ-излучения представлены в табл. I, в которой приняты следующие обозначения.

Сутки разбиваются на периоды: день (дн ~ 7-18 ч), заход (эх ~ 18-21 ч), ночь (нч ~ 21-4 ч) и восход (вх ~ 4-7 ч). Введем обозначения особенностей суточного хода некоторого ионосферного параметра X : ФЗ - фазовая задержка, ФО - фазовое опережение, ММ - и МЭ - соответственно модельный и экспериментальный "нырок" значения X , ВМ - и ВЭ - "всплеск" значения X , АСХ - аномальный суточный ход экспериментального значения X . Фазовые характеристики определяются относительно суточного хода потока УФ - излучения.

В таблице приведены максимальные ошибки расчетов значения параметров X для контрольной даты в соответствующий период суток для каждого варианта полуэмпирической модели. В каждой графе верхняя строка относится к дневному периоду, вторая - к ночному, который детализируется в третьей строке, если ΔX превышает 30%. В последнем случае (т.е. когда $\Delta X > 30\%$) для соответствующего периода суток приводятся значения среднеквадратичной ошибки σ , если она меньше 30%. Если в соответствующий сезон и период солнечной активности модель можно улучшить отказом

Таблица I

Максимальные значения модельных ошибок

Дата	$\Delta f_0, \%$		$\Delta h_m, \%$		$\Delta T_e, \%$	
	К	М	К	М	К	М
1	2	3	4	5	6	7
7.5.65	-2 -25	9 -15	7 12	2 10	17 -9	-17 -23
14.4.65	+3 -34 фв вх,26	2 -26	10 18	10 13	17 -15	-16 -23
18.8.65	10 43 нч, <30	10 65 нч, <30	14 27	10 21	20 -28	-9 -30
13.1.65	13 -18	11 -18	7 12	+3 12	34 30 -31 вв нч, <30	25 -37 вв нч, <30
23.4.69	29 -38 АСХ	30 -45 АСХ	-18 17	-13 17	-26 -9	-30 45 вв нч
23.9.69	6 -31 фв вх, 21	28 -28 фв	-13 17	-11 17	-11 10	-30 70 фв вх, 19
9.7.69	37 < 30 -36 нм н.ч, 14	30 < 30 -35 нм нч, 12	-10 13	-10 14	412 -25	-8 -25
15.8.67	12 + 25	23 +12	13 15	20 23	-17 -29	-25 -29
5.2.69	11 -22, вх	9 + 14	+10 24	6 +10	-18 +30	+7 -30
13.2.68	20 17	11 50 вв нч, 30	8 36 вв нч, 20	+6 17	-20 140 вв нч	+7 40 вв вх, 23

Окончание таблицы I

1	2	3	4	5	6	7
23.3.70	16	14	-5	3	-27	-27
	50 нэ вх, 23	50 нэ вх, 29	26	15	6	6
14.4.70	7	12	-7	+6	40	50
	-23	-23	25	26	АСХ	АСХ
					100	100
					АСХ	АСХ
5.6.69	18	3	-8	+5	-26	-20
	20	+10	11	18	+15	+15
18.5.70	17	14	-3	5	-33	-20
	-14	-25	13	19	30	
					-35 фэ вх, 30	17
17.2.70	8	10	10	10	-23	-23
	-28	-31 фэ вх, 17	23	-6	-17	-17

от принятых экстремальных верхних граничных условий, то величине \bar{b} приписывается значение ($< 30\%$).

Как уже отмечалось, детальная оценка точности той или иной модели возможна лишь на основе сравнения модельных расчетов с достаточно представительным массивом экспериментальных данных.

Это, в частности, необходимо и для разделения массива ошибок на систематические и случайные, и для определения критерия АСХ. При этом в любом случае многопараметрические системы типа рассматриваемой будут давать с большой степенью вероятности большие выбросы и эффекты АСХ, и единственно приемлемым критерием точности модели будет величина \bar{b} - среднеквадратичная погрешность за соответствующий период суток.

Рассматриваемый нами массив контрольных дат малопредставителен и оценка точности модели на его основе носит предварительный характер. По этой же причине мы не стали улучшать коррекцию верхних граничных условий даже в том случае, когда это очевидно.

Проанализируем представленные в табл. I данные более подробно. Сравнение расчетов по К и М моделям с результатами УК моде-

ли для периода низкой солнечной активности показывает, что экстремальные верхние граничные условия для этого периода являются излишне жесткими. Так, для летнего сезона (18.8.65) можно существенно поднять значения T_e (1000) в период заход-восход, что сильно уменьшит критические частоты слоя и поднимет значения T_e (300) в этот период. Для зимнего сезона (13.1.65) нужно несколько увеличить относительное содержание O^+ на верхней границе с одновременным увеличением T_e (1000) ночью - эта коррекция уменьшит дневные значения T_e (300) и увеличит ночные, практически не изменив их значений f_oF_2 .

В период средней солнечной активности поток УФ - излучения на верхней границе явно завышен. Его уменьшение на 10-15% существенно уменьшит различие между модельными и экспериментальными дневными значениями параметров f_oF_2 и T_e (300).

Среди 15-ти контрольных дат мы имеем две с явно аномальным суточным ходом параметров f_oF_2 (23.4.69) и T_e (300) (14.4.70), что следует из сравнения этих данных с их средними экспериментальными значениями за соответствующие периоды. Лишь в одном варианте (К-модель, 13.2.68) модельные ночные значения T_e (300) аномально завышены. Причину этого модельного эффекта еще необходимо установить.

Таким образом, как показывают предварительные оценки, К - и/или М - модели описывают суточные вариации параметров F_2 слоя ионосферы с точностью $\sim 20-30\%$.

Анализ проведенных модельных испытаний позволяет сделать ряд замечаний, относящихся к рассматриваемым вариантам полупирической модели. Наиболее существенные различия между результатами модельных расчетов и экспериментальными данными обусловлены недостатками стандартных моделей нейтральной атмосферы и не могут быть устранены коррекцией верхних граничных условий и изменением потока Φ_∞ :

1. Модели в дневное время суток дают систематически заниженные значения T_e (за исключением периода пониженной солнечной активности). В сочетании со значением потока $\sim 75 \Phi_\infty$ это означает, что соответствующие модели нейтральной атмосферы дают в этот период суток завышенные на 20-25% значения [O].

2. В ночные и восходно-заходные часы модели приводят к систематически завышенным значениям параметра h_mF_2 , причем.

в полном соответствии с оценками п.5, ВГУ слабо влияет на поведение $h_m F_2$ в ночной период; значение $h_m F_2$ в этот период полностью определяется особенностями модели нейтральной атмосферы, что, вероятнее всего, связано с завышенным меридиональным градиентом давления и/или с излишне резким временным спадом [0] в заходный период.

Систематический характер ошибок, привносимый в полуэмпирическую модель моделями нейтральной атмосферы, позволяет сделать вывод, что в настоящее время ни одна из них не может быть признана удовлетворительной.

Помимо систематических погрешностей полуэмпирической модели, которые принципиально устранимы, обнаруживаются случайные выбросы, аномальные суточные вариации и фазовые сдвиги в пространственно-временном поведении того или иного ионосферного параметра, что свидетельствует о влиянии факторов, не учтенных нейтральной моделью. К таковым можно отнести, например, возмущение нижних граничных условий и/или 27-дневные вариации плотности.

Недостатки моделей нейтральной атмосферы не могут быть скомпенсированы в ионосферных моделях физической коррекцией. Поэтому точность рассматриваемых моделей может быть улучшена только с увеличением количества и качества информации об управляющих параметрах и уточнением моделей нейтральной атмосферы. В настоящее время является оправданным, а в ряде случаев и более эффективным, построение ионосферных моделей, использующих формальную коррекцию. В качестве примера формальной коррекции приведем полуэмпирическую модель Полякова и др. [36], в которой теоретический профиль $N_e(z)$ корректируется с помощью экспериментальных данных для $f_o F_2$ и приведенной высоты $h_p F_2$. Для того, чтобы исправить в соответствии с этими данными теоретический профиль N_e , независимо варьируются значения ветра и другие параметры модели. При таких вариациях трудно установить причины исходного рассогласования модели и наметить пути ее целенаправленного улучшения. Так, например, при выбранной модели нейтральной атмосферы нельзя произвольным образом изменять какие-либо ее характеристики без согласованного изменения других.

Другим примером формальной коррекции служит модель Михайлова и др. [37-39]. Как ранее отмечалось, пространственно-вре-

менные вариации ионизации описываются уравнением вида

$$\frac{\partial N_e}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial N_e}{\partial z} + p N_e \right) + Q - L N_e \quad (14)$$

В модели из потока плазмы выделяется слагаемое $-\omega (\partial N_e / \partial z)$, которое фигурирует также в верхнем граничном условии

$$\partial N_e / \partial z + (A - \omega / D) N_e |_{600} = \Phi / D, \quad (15)$$

где Φ - поток на верхней границе,

$$A = 1/H + 1/T \cdot \frac{\partial T_e}{\partial z}, \quad T = T_e + T_i.$$

Коррекции подвергается величина ω . До коррекции эта величина имеет ясный физический смысл - это скорость вертикального дрейфа плазмы, обусловленного в основном термосферными ветрами, т.е. выбранной моделью нейтральной атмосферы. При включении процедуры коррекции величина ω теряет свой смысл, хотя бы потому, что её реальные вариации, связанные с изменением нейтральной атмосферы, автоматически приводят к изменению других параметров (D , L , p и т.д.), что в данном случае исключается.

В работе [37] утверждается: "в том случае, когда подбором ω обеспечиваем истинное значение $h_m F_2$, мы получаем и наблюдаемое значение $n_m F_2$, что говорит о правильности выбранной системы процессов и входных параметров". Но это говорит лишь о том, что с помощью функции $\omega(z)$ (подчеркнем - не константы, а именно функции) можно подобрать два параметра $h_m F_2$ и $n_m F_2$. Действительно, ниже, скажем, 550 км $\omega(z)$ можно подобрать так, чтобы получить необходимое значение $h_m F_2$, а выше так, чтобы получить необходимый поток плазмы, и следовательно, $n_m F_2$. Затем эту функцию можно плавно сшить на уровне 550 км и получается искомая скорректированная функция $\omega(z)$.

Нетрудно объяснить и другие результаты рассматриваемой модели. Так, ниже 600 км, как правило, происходит смена знака плазменного потока, т.е. $|D \frac{\partial N_e}{\partial z}| = |p N_e|$. Поэтому можно, не совершая большой ошибки, всю вариацию потока при коррекции отнести к ω . При этом экспериментальные и теоретические значения ω должны быть близки друг другу, что и обнаружено в [37]. Однако, если всю вариацию потока приписать величине ω на больших высотах, где $|D \frac{\partial N_e}{\partial z}| \gg \omega N_e$ (800-900 км), то эквивалентные значения меридионального ветра становятся нереально большими ($> 10^5$ см/с), что лишний раз подчеркивает условность по-

нения w как вертикального дрейфа при коррекции. В [37] отмечается слабая зависимость результатов от значения потока плазмы Φ на верхней границе. Это утверждение нельзя признать верным, поскольку в процессе коррекции значение потока на верхней границе изменяется и становится равен не Φ , а $\Phi + w N_e$. При $w \sim 30$ м/с и $N_e \sim 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ величина $w N_e \sim 4.5 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$. Ясно, что в данном случае изменение Φ от 0 до $2 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$ изменяет результат на 50–60%, что и отмечается в работе [37]. Это лишний раз подчеркивает, что коррекция w в верхних граничных условиях эквивалентна изменению не ветра, а плазменного потока.

Величину $w(z)$ можно рассматривать как полученную с помощью некоторой фиктивной системы нейтральных ветров

$$w = U_x \sin I \cos I. \quad (16)$$

Более того, можно найти такую нейтральную модель, которая дает функции $U_x(z)$, близкие к (16) [39]. Однако, эта процедура ничего не проясняет в физической сущности проделанной коррекции.

Таким образом, построенная величина $w(z)$ несет информацию не только о корректировке параметров, зависящих от модели нейтральной атмосферы, но и о вариациях верхних граничных условий. В общем случае разделить эту информацию по виду функции $w(z)$ не представляется возможным, что и свидетельствует о формальном характере коррекции рассматриваемой модели.

Заключение

Построенная одномерная нестационарная полуэмпирическая модель средне-широтной F_2 области ионосферы качественно верно описывает все основные особенности пространственно-временного поведения параметров этой области в магнитоспокойных условиях. В количественном отношении путем коррекции верхних граничных условий и значения потока УФ-излучения на верхней границе можно, используя модели нейтральной атмосферы, типа модели Коккарта и MSIS, получить описание рассматриваемой области с погрешностью 20–30%.

Уменьшить погрешность модели можно путем тщательного проведения коррекции верхних граничных условий и построения глобальных карт параметров T_e и N_e на верхней границе в зависимости от уровня солнечной активности, сезона и времени суток. Прежде чем переходить к такой коррекции необходимо изучить в рамках полуэмпирической модели влияние ряда факторов: вертикаль-

ной скорости нейтрального ветра, электрического поля и адвекции, что эквивалентно построению трехмерной полуэмпирической модели.

Можно и нужно, конечно, развивать и более сложные адекватные модели верхней ионосферы, использующие теоретические модели нейтральной атмосферы или, например, интегрирование вдоль силовых линий магнитного поля. Однако, возможности полуэмпирических моделей не исчерпаны, и до тех пор, пока не будет доказана их принципиальная непригодность для описания состояния рассматриваемой системы с заданной (или возможной к настоящему времени) точностью, неоправдан отказ от основного достоинства этих моделей - их простоты.

Литература

1. Stubbe P. Simultaneous solution of time dependent coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of a neutral gas, and electron gas, and four component ion gas. - *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1970, v.32, N 5, p.865-903.
2. Колесник А.Г., Чернышев В.И. Нестационарная самосогласованная модель среднеширотной ионосферы в интервале высот 120-500 км. - *Геомagnetизм и аэрономия*, 1981, т.21, № 2, с.245-249.
3. Гинзбург Э.И., Ким В.Ф. Динамические модели ионосферы. - В кн: *Вопросы исследования нижней ионосферы и geomagnetизма*. Новосибирск, 1974, с. 125-220.
4. Фаткуллин М.Ф. Физика ионосферы. М. 1982. 224 с. (Итоги науки и техники. Геомagnetизм и высокие слои атмосферы. Т.6).
5. Намгаладзе А.А., Латышев К.С., Никитин М.А. Динамическая модель невозмущенной ионосферы. I. - М.: Препринт №7, 1972, ИЗМИР АН СССР. 16 с.
6. Namgaladze A.A., Latishev K.S., Korenkov Yu.N., Zakharov L.P. Dynamical model of the midlatitude ionosphere for a height range from 100 to 1000 km. - *Acta Geophys. Pol.*, 1977, v.25, N 3, p.173-182.
7. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. - Л.: Гидрометеоздат, 1980. 190 с.
8. Гинзбург Э.И., Ким В.Ф. Уравнения диффузии ионных компонент плоскостной плазмы (ионосферы). - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1971, т.14, № 10, с.1477-1483.

9. Чернышев В.И. Циклические вариации ультрафиолетового излучения Солнца. - Геомагнетизм и аэрономия, 1978, т.18, №5, с. 798-803.

10. Stolarski R.S., Johnson N.P. Photoionization and photoabsorption cross sections for ionospheric calculations.-J.Atmos. Terr.Phys., 1972, v.34, N 10, p.1691-1701.

11. Smith F.L., Smith C. Numerical evaluation of Chapman's grazing incidence integral $ch(X,x)$.-J.Geophys.Res., 1972, v.77, N 19, p.3592-3597.

12. Strobel D.F., Young T.R., Meier R.R., e.a. The nighttime ionosphere: E region and lower F-region.- J.Geophys.Res., 1974, v.79, N 22, p.3171-3178.

13. Raitt W.J., Schunk R.W., Banks P.W. A comparison of the temperature and density structure in high and low speed thermal proton flows.-Planet.and Space Sci., 1975, v.23, N 7, p.1103-1117.

14. Johnson R., Broun H.L., Biondi M.A. Ion-molecule reactions involving N_2^+ , N^+ , O_2^+ and O^+ ions from 300°K to 1 ev.- J. Chem. Phys., 1970, v.52, N 10, p.5080-5084.

15. McFarland M., Albritton D.L., Fehsenfeld F.C. e.a. Energy dependence and branching ratio of the $N_2^+ + O$ reaction.- J. Geophys. Res., 1974, v.79, N 19, p.2925-2926.

16. Lindinger W., Albritton D.L., Fehsenfeld F.C., Ferguson E. Laboratory measurements of the ionospheric $O_2^+(X^2\Pi_g)$ and $O_2^+(a^4\Pi_u)$ reaction with NO.-J.Geophys.Res., 1975, v.80, N 25, p.3725.

17. Ferguson E.E. Rate constants of thermal energy binary ion-molecule reactions of aeronomic interest.-Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1973, v.12, N 2, p.159-179.

18. Torr D.G., Torr M.R. Review of rate coefficients of ionic reactions determined from measurements made by the atmosphere explorer satellites.-Rev.Geophys.and Space Phys., 1978, v.16, N 3, p.327-340.

19. Mul P.M., McGowan J.W. Merged electron-ion beam experiments III. Temperature dependence of dissociative recombination for atmospheric ions NO^+ , O_2^+ and N_2^+ .-J.Phys. B:Atom.Molec.Phys., 1979, v.12, N 9, p.1591-1601.

20. Stubbe P. Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases.-J.Atmos.Terr.Phys., 1968, v.30, N 11-12, p.1965-1985.

21. Колесник А.Г., Чернышев В.И. Скорость нагревания ионосферной плазмы солнечным излучением. I. Нагревание фотоэлектронами. - Геомagnetизм и аэрoнoмия, 1978, т.18, № 1, с.24-32.
22. Чернышев В.И., Колесник А.Г., Власов М.Н. Скорость нагревания ионосферной плазмы солнечным излучением. II. Нагревание излучением в континууме Шумана-Рунге и за счет химических реакций. - Геомagnetизм и аэрoнoмия, 1978, т.18, № 2, с.243-250.
23. Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. - М.: Наука, 1978. 214 с.
24. Schunk R.W., Nagy A.F. Electron temperatures in the F region of the ionosphere: theory and observations.-Rev. Geophys. and Space Phys., 1978, v.16, N 3, p.355-399.
25. Гинзбург Э.И., Ким В.Ф. Высотное распределение ионов H^+ и O^+ в F-области ионосферы с учетом эффекта увлечения (численный пример). - Геомagnetизм и аэрoнoмия, 1974, т.14, с.441-444.
26. Намгаладзе А.А., Латышев К.С. Влияние верхних граничных условий на моделируемые ионосферные параметры. - М.: Препринт № 3(118), ИЗМИР АН СССР, 1975. 22 с.
27. Самарский А.А., Николаев В.С. Методы решения сеточных уравнений. - М.: Наука, 1978. 592 с.
28. Barlier F., Berger C., Falin J.L. e.a. A Thermospheric model based on satellite drag data.- Ann.Geophys., 1978, v.34, N 1 p.9-24.
29. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера. М.: Наука, 1969. 456 с.
30. Гинзбург Э.И., Ким В.Ф. Аналитическая модель диффузионных процессов в верхней атмосфере. - Геомagnetизм и аэрoнoмия, 1974, т.17, № 12, с.1775-1787.
31. Гинзбург Э.И., Ким В.Ф. Нестационарная аналитическая модель F₂-области ионосферы и динамические факторы. - В кн.: Вопросы исследования нижней ионосферы и геомagnetизма. Новосибирск, ИГиГ СО АН СССР, 1974, с.98-111.
32. Hedin A.E., Salah J.E., Evans J.V. e.a. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data. MSIS.I. N₂ Density and temperature.- J.Geophys.Res., 1977, v.82, N 16, p.2139-2147.
33. Hedin A.E., Reber C.A., Newton G.P. e.a. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scat-

ter data. MSIS.II. Composition.- J.Geophys.Res., 1977, v.82, N 16, p.2148-2156.

34. Деминов М.Г., Ситников Ю.С., Фаткуллин М.Н. Эмпирические модели ионного состава приземной плазмы на средних широтах. - В кн.: Физика и моделирование ионосферы. М.: Наука, 1975. 339с.

35. Легенька А.Д. Эмпирические модели высотно-суточных вариаций электронной концентрации в среднеширотной внешней ионосфере в летний сезон. - В кн.: Ионосферные модели. М.: Наука, 1975. 179 с.

36. Поляков В.М., Суходольская В.Е., Ивельская М.К., ШапрANOVA Г.В. Полуэмпирическая модель ионосферы. Низкая и средняя солнечная активность. М.: Межведомственный геофизический комитет при президиуме АН СССР, 1978. 112 с.

37. Михайлов А.В., Островский Г.И. Расчет ночной магнитоспокойной F_2 -области ионосферы средних широт. - Геомагнетизм и аэрoномия, 1978, т.18, №2, с.224-228.

38. Михайлов А.В. Проверка адекватности схемы расчета околополуденной среднеширотной F_2 -области ионосферы реальной ситуации. - Геомагнетизм и аэрoномия, 1978, т.18, № 6, с.1028 - 1032.

39. Михайлов А.В., Серебряков Б.Е. Расчет суточных вариаций параметров максимума среднеширотной магнитоспокойной F_2 -области ионосферы. - Геомагнетизм и аэрoномия, 1979, т.19, № 6, с.1001-1007.

В.Т.Гуляев, Л.В.Жалковская

РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОСФЕРНЫХ ВЕТРОВ

Введение. Термосфера как область верхней атмосферы характеризуется сложной взаимообусловленностью происходящих в ней процессов, сильно выраженными пространственно-временными вариациями ее параметров. В последние годы приложено много усилий для построения моделей верхней атмосферы. Собрано большое количество экспериментальных данных, на основе которых построены феноменологические глобальные модели нейтральной атмосферы [1-3] и

распределения электронной концентрации [4,5]. Появилось несколько подходов в разработке численных моделей динамики нейтральной термосферы [6-8], намечены пути к созданию самосогласованных по нейтральным и ионизированным компонентам моделей верхней ионосферы [9]. В частности, показано, что построение адекватных численных моделей термосферы требует глобального учета ее динамики.

Важным аспектом при решении этой проблемы является создание глобальной модели термосферных ветров. До сих пор, несмотря на значительное число работ, посвященных расчету ветровых систем, нет достаточно обоснованного метода их расчета. Как правило, используются те или иные упрощения, основанные на априорных оценках различных членов в уравнениях движения, которые не всегда правомерны.

В данной работе на основе результатов численных расчетов анализируется полная система уравнений, необходимая для расчета ветровых полей, обосновывается ее упрощение, приводится метод решения. При расчетах использована модель нейтральной атмосферы [2], распределение электронной концентрации задавалось моделью [4].

Исходная система уравнений. При заданной модели нейтральной атмосферы во вращающейся системе координат исходная система имеет вид

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g} - 2[\vec{\Omega} \vec{V}] + \vec{F}_{\text{mi}} + \vec{F}_{\text{B}}. \quad (1)$$

Здесь \vec{F}_{mi} , \vec{F}_{B} - соответственно силы магнитоионного торможения и вязкости:

$$\vec{F}_{\text{B}} = \eta \nabla^2 \vec{V} + (\xi + 2/3) \nabla \text{div} \vec{V}, \quad \vec{F}_{\text{mi}} = \sum_i \frac{\rho_i}{\rho} \nu_{\text{in}} (\vec{V}_i - \vec{V}), \quad (2)$$

где η , ξ - кинематические коэффициенты вязкости, ρ_i , \vec{V}_i - плотность и вектор скорости ионов i -го сорта, ν_{in} - частота упругих соударений ионов с нейтральными частицами.

В квазистатическом приближении

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho g, \quad (3)$$

и система (1) определяет горизонтальные составляющие скорости. В этом случае вертикальная составляющая скорости находится из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = 0. \quad (4)$$

Запишем уравнения (I), (4) в сферической системе координат

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_{\theta}}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_{\theta}}{\partial r} + V_{\theta} \frac{\partial V_{\theta}}{r \partial \theta} + \frac{V_{\varphi}}{r \sin \theta} \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \varphi} + \frac{V_r V_{\theta}}{r} - \frac{\text{ctg} \theta}{r} V_{\varphi}^2 + \sin^2 \theta R V_{\theta} - \\ & - (2\Omega \cos \theta - \sin I S) V_{\varphi} = \eta \left(\frac{\partial^2 V_{\theta}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V_{\theta}}{\partial r} \right) + \frac{7\eta}{3r^2} \left(\frac{\partial^2 V_{\theta}}{\partial \theta^2} + \text{ctg} \theta \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \theta} - \right. \\ & \left. \frac{V_{\theta}}{\sin^2 \theta} \right) + \frac{\eta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V_{\theta}}{\partial \varphi^2} + \frac{4\eta}{3r \sin \theta} \frac{\partial^2 V_{\varphi}}{\partial \theta \partial \varphi} - \frac{10}{3} \eta \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \varphi} + \\ & + \frac{4}{3} \frac{\eta}{r} \frac{\partial^2 V_r}{\partial r \partial \theta} + \frac{14}{3} \frac{\eta}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{\partial P}{pr \partial \theta} + R V_{E\theta}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r} + V_{\theta} \frac{\partial V_{\varphi}}{r \partial \theta} + \frac{V_{\varphi}}{r \sin \theta} \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{V_r V_{\varphi}}{r} + \frac{\text{ctg} \theta}{r} V_{\varphi} V_{\theta} + (2\Omega \cos \theta - \sin I S) \times \\ & \times V_{\theta} + R V_{\varphi} = \eta \left(\frac{\partial^2 V_{\varphi}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r} \right) + \frac{\eta}{r^2} \left(\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \theta^2} + \text{ctg} \theta \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \theta} - \frac{V_{\varphi}}{\sin^2 \theta} \right) + \frac{7}{3} \frac{\eta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V_{\varphi}}{\partial \varphi^2} + \\ & + \frac{4}{3} \frac{\eta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 V_{\theta}}{\partial \theta \partial \varphi} + \frac{10}{3} \eta \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \varphi} + \frac{4}{3} \frac{\eta}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 V_r}{\partial r \partial \varphi} + \\ & + \frac{14}{3} \frac{\eta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial P}{pr \sin \theta \partial \varphi} + R V_{E\varphi}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} g \frac{\partial P V_2}{\partial r} = \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial t} + \left(\text{ctg} \theta V_{\theta} + \frac{\partial V_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial V_{\varphi}}{\sin \theta \partial \varphi} \right) \frac{\partial P}{r \partial r} + \frac{V_{\theta}}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \theta} + \\ + \frac{V_{\varphi}}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \varphi}. \end{aligned} \quad (7)$$

Мы приняли $\xi = \eta$; $R = \sum R_i$; $R_i = \frac{\rho_i}{\rho} \frac{v_{in}}{1 + \alpha_i^2}$, $\alpha_i = v_{in} / \omega_i$, где ω_i - гирочастота, $S = \sum R_i \alpha_i$, I - магнитное наклонение; $V_{E\theta}$, $V_{E\varphi}$ - проекции скорости электромагнитного дрейфа. При записи уравнения (7) использовали соотношение (3).

При совмещении геофизического и магнитного полюсов ($\text{tg} I = 2 \text{ctg} \theta$) и в магнитоспокойных условиях ветровые поля являются стационарными в системе Солнце-Земля, что позволяет совместить в уравнениях местное время и долготу:

$$\partial / \partial \varphi = \partial / \Omega \partial t \quad (8)$$

Систему уравнений (5) - (7) необходимо дополнить начальными и граничными условиями. Ищется решение, периодическое по времени. На нижней границе (высота 120 км) в уравнениях (5,6) пренебрегается членами с молекулярной вязкостью. На верхней границе

(высота 600 км) верхние граничные условия (ВГУ) для горизонта - лых скоростей задаются в виде $\partial \vec{V} / \partial r = 0$, что следует из усло - вия ограниченности скоростей при $r \rightarrow \infty$. Для вертикальной ско - рости граничное условие ставится наверху и задается соотношени - ем

$$\text{gr } V_r = \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{r} (\text{ctg } \theta V_\theta + \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\varphi}{\sin \theta \partial \varphi}) + \frac{V_\theta \partial P}{r \partial \theta} + \frac{V_\varphi \partial P}{r \sin \theta \partial \varphi}, \quad (9)$$

которое следует из (?), ВГУ для V_θ , V_φ и ограниченности V_r с ростом высоты.

На полюсах и в их окрестности скорости должны быть непре - рывны и однозначны. В принципе, этих условий достаточно для ре - шения поставленной задачи. Однако при ее численной реализации, когда решение ищется в классе сеточных функций, возникают некото - рые трудности при конечно-разностной аппроксимации уравнений в окрестности полюсов. Это связано с тем, что значения компо - нент вектора скорости в соседних узлах сеточной области опреде - ляются в разных локальных базисах и, вследствие этого, ошибки, связанные с недостаточно полной компенсацией сингулярных членов в уравнениях, могут быть большими. Мы используем следующую про - цедуру нахождения решения в окрестности полюсов (подробнее см. в [10]).

Приполюсная область. В окрестности полюса вектор скорости в декартовых координатах, неподвижных относительно системы Сол - нце-Земля, можно разложить на составляющие: вертикальную V_z и горизонтальную \vec{V}_r , вектор \vec{V}_r постоянен. Все поля разлагают - ся в ряд по сферическим гармоникам. Во вращающейся системе коор - динат имеем составляющие $V_x = \text{Re}(U)$, $V_y = \text{Im}(U)$, $U = V_r \exp[i(\varphi - \varphi_0)]$. В сферической системе координат компоненты вектора скорости для определенности на северном полюсе с точностью до второй гармо - ники имеют вид:

$$\begin{aligned} V_\theta &= \theta V_0 + V_{11} \cos \varphi + V_{12} \sin \varphi + \theta (V_{21} \cos 2\varphi + V_{22} \sin 2\varphi), \\ V_\varphi &= \theta U_0 + V_{12} \cos \varphi - V_{11} \sin \varphi + \theta (V_{22} \cos 2\varphi - V_{21} \sin 2\varphi), \\ V_r &= \omega_0 + \theta (\omega_{11} \cos \varphi + \omega_{12} \sin \varphi) + \theta^2 (\omega_{21} \cos 2\varphi + \omega_{22} \sin 2\varphi), \end{aligned} \quad (10)$$

при гармониках удержаны первые значащие члены. Таким образом, на самом полюсе в горизонтальных составляющих скорости отлич - на от нуля первая гармоника, в вертикальной - нулевая.

Подставляя разложения (10) в систему (5-7), приравнявая коэффициенты при соответствующих гармониках и совершая в полученных соотношениях предельный переход, для векторов $\vec{U} \{V_0, U_0, V_{11}, V_{12}, V_{21}, V_{22}\}$ и $\vec{W} \{w_0, w_{11}, w_{12}, w_{21}, w_{22}\}$ получаем замкнутую систему нелинейных уравнений вида:

$$\hat{A} \frac{d^2 \vec{U}}{dr^2} + \hat{B} \frac{d \vec{U}}{dr} - \hat{D} \vec{U} + \vec{F} = 0, \quad (11)$$

$$g \frac{d}{dr} \hat{C} \vec{W} - \left(\frac{d}{dr} \hat{E} \right) \vec{U} / r - \frac{d}{dr} \vec{F} = 0. \quad (12)$$

Отличные от нуля элементы матриц: $A_{11} = \dots = A_{66} = \eta_0$,
 $A_{13} = A_{24} = A_{53} = A_{64} = \eta_{11} / 2$, $A_{14} = A_{63} = -A_{23} = -A_{54} = \eta_{12} / 2$;
 $B_{11} = \dots = B_{66} = 2\eta_0 / r - w_0$, $B_{13} = B_{24} = B_{53} = B_{64} = \eta_{11} / r - w_{11} / 2$,
 $B_{14} = B_{63} = -B_{23} = -B_{54} = \eta_{12} / r - w_{12} / 2$; $D_{11} = D_{22} = D_{55} = D_{66} = R_0 + (V_0 + w_0) / r$,
 $D_{33} = D_{44} = (V_0 - V_{21}) / 2r$, $D_{44} = D_{11} - (V_0 + V_{21}) / 2r$, $D_{21} = -D_{12} = 2\Omega + U_0 / r$,
 $D_{43} = -D_{34} = (D_{21} + V_{22} / r) / 2$, $D_{12} = D_{24} = D_{53} = D_{64} = (R_{11} + w_{11} / r) / 2$;
 $D_{14} = D_{63} = -D_{23} = -D_{54} = (R_{12} + w_{12} / r) / 2$, $D_{15} = D_{51} = V_{21} / r$,
 $D_{16} = D_{61} = V_{22} / r$, $D_{31} = D_{42} = D_{35} = D_{46} = V_{11} / 2r$,
 $D_{36} = D_{41} = -D_{32} = -D_{45} = V_{12} / 2r$; $C_{11} = \dots = C_{55} = \rho_{00}$, $C_{21} = \rho_{11}$, $C_{31} = \rho_{12}$,
 $C_{41} = \rho_{21}$, $C_{51} = \rho_{22}$, $C_{42} = C_{53} = \rho_{11} / 2$, $C_{52} = -C_{43} = \rho_{12} / 2$; $E_{11} = 2\rho_{00}$,
 $E_{13} = E_{25} = E_{36} = -E_{32} = \rho_{11}$, $E_{14} = E_{22} = E_{26} = -E_{35} = \rho_{12}$, $E_{21} = 3\rho_{11}$, $E_{31} = 3\rho_{12}$,
 $E_{24} = E_{33} = E_{42} = 2\rho_{22}$, $E_{41} = 4\rho_{21}$, $E_{51} = 4\rho_{22}$, $E_{23} = 2(\rho_{01} + \rho_{21})$,
 $E_{34} = 2(\rho_{01} - \rho_{21})$, $E_{45} = E_{56} = 2\rho_{01}$.

Нулевая гармоника плотности и давления представлена в виде

$$\Gamma_0 = \Gamma_{00} + \Theta^2 \Gamma_{01},$$

$$F_1 = \left(\frac{1}{r\rho\theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_0 + \frac{R_{11}}{2} V_E + \frac{2}{3r} \left(\eta_{11} \frac{dw_{11}}{dr} + \eta_{12} \frac{dw_{12}}{dr} \right),$$

$$F_2 = \left(\frac{1}{r\rho\theta^2} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_0 - \frac{R_{12}}{2} V_E + \frac{2}{3r} \left(\eta_{12} \frac{dw_{12}}{dr} - \eta_{11} \frac{dw_{11}}{dr} \right),$$

$$F_3 = \left(\frac{1}{r\rho} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_{11} + R_0 V_E + \frac{4}{3} \frac{\eta_0}{r} \frac{dw_{11}}{dr},$$

$$F_4 = - \left(\frac{1}{r\rho\theta} \frac{\partial P}{\partial y} \right)_{21} + \frac{4}{3r} \eta_0 \frac{dw_{12}}{dr},$$

$$F_5 = - \left(\frac{1}{r\rho\theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_{21} + \frac{R_{11}}{2} V_E + \frac{2}{3r} \left(4\eta_0 \frac{dw_{21}}{dr} + \eta_{21} \frac{dw_{11}}{dr} - \eta_{12} \frac{dw_{12}}{dr} \right),$$

$$F_6 = - \left(\frac{1}{r\rho\theta^2} \frac{\partial P}{\partial y} \right)_{21} + \frac{R_{12}}{2} V_E + \frac{2}{3r} \left(4\eta_0 \frac{dw_{22}}{dr} + \eta_{11} \frac{dw_{12}}{dr} - \eta_{12} \frac{dw_{11}}{dr} \right),$$

$$\vec{F}_r = \{ 0, \Omega p_{12}, -\Omega p_{11}, 2\Omega p_{22}, -2\Omega p_{21} \}$$

Важно отметить, что в уравнениях (II) отсутствуют члены с "горизонтальной" вязкостью, поскольку при разложении горизонтальных компонент вектора скорости с точностью до θ эти члены взаимно компенсируются.

Уравнения (II), (I2) решаются последовательно; для учета нелинейных членов и согласования решений по \vec{V} и \vec{w} используются итерации. Результаты проведенных расчетов близки к полученным в [10]. Здесь отметим следующее: влияние членов с \vec{w} в векторе сил $\vec{F} = \{F_1, \dots, F_6\}$ на значения скорости не превышает 1%, влияние нелинейных членов мало, не больше 5%. Рассчитанные скорости являются граничными условиями для уравнений (5,6) на полюсах.

Метод решения, предварительные результаты. Наиболее эффективным методом решения многомерных уравнений является метод расщепления [11]. В этом случае, учитывая соотношение (8), уравнения (5,6) можно переписать

$$\hat{A} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \hat{B}_{rr} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial r^2} + \hat{B}_{\varphi\varphi} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \hat{C}_2 \frac{\partial \vec{u}}{\partial r} - \hat{D}_r \vec{u} + \vec{F}, \quad (I3)$$

$$\hat{A} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \hat{B}_{\theta\theta} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \theta^2} + \hat{B}_{\theta\varphi} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \theta \partial t} + \hat{C}_\theta \frac{\partial \vec{u}}{\partial \theta} - \hat{D}_\theta \vec{u}. \quad (I4)$$

Здесь $\vec{u} = (V_\theta, V_\varphi)$,

$$\hat{D}_r = \begin{pmatrix} d_1 & -d \\ d & d_2 \end{pmatrix}, \hat{D}_\theta = \frac{2}{r^2 \sin^2 \theta} \begin{pmatrix} r/3 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, d_1 = \sin^2 IR + V_r/r,$$

$$d_2 = R + V_r/r, d = \Omega \cos \theta (2 + V_\varphi/\Omega r \sin \theta) - \sin I S.$$

Значения остальных коэффициентов определяются непосредственным сравнением с коэффициентами уравнений (5,6). Таким образом, решение системы трехмерных уравнений сводится к последовательному решению систем двумерных уравнений.

Одно из наиболее распространенных упрощений связано с уче-

том в силах вязкости лишь члена $\eta \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial r^2}$. Аргументом в пользу такого упрощения является малость вертикальных масштабов по сравнению с горизонтальными. Результаты пункта 3 подтверждают правомерность такого упрощения в области высоких широт, когда масштабный анализ особенно затруднен, и позволяют предположить, что влияние членов с "горизонтальной" вязкостью мало во всей области широт. Для оценки влияния различных членов в уравнениях (I3-I4) на решение вне приполюсных областей, берем в качестве граничных условий для системы (I4) решение системы (I0) на широтах $\sim \pm 75-80^\circ$.

Производные в уравнениях (I3, I4) аппроксимируются центральными разностями, и система решается методом полной редукции [II]. Результаты расчетов показали, что основное влияние на решение в области средних широт оказывают нелинейные члены. Вклад членов с "горизонтальной" вязкостью увеличивается с ростом высоты и составляет несколько процентов в значениях скоростей на верхней границе, что позволяет в дальнейших расчетах этими членами в уравнениях (I3, I4) пренебречь.

Таким образом, ветровые поля на термосферных высотах с большой точностью описываются системой уравнений:

$$\alpha \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + V_r \frac{\partial \vec{u}}{\partial r} + V_\theta \frac{\partial \vec{u}}{r \partial \theta} = \eta \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial r^2} - \hat{D} \vec{u} + \vec{F}, \quad (I5)$$

где $\alpha = 1 + V_\varphi / \Omega r \sin \theta$, $d = \Omega \cos \theta (1 + \alpha) - \sin I S$, $\hat{D} = \begin{pmatrix} \sin^2 I R & -d \\ d & R \end{pmatrix}$,
 $F_\theta = -\frac{\partial p}{pr \partial \theta} + R V_{E\theta}$, $F_\varphi = -\frac{\partial p}{pr \sin \theta \partial \varphi} + R V_{E\varphi}$,
 и уравнением непрерывности.

Для решения уравнений (I5) воспользуемся методом расщепления по физическим факторам:

$$\alpha \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + V_r \frac{\partial \vec{u}}{\partial r} = \eta \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial r^2} - \hat{D} \vec{u} + \vec{F}, \quad (I6)$$

$$\alpha \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + V_\theta \frac{\partial \vec{u}}{r \partial \theta} = 0. \quad (I7)$$

Граничные условия для уравнений (I7) ставятся на полюсах. В качестве начального условия для системы (I6, I7) берутся нулевые значения скоростей в местный полдень. На временном отрезке Δt вначале решается уравнение (I6) методом матричной прогонки по высоте; полученные значения скоростей являются начальными условиями для уравнения (I7), которое решается методом характеристик -

тик. После этого по уравнению (7) рассчитывается вертикальная скорость. Расчеты показали, что при $\Delta t = 15$ мин включение итерационного цикла излишне. Счет по времени продолжается до выхода решения на периодический режим.

Расчеты проведены для условий весеннего равноденствия и низкой солнечной активности с разными вариантами учета нелинейных членов в уравнениях движения. При обсуждении полученных результатов можно ограничиться рассмотрением поля ветра только для северного полушария, так как картина ветров по V_φ , V_r симметрична относительно экватора, по V_θ - антисимметрична. Сравнение полученных результатов для разных вариантов учета нелинейных членов показало их сильное влияние на амплитуду и фазу ветров на средних и низких широтах. Влияние этих членов увеличивается с ростом кошироты и становится наибольшим в ночной и вос-

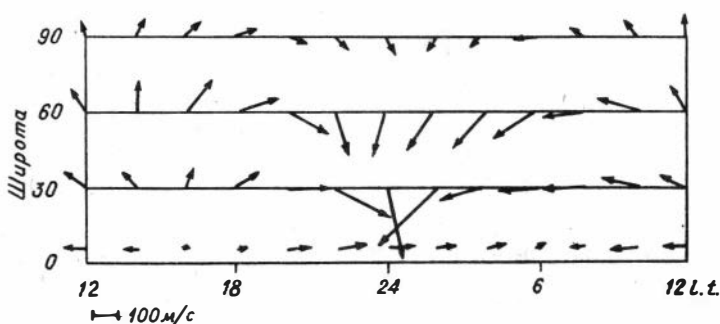


Рис. 1. Глобальная система ветров на высоте 300 км

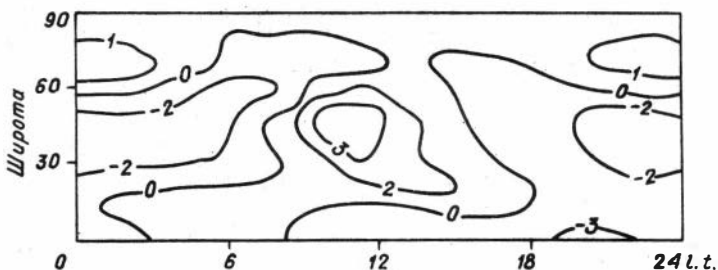


Рис. 2. Вертикальная скорость на высоте 300 км

ходно-заходный периоды. Отмеченный характер влияния нелинейных членов полностью обусловлен пространственно-временными вариациями амплитуд скорости ветра: амплитуда V_0 максимальна в ночное время и достигает значений ~ 250 м/с, значения зональной скорости максимальны в восходно-заходные часы ($|V_z| \sim 200$ м/с).

Нелинейные члены описывают адвективные процессы. Как показали оценки различных составляющих этого процесса, вертикальный и зональный перенос в основном оказывает влияние на амплитуду скорости ветра. Меридиональный перенос определяет фазовые соотношения между компонентами ветра, что приводит к качественному изменению системы ветров, рассчитанной без его учета. Влияние вертикального переноса существенно на низких широтах.

На рис.1,2 приведены результаты расчета ветровых полей по полной системе уравнений (7,16,17) для северного полушария на высоте 300 км. Обращает на себя внимание наличие двух циркуляционных ячеек: одна в послеполночном секторе с направлением циркуляции против часовой стрелки и восходящим потоком, вторая - в послеполуденном секторе с противоположным направлением циркуляции и восходящим потоком.

Литература

1. Jacchia L.G. Thermospheric temperature, density and composition: new models.- Spec.Repts. Smithsonian Astrophys. Observ., 1977, N 375. 106 p.
2. Barlier F., Berger C., Falin J.L. e.a. A thermospheric model based on satellite drag data.-Ann.Geophys., 1978,v.34, N 1, p.9-24.
3. Kohnlein W. A model of thermospheric temperature and composition.-Planet.Space Sci., 1980, v.28, N 3, p.225-243.
4. Chiu Y.T. An improved phenomenological model of ionospheric density.- J.Atmos.Terr.Phys.,1975,v.37,N 12,p.1563-1570.
5. International Reference ionosphere.- IRI 79.- Boulder, 1981. 247 p.
6. Blum P.W., Harris I. Full non-linear tretment of the global thermospheric wind system-I,II.-J.Atmos.Terr.Phys.,v.37, N 2, p.193-235.
7. Volland H., Mayr H.G. A numerical study of three-demen-sional diurnal variations within the thermosphere.-Ann.Geophys.

1973, v.29, N 1, p.61-75.

8. Dickinson R.D., Ridley E.C., Roble R.G. A three-dimensional general circulation model of the thermosphere.-J.Geophys. Res., 1981, v.86, N A3, p.1499-1592.

9. Колесник А.Г., Чернышев В.И. Нестационарная самосогласованная модель среднеширотной ионосферы в интервале высот 120+500 км.- Геомагнетизм и аэронавигация, 1981, т.21, № 2, с.245-249.

10. Гинзбург Э.И., Жалковская Л.В. Система термосферных ветров в приполюсной области.- Ионосферные исследования, 1981, № 31, с. 31-39.

11. Самарский А.А., Николаев В.С. Методы решения сеточных уравнений. М.:Наука, 1978. 592 с.

УДК 550.388

О ПАРАМЕТРАХ ИСКУССТВЕННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК
В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Н.И.Израйлева, А.А.Капельзон.- В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.3-8.

Рассмотрены условия образования в ионосферной плазме под действием мощной радиоволны квазипериодических неоднородностей электронной концентрации. Показано, что образование устойчивых "решеток" возможно на высотах, где с одной стороны процессы теплопроводности протекают за время, не слишком малое по сравнению с $(\delta\nu)^{-1}$, а с другой - диффузионные процессы протекают достаточно быстро по сравнению с характерными временами различных статистических движений в ионосфере. Просчитаны области существования таких решеток в зависимости от частоты греющей волны.

Ил .2, библи.5.

УДК 550.388

ОТРАЖЕНИЕ РАДИОИМПУЛЬСА ОТ ИСКУССТВЕННОЙ
ИОНОСФЕРНОЙ РЕШЕТКИ

М.И.Абдулаева, М.Б.Фрейман.- В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.9-14.

Рассмотрено резонансное рассеяние слабого радиоимпульса на квазипериодическом возмущении плазмы, возникающем ниже области отражения мощной радиоволны в ионосфере. Получена система укороченных уравнений для падающей и отраженной волн включающая случай сильного отражения. В частном случае слабого рассеяния получено аналитическое выражение для поля отраженного импульса.

Библи. 4.

УДК 550.388

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ГЕНЕРАЦИИ
НИЗКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Н.И.Израйлева, А.А.Капельзон, В.В.Плоткин.- В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.14-24.

Рассматриваются условия генерации низкочастотного излуече-

ния в ионосфере при воздействии на неё излучением мощных радиопередатчиков. Показано, что эффект ионосферной генерации нелинейных гармоник зависит от того обстоятельства, выполнены или нет условия синхронизма взаимодействующих мощных радиоволн. Для реальных моделей ионосферы проведены численные расчеты характеристик возмущающих радиоволн, при которых генерации низкочастотных сигналов осуществляется наиболее эффективно. Показано, что амплитуда этих сигналов увеличивается пропорционально толщине слоя, в котором выполняются резонансные условия.

Ил .7, библи.7

УДК 550.388

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

О.И.Липай.-В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.24-32.

Приводится вывод системы дифференциальных уравнений первого порядка, описывающей взаимодействие нормальных мод при наклонном падении плоской волны на одномерно-неоднородный слой анизотропной плазмы. Проводится её предварительный анализ в условиях, когда приближение геометрической оптики может быть несправедливым.

Библи.8.

УДК 550.388

ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН ОТ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

В.К.Бергер.-В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.32-43.

Рассматривается наклонное падение на плоский слой поглощающей изотропной плазмы с параболической зависимостью электронной концентрации от координаты, перпендикулярной границе раздела. Получено точное решение данной задачи в специальных функциях, найдены выражения для коэффициентов отражения и прохождения. На основе точного решения рассмотрен частный случай слабого поглощения при частоте волны, близкой к критической (для наклонно-

го падения). Приводятся графики, иллюстрирующие зависимость коэффициентов отражения и прохождения от различных параметров.

Ил . 12, библи.6.

УДК 550.388

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЙ УГЛОВ ПРИХОДА МНОГОМОДОВОГО ИОНОСФЕРНОГО СИГНАЛА

В.В.Плоткин.—В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.43-52.

Рассматривается метод определения углов прихода при многомодовом механизме ионосферного распространения сигнала. Предложены варианты обработки экспериментально измеренных параметров интерференционного поля при пространственно-разнесенном приеме с целью извлечения сведений об угловом спектре многомодового сигнала. Исследованы причины неустойчивости задачи восстановления углового спектра по данным измерений поля на ограниченной апертуре при наличии помех. Определены ограничения на точность восстановления углов прихода мод в этом случае.

Ил .1, библи.6.

УДК 550.388

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОТДЕЛЬНЫХ СКАЧКОВ ПРИ МНОГОМОДОВОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН

П.Е.Котляр.—В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.52-59.

Предложен способ определения параметров скачков распространения, позволяющий получать информацию о длине скачков, эффективной высоте отражения и о распределении электронной концентрации по высоте при ограниченной или отсутствующей информации о состоянии ионосферы в зонах отражения. Способ основан на использовании теоремы Брайта-Тьюва и предположения о многомодовом характере распространения радиоволн. Рассчитаны относительные погрешности определения длин скачков для различных моделей распространения.

Ил .8, библи.4.

УДК 550.388.2

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Э.И.Гинзбург, И.И.Нестерова. - В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.60-67.

Проведен анализ частотной зависимости поглощения при отражении радиоволн от ионосферы в диапазоне 0,2-5,0 МГц, полученной как по экспериментальным данным, так и рассчитанной при численном решении полного волнового уравнения. Такой метод расчета позволяет более обоснованно провести разделение полного поглощения радиоволн на отклоняющее и неотклоняющее поглощение, что в свою очередь, делает возможной параметризацию поглощения.

Ил. 3, библиограф. 14.

УДК 551.510.41

ДИФфуЗИОННО-ФОТОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАЛЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

А.М.Задорожный. - В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.67-87.

Описывается численная одномерная диффузионно-фотохимическая модель мезосферы и нижней термосферы (50-150 км), учитывающая нейтральные, возбужденные и ионизованные составляющие. Основное внимание уделяется возможности описания одномерными моделями сезонных вариаций состава среднеширотной атмосферы на рассматриваемых уровнях.

Ил. 10, библиограф. 40.

УДК 551.510.41

О ВОЗМОЖНОМ ФОТОХИМИЧЕСКОМ ИСТОЧНИКЕ МАЛЫХ АЗОТНЫХ
СОСТАВЛЯЮЩИХ В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ

А.М.Задорожный. - В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.88-97.

Исследуется роль горячих атомов $O(^1D)$ (с кинетической энергией больше 1,23 эВ) в качестве источника малых азотных составляющих в средней атмосфере. Рассматривается образование $O(^1D)$

при фотодиссоциации молекулярного кислорода и озона. Для расчетов используется численная диффузионно-фотохимическая модель верхней стратосферы, мезосферы и нижней термосферы.

Ил .3, библ.26.

УДК 550.388

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ОДНОМЕРНАЯ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ F -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

Э.И.Гинзбург, В.Т.Гуляев.-В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.97-120.

Рассматривается нестационарная, полуэмпирическая одномерная модель среднеширотной F -области ионосферы при магнитоспокойных условиях. Параметры нейтральной атмосферы задаются стандартной моделью. Электронная и ионная температуры, ветры, ионный состав определяются в результате численного решения соответствующей системы дифференциальных уравнений диффузионного типа. Проведен сравнительный анализ для моделей нейтральной атмосферы MSIS и Коккарте. Показано, что путем коррекции верхних граничных условий можно получить одновременное удовлетворительное (с точностью 20-30%) описание суточных вариаций основных параметров рассматриваемой области ионосферы (электронной температуры на уровне 300 км., $h_m F_2$ и $f_o F_2$) для различных гелиогеофизических условий.

Ил .2, библ.40

УДК 551.557

РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОСФЕРНЫХ ВЕТРОВ

В.Т.Гуляев, Л.В.Жалковская.-В кн.: Исследование нижней ионосферы, Новосибирск, 1982, с.120-129.

В работе на основе результатов численных расчетов анализируется полная система уравнений, необходимая для расчета ветровых полей, обосновывается её упрощение, приводится метод решения. При расчетах использованы стандартные модели нейтральной атмосферы и распределения электронной концентрации. Расчеты проведены для условий весеннего равноденствия и низкой солнечной активности с разными вариантами учета нелинейных членов в уравнениях движения.

Ил .2, библ.11.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

	стр.
Н.И.Израйлева, А.А.Капельзон. О параметрах искусственных дифракционных решеток в нижней ионосфере.....	3
М.И.Абдулаева, М.Е.Фрейман. Отражение радиоимпульса от искусственной ионосферной решетки.....	9
Н.И.Израйлева, А.А.Капельзон, В.В.Плоткин. Анализ условий резонансной нелинейной генерации низкочастотных радиоволн в ионосфере	14
О.И.Липай. О взаимодействии нормальных волн в анизотропной ионосферной плазме.....	24
В.К.Бергер. Отражение радиоволн от поглощающего параболического слоя плазмы при наклонном падении.....	32
В.В.Плоткин. Об одном методе измерений углов прихода многомодового ионосферного сигнала.....	43
П.Е.Котляр. Определение параметров отдельных скачков при многомодовом распространении радиоволн.....	52
Э.И.Гинзбург, И.И.Нестерова. Особенности интерпретации частотной зависимости поглощения радиоволн в нижней ионосфере.....	60
А.М.Задорожный. Диффузионно-фотохимическая модель распределения малых составляющих атмосферы на высотах нижней ионосферы.....	67
А.М.Задорожный. О возможном фотохимическом источнике малых азотных составляющих в средней атмосфере.....	88
Э.И.Гинзбург, В.Т.Гуляев. Нестационарная одномерная полупирическая модель F-области ионосферы.....	97
В.Т.Гуляев, Л.В.Жалковская. Расчет трехмерной системы термосферных ветров.....	120
Р е ф е р а т ы	130

Доп. свод. темат. план, 1982, поз. I

И С С Л Е Д О В А Н И Е
Н И Ж Н Е Й И О Н О С Ф Е Р Ы

Сборник научных трудов

Ответственный редактор
Валерий Викторович Плоткин

Утверждено к печати
Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Технический редактор Н.Н. Александрова

Подписано к печати 10.12.82.	МН 17359.
Бумага 60×84/16. Печ. л. 8,5.	Уч.-изд. л. 7,9.
Тираж 400. Заказ 26.	Цена 55 коп.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.