

УДК 551.510.535

**ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
НА $N_e(h, t)$ -ПРОФИЛИ В НОЧНОЙ ОБЛАСТИ F2 ИОНОСФЕРЫ**

М. Г. Дёминов, В. К. Козлов

Получено и проанализировано решение нестационарного уравнения непрерывности электронно-ионного газа с учетом рекомбинации, диффузии и быстро меняющихся внешних электрических полей (E). Показано, что при определенных величинах $\frac{dE}{dt}$ вблизи максимума (h_m) может наблюдаться резкое повышение концентрации в противоположность стационарному случаю.

1. Характерные времена изменений параметров ионосферы в возмущенных условиях обычно порядка часа [1, 2]. В возмущенных условиях эти времена могут достигать много меньших значений. Так, продолжительность главной фазы магнитных бурь обычно порядка минут. В течение этого периода наблюдается наиболее быстрый рост величины зональной (западно-восточной) компоненты внешних электрических полей (E), которая достигает значений $\sim 10^{-5}$ В/см [3, 4]. Следовательно, характерное время изменения E в рассматриваемом случае меньше или порядка минут. Столь быстрые изменения величин E должны приводить к некоторым особенностям в распределении $N_e(h, t)$, которые и обсуждаются в настоящей работе применительно к ночной области F2 ионосферы.

2. Для того, чтобы выделить эффект влияния электрического поля E , примем следующие упрощающие предположения: а) ионосферная плазма состоит из электронов и ионов O^+ , температуры которых постоянны, но могут отличаться друг от друга; б) нейтральный состав не меняется со временем, а отдельные компоненты изменяются с высотой по барометрическому закону $N_n = N_n^0 \exp(-a_n z)$, где z — высота, $a_n = \text{const}$; в) силовые линии являются прямыми, I — магнитное наклонение этих линий; г) рассматриваются ночные условия, и дополнительной ионизацией из-за вторжения заряженных частиц пренебрегается; д) электрическое поле изменяется по закону

$$E = \begin{cases} 0 & (t < t_1) \\ E_0 + E_1 t & (t \geq t_1) \end{cases}, \quad (1)$$

где E_0 и E_1 — постоянные величины; е) скорость дрейфа из-за электрических полей $W = cE \cos I/B$ удовлетворяет условиям

$$\exp\left(a_p \int W dt\right) < 1, \quad \frac{d|W|}{dt} > \frac{1}{2} a_n W^2, \quad (2)$$

где $a_n = m_n g/kT_n$, $a_p = m(O^+) g/k(T_e + T_i)$; ж) высотное распределение $N_e(h, t)$ до включения электрического поля ($t < t_1$) было равновесным

и поддерживалось стационарным потоком диффузии $NV(\infty) = -G(\infty)$ на верхней границе рассматриваемой области, который не меняется в течение всего рассматриваемого процесса.

Применимость условий а) — г), ж) для среднеширотной ионосферы обсуждалась неоднократно, поэтому здесь эти условия не анализируются. Оценим применимость неравенств (2). Здесь и ниже принимаются следующие значения параметров.

$$B = 0,5 \text{ Гс}, \quad E_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ В/см}, \quad E_1 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ В/см} \cdot \text{с}, \quad D_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^2/\text{с}, \\ \beta_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad h_0 = 300 \text{ км}, \quad a_p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}, \quad a_p/a_n = 0,5, \quad a_p/a_\beta = 0,25, \\ I = 60^\circ.$$

В этом случае неравенства (2) выполняются при $t - t_1 \leq 5 \cdot 10^2 \text{ с}$. Даже при $W' = 10 W$ эти неравенства остаются справедливыми для времен $t - t_1 \leq 1 \cdot 10^2 \text{ с}$. Поскольку продолжительность главной фазы магнитных бурь порядка минут, то условия (2) можно считать выполненными.

3. Уравнения непрерывности с учетом условий а) — г) можно представить в виде

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \left(a_n + a_p + \frac{W}{D} \right) \frac{\partial N}{\partial z} + \left(a_p a_n - \frac{\beta}{D} \right) N \right], \quad (3)$$

где $D = D_a \sin^2 I = D_0 \exp(a_n z)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $\beta = \beta_0 \exp(-a_\beta z)$ — коэффициент потерь. Перепишем уравнение (3), воспользовавшись заменой

$$N = \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{W}{a_n D} - \frac{1}{2} a_p \int W dt \right) P, \quad (4)$$

в виде

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + (a_n + a_p) \frac{\partial P}{\partial z} + \left(a_p a_n - \frac{\beta}{D} - \frac{1}{4} (D)^{-2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(W^2 + \frac{2}{a_n} \frac{\partial W}{\partial t} \right) P \right]. \quad (5)$$

Если второе из неравенств (2) выполнено, то при $\frac{\partial W}{\partial t} = \text{const}$ (см. (1))

переменные в уравнении (5) разделяются. В этом смысле второе из неравенств (2) является условием достаточно быстрого изменения электрического поля. Кроме того, первое из неравенств (2) совместно с условием ж) обеспечивает постоянство концентрации N_e на высотах, где $W/D a_n \ll 1$, т. е. в области преобладания диффузионных процессов (мы предполагаем, что полог задан именно на этих высотах). Следовательно, первое из неравенств (2) определяет интервал времени после «включения» внешнего электрического поля, в течение которого на больших высотах электронная концентрация «не успевает реагировать» на изменение E во времени.

Поскольку переменные в (5) разделяются, а верхнее граничное условие можно считать постоянным, то, требуя выполнения условия $N \rightarrow 0$ при $z \rightarrow -\infty$ (нижнее граничное условие), решение (5) можно искать в виде

$$P(z; t) = P_0(z) \exp(-\lambda t) + P_1(z),$$

где $P_1(z)$ является решением (5) при $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$ и заданных граничных условиях, а $P_0(z)$ и λ определяются начальным распределением при

нулевых граничных условиях. Параметр λ не зависит от высоты. Поэтому его можно определить на высотах, где можно пренебречь влиянием электрического поля. Как хорошо известно, для ночных невозмущенных условий $\lambda \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ (см., например, [2]). Так как здесь мы интересуемся временами порядка 10^2 с , то $P(z, t)$ зависит слабо от времени. Для того, чтобы решаемая задача была самосогласованной, естественно задать начальное распределение в моменты времени $t - t_1 < 0$, т. е. до «включения» внешнего электрического поля.

Последнее связано с тем, что в момент «включения» электрического поля распределение $N_e(z, t)$ не известно. Следовательно, начальное распределение $N_e(z, t - t_1 < 0)$ определяется решением уравнения

$$\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + (a_n + a_p) \frac{\partial N}{\partial z} + \left(a_p a_n - \frac{\beta}{D} \right) N = 0 \quad (6)$$

при $G(\infty) = -D \left(\frac{\partial N}{\partial z} + a_p N \right) = \text{const}$ на высотах, где $W/Da_n \ll 1$ (верхнее граничное условие) и $N \rightarrow 0$ при $z \rightarrow -\infty$ (нижнее граничное условие). Из изложенного видно, что в этом случае условие постоянства потока на верхней границе выполняется автоматически.

4. При выполнении перечисленных выше условий решение уравнения (3) можно представить в виде

$$N = \exp\left(-\frac{1}{2}\zeta\right) \times \quad (6a)$$

$$\times [C_1 \exp(-a_p z) I_{-\nu}(x) I_{-\nu_1}(y) + C_2 \exp(-a_n z) I_{\nu}(x) I_{\nu_1}(y)]$$

для $x < 1$ или $y < 1$ и

$$N = C_3 (x+y)^{-1/2} \exp\left[-\left(\frac{1}{2}\zeta + \frac{1}{2}(a_n + a_p)z + (x+y)\right)\right] \quad (6b)$$

для $x \gg 1$ или $y \gg 1$, где

$$x = \frac{\beta}{D(a_n + a_p)^2}, \quad y = \frac{1}{8} (Da_n^2)^{-2} \frac{\partial W}{\partial t} a_n, \quad \zeta = \frac{W}{a_n D},$$

$$\nu = (a_n - a_p)/(a_n + a_p), \quad \nu_1 = (a_n - a_p)/2a_n,$$

$$C_1 = G(\infty) \nu! (x_0)^{-\nu} / (-\nu)! D_0 (a_n - a_p), \quad (7)$$

$$C_2 = -G(\infty) / D_0 (a_n - a_p),$$

$$I_{\nu}(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\nu! x^m}{m! (m + \nu)!},$$

C_3 определяется из условия сшивания решений.

Проведем анализ полученных решений. Для этого удобно предварительно ввести характерные времена процессов

$$\tau_D^{-1} \sim Da_n^2, \quad \tau_W^{-1} \sim W a_n, \quad \tau_{\beta}^{-1} \sim \beta, \quad \tau_E^{-2} \sim a_n \frac{\partial W}{\partial t}, \quad (8)$$

где τ_D , τ_W , τ_{β} и τ_E — соответственно характерные времена диффузии, дрейфа, рекомбинации и нестационарности процесса. В этом случае

$$x \approx \frac{\tau_D}{\tau_p}, \quad y \approx \frac{\tau_D^2}{\tau_F^2}, \quad \zeta \approx \frac{\tau_D}{\tau_W}. \quad (9)$$

Преобладающим является тот процесс, характерное время которого минимально. На малых высотах $x \gg 1$ и преобладающим является рекомбинация. С увеличением высоты становится заметным влияние нестационарности процесса ($y \sim 1$), дрейфа и диффузии ($x \sim 1$ и $\zeta \sim 1$). На более высоких уровнях преобладающим процессом является диффузия ($x \ll 1, y \ll 1, \zeta \ll 1$). На уровнях $x \gg 1$ дрейф может быть заметным, если на этих высотах $\zeta \gg 1$. В нашем случае величина скорости направленного вверх дрейфа растет с течением времени, что приводит к уменьшению концентрации на этих уровнях. Однако на высотах $x \sim 1$ и $y \sim 1$ концентрация может возрастать. На этих высотах должно быть выполнено условие $\zeta < 1$. С течением времени E увеличивается, поднимается уровень $\zeta \sim 1$, и N_e уменьшается на всех высотах ниже этого уровня. Следовательно, имеется ограниченный интервал высот, где N_e может возрасть по сравнению с $\frac{\partial W}{\partial t} = 0$,

ниже которого концентрация уменьшается, а выше остается неизменной. Последнее, однако, справедливо при малых величинах электрических полей. С течением времени (с увеличением E) область понижения концентрации поднимается до больших высот, при этом увеличивается высота максимума (h_m) и уменьшается концентрация в максимуме (N_m). Полученные результаты иллюстрируются рис. 1 и 2 для принятой выше модели среды. Здесь пунктирные линии и индекс нуль соответствуют значениям параметров при $E = 0$ и полагается, что электрическое поле включается в момент времени $t = t_1$. Из рис. 2 видно, что в момент времени $t = t_1$ N_m увеличивается примерно на 1,5 раза и h_m понижается примерно на 25 км (на графике для N/N_0 : кривая 1 соответствует $h = 300$ км, 2 — $h = 350$ км, 3 — $h = 250$ км). Следует отметить, что в стационарном случае дрейф порядка 1 м/с не вызывал бы заметных изменений в высотном распределении профиля. С течением времени концентрация уменьшается, что наиболее заметно для $h < h_m$, увеличивается высота максимума, однако выше примерно 400 км концентрация остается неизменной для времен $t - t_1 < 4 \cdot 10^2$ с. В стационарном случае дрейф, направленный вверх, вызывал бы повышение и высоты и концентрации максимума, при этом концентрация выше максимума была бы большей, чем при $W = 0$, а ниже максимума — меньшей. Эти особенности отражают специфическую роль быстроменяющихся электрических полей в распределении ионизации области F2 ионосферы.

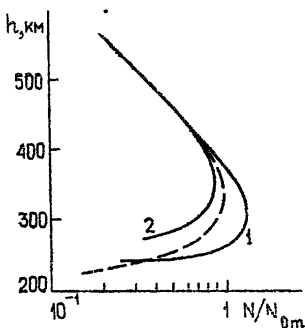


Рис. 1.

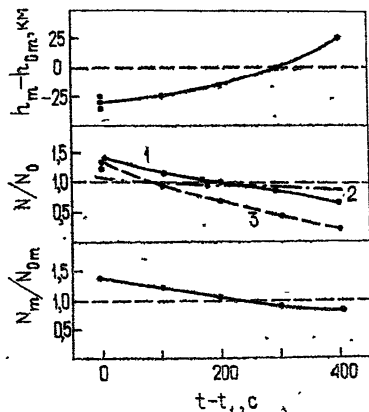


Рис. 2.

В заключение следует отметить, что если $y \gg 1$ на высотах, где $x \ll 1$, то в начальный момент времени не будет наблюдаться повышения концентрации в максимуме и картина будет качественно совпадать с распределением при $t - t_1 = 4 \cdot 10^2$ с (кривая 2), представленным на рис. 1 (кривая 1 соответствует условию $t - t_1 = 0$). В остальном поведение будет таким же, как и в рассмотренном выше случае. Условие $y \gg 1$ при $x \sim 1$ можно определить как условие мгновенного включения электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Климов, И. А. Крикберг, Г. В. Попов, в сб. Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца, вып. 16, 72 (1971).
2. М. Н. Фаткуллин, М. Г. Демин, Геомагнетизм и аэронавтика, 13, № 1, 52 (1973).
3. H. Forri, J. Geophys. Res., 73, № 1, 21 (1968).
4. Ю. Г. Минзун, Б. Е. Брюнелли, в сб. Морфология и физика полярной ионосферы, изд. Наука, Л., 1971, стр. 79.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
18 января 1974 г.

THE INFLUENCE OF NONSTATIONARY ELECTRIC FIELDS ON $N_p(h, t)$ -PROFILES IN THE NIGHTTIME IONOSPHERIC F2-REGION

M. G. Deminov, V. K. Kozlov

The solution of the nonstationary continuity equation of an electron-ion gas is obtained and analysed with taking into account recombination, diffusion and rapidly changed external electric fields (E). It is shown that for the definite values of $\frac{dE}{dt}$ an sharp increase in concentration may be observed near maximum (h_m) in contrast to the stationary case.