

УДК 517.9

ГЕОФИЗИКА

А. Г. ХАНТАДЗЕ, Р. Г. ГАЧЕЧИЛАДЗЕ, Б. Я. ЧЕХОШВИЛИ
К ВОПРОСУ О ФОРМИРОВАНИИ СТАЦИОНАРНОЙ
F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

(Представлено академиком А. М. Обухова 21 IV 1975)

В ⁽¹⁾ получено общее нестационарное решение уравнения амбиполярной диффузии плазмы для дневной F-области ионосферы при постоянном значении коэффициента рекомбинации β ; при переменном значении β стационарная задача для ночных условий была решена приближенным методом ВКБ ⁽²⁾. Исследование этих решений показало, что для неограниченного пространства только совместный процесс диффузии и рекомбинации (а не чистая диффузия) приводит к формированию чепменовских слоев с характерным максимумом на уровне F₂-области ионосферы.

В настоящей работе рассматривается стационарная задача для дневной F-области ионосферы при переменном значении коэффициента рекомбинации.

Будем исходить из уравнения диффузии вида

$$\frac{d}{dz} \left[D(z) \left(\frac{dN}{dz} + \delta \frac{N}{H} \right) \right] \sin^2 J - \beta_0 e^{-p z/H} N + q_0 \exp \left(1 - \frac{z}{H} - \tau_0 e^{-z/H} \right) = 0, \quad (1)$$

удовлетворяющего граничным условиям

$$N(-\infty) = 0, \quad N(\infty) = 0, \quad (2)$$

где $z = h - h_0$, $\delta = H/H_i$, $p = H/H_m$ (H_m , H и H_i — приведенные высоты молекулярной, атомной составляющих нейтрального газа и электронно-ионного газа соответственно); β_0 , q_0 и τ_0 — коэффициенты рекомбинации, ионизации и оптическая толщина на уровне h_0 ; N — электронная концентрация, J — магнитное наклонение.

Для коэффициента амбиполярной диффузии используется приближенное выражение

$$D(z) = D_0 e^{2\delta z/H}$$

(D_0 — коэффициент диффузии на уровне h_0), которое при $\delta = 1/2$ переходит в общепринятое. Так как при произвольных значениях δ и p уравнение (1) не имеет аналитического решения, воспользуемся приближенным методом ВКБ. Замена переменных

$$N = ux, \quad x = e^{-\delta z/H}$$

и обозначения

$$k = \frac{p}{2\delta}, \quad \alpha = H \sqrt{\frac{\beta_0}{\delta^2 D_0}} \operatorname{cosec} J, \quad Q_0 = \frac{q_0 e H^2}{\delta^2 D_0} \operatorname{cosec}^2 J$$

приводят выражения (1) и (2) к виду

$$\frac{d^2 u}{dx^2} - \alpha^2 x^{2k} u = -Q_0 x^{(1-\delta)/\delta} e^{-\tau_0 x^{1/\delta}}, \quad (3)$$

$$u(0) = u_0, \quad u(\infty) = 0, \quad u_0 = \text{const.}$$

Обычная процедура метода ВКБ для нулевого приближения дает

$$u(x) = u_0 \varphi_2(x) - [\varphi_2(x) - \varphi_1(x)] \int_0^\infty f_2(\xi) d\xi - \varphi_2(x) \int_0^x f_1(\xi) d\xi - \varphi_1(x) \int_0^x f_2(\xi) d\xi, \quad (4)$$

где

$$\varphi_{1,2} = \exp\left(\pm \frac{\alpha}{k+1} x^{k+1}\right), \quad f_{1,2} = \frac{Q_0}{2\alpha} \xi^{(1-\delta)/\delta - k} \exp\left(-\tau_0 \xi^{1/\delta} \pm \frac{\alpha}{k+1} \xi^{k+1}\right)$$

(знак плюс относится к $\varphi_1(x)$, $f_1(\xi)$, а минус — к $\varphi_2(x)$, $f_2(\xi)$). При этом должно выполняться неравенство вида

$$|kx^{k-1}| \ll |\alpha x^{2k}|.$$

В ⁽²⁾ показано, что в F -области ионосферы это неравенство имеет место до максимума F_2 , однако выше максимума сама функция $u(x)$ изменяется медленно и в высотное распределение электронной концентрации $N=ux$ вносит несущественный вклад.

Последующие приближения, которые в решение вносят малый вклад, в случае необходимости находятся методом итераций.

Исследуем решение (4) применительно к ночным и дневным условиям.

1. Для ночной ионосферы ($q_0=0$) из (4) при любых значениях δ и p получается распределение электронной концентрации чепменовского типа

$$N(z) = A \exp\left[1 - \frac{\delta z}{H} - \frac{2 \operatorname{cosec} J \cdot \delta}{p+2\delta} \sqrt{\frac{H^2 \beta_0}{\delta^2 D_0}} e^{-(p+2\delta)z/2H}\right], \quad A = \frac{u_0}{e}. \quad (5)$$

При $p=0$ выражение (5) совпадает с точным решением ^(3, 4), а при $p=1$ и $\delta=1/2$ — с асимптотическим решением Данджи ⁽⁵⁾.

Из (5) для скорости диффузии v и диффузного потока

$$G(z) = -D(z) \left(\frac{dN}{dz} + \delta \frac{N}{H} \right) \sin^2 J,$$

соответственно имеем

$$v(z) = \frac{1}{2\delta} \sqrt{D(z) \beta(z)}, \quad G(z) = G_0 \exp\left[-p \frac{z}{2H} - \frac{\alpha}{p+2\delta} e^{-(p+2\delta)z/2H}\right] \quad (6)$$

где

$$G_0 = -\frac{Ae}{2\delta} \sqrt{D_0 \beta_0} \sin J, \quad D(z) = D_0 e^{2\delta z/H} \sin^2 J, \quad \beta(z) = \beta_0 e^{-p z/H}.$$

Отсюда следует, что скорость диффузии зависит от кинетических параметров ионосферы, а поток при переменном коэффициенте рекомбинации ($p \neq 0$) достигает наибольшего значения в максимуме F_2 -области, обращаясь в нуль при $z \rightarrow \pm \infty$.

2. Для дневной ионосферы при постоянном коэффициенте рекомбинации ($p=0$) и $\delta=1/2$ решение (4) переходит в точное решение ⁽⁴⁾. Для переменного $\beta(z)$, при $p=1$ и $\delta=1/2$, $u(x)$ легко выражается через элементарные функции и для концентрации $N(z)$ тогда получим

$$N(z) = A \exp\left(1 - \frac{z}{2H} - \sqrt{\frac{\beta_0 H^2}{D_0}} \operatorname{cosec} J e^{-z/H}\right) \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{\sqrt{2\pi} Q_0}{4A\alpha e \sqrt{2\tau_0 + \alpha}} \left[1 - \sqrt{\frac{2\tau_0 + \alpha}{2\tau_0 - \alpha}} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\tau_0 - \frac{\alpha}{2}} e^{-z/2H}\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - e^{\alpha e^{-z/H}} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tau_0 + \frac{\alpha}{2}} e^{-z/2H}\right) \right] \right\}, \quad (7)$$

где $\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y)$.

Анализ выражения (7) показывает, что для малых высот имеем бета-распределение Чепмена

$$N(z) = \frac{q_0}{\beta(z)} \exp \left(1 - \frac{z}{H} - \tau_0 e^{-z/H} \right),$$

обусловленное фотохимическими процессами, а для больших высот — чепменовское распределение (5) при $p=1$, $\delta=1/2$, обусловленное диффузионно-рекомбинационным механизмом.

На рис. 1 сплошными линиями представлены профили электронной концентрации $N(h)$ среднеширотной ионосферы, рассчитанные по формуле (7), учитывающей изменение коэффициента рекомбинации с высотой

$$(\beta(z) = \beta_0 e^{-z/H}, \quad \beta_0 = 10^{-3} \text{ сек}^{-1}),$$

штриховыми — по формуле (7) из

(6) при $\beta = \text{const} = 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$. Рас-

четы проведены для параметров

$A = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $H = 5 \cdot 10^6 \text{ см}$ и коэф-

фициентов $D_0 = 2,5 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$,

$q_0 = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, $\tau_0 = 15$, задан-

ных на уровне $h_0 = 180 \text{ км}$.

Анализ графиков показывает,

что учет переменнойности коэффи-

циента рекомбинации дает более ре-

альную картину высотного распре-

деления электронной концентра-

ции. Однако решение при $\beta = \text{const}$

все же представляет интерес, так

как позволяет получить точное ана-

литическое решение уравнения

диффузии, в основных чертах опи-

сывающее характер высотного рас-

пределения электронной концентра-

ции в F-области.

Таким образом, решение (7),

включающее почти все основные процессы, ответственные за образование

ионизованных слоев верхней атмосферы, можно рассматривать в качестве

упрощенной теоретической модели для дневной ($q_0 \neq 0$) и ночной ($q_0 = 0$)

F-области ионосферы.

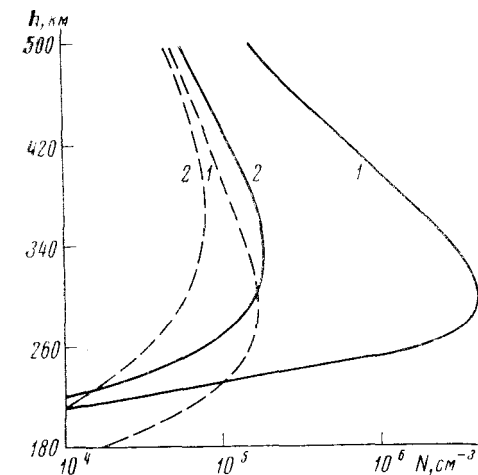


Рис. 1. Распределение электронной концентрации с высотой для дневной (1) и ночной (2) ионосферы

Институт геофизики
Академии наук ГрузССР
Тбилиси

Поступило
21 IV 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Г. Хантадзе, ДАН, т. 224, № 4 (1975). ² А. Г. Хантадзе, Р. Г. Гачечиладзе и др., Сообщ. АН ГрузССР, т. 77, № 1, 65 (1975). ³ А. Г. Хантадзе, Там же, т. 72, № 3, 561 (1973). ⁴ А. Г. Хантадзе, Г. М. Хочолава и др., Тр. ин-та геофиз. АН ГрузССР, т. 37, 75 (1975). ⁵ J. W. Dungey, J. Atm. Terr. Phys., v. 9, 90 (1956). ⁶ А. Г. Хантадзе, Р. Г. Гачечиладзе, Б. Я. Чехошвили, Сообщ. АН ГрузССР, т. 77, № 3, 220 (1975).